

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Тихоокеанский государственный университет»

**Михеенко А. В.**

**Кирюшин А. В.**

**Швец Н. Л.**

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ И ДИФРАКЦИЯ СВЕТА**  
**(Учебное пособие)**

Рекомендовано издательско-библиотечным советом  
Тихоокеанского государственного университета  
в качестве учебного пособия  
для студентов обучающихся по направлению подготовки «Физика»

Хабаровск  
Издательство ТОГУ  
2014

УДК 535(07)  
ББК В343  
М 695

Рецензенты:  
заведующий кафедрой общей физики  
Дальневосточного государственного гуманитарного университета  
профессор *В. И. Крылов*;  
профессор кафедры физики  
Дальневосточного государственного университета путей сообщения  
к.ф.-м.н. *Д. С. Фалеев*

Научный редактор:  
кандидат физико-математических наук, доцент *Ю. И. Щербаков*

**Михеенко, А. В.**  
М 695 Интерференция и дифракция света (теория и лабораторные работы) : учеб. пособие.  
/А. В. Михеенко, А. В. Кирюшин, Н. Л. Швец. – Хабаровск: Изд-во ТОГУ, 2013. - 52 с.  
ISBN 5-7389-0341-2  
В учебном пособии изложена теория интерференции и дифракции света и  
приведены описания лабораторных работ по данной теме.  
Пособие предназначено для студентов обучающихся по направлению подготовки  
«Физика», а также может быть полезно студентам других вузов, изучающим курс общей  
физики, и преподавателям, работающим в этой области.

**УДК 535(07)**  
**ББК В343**

ISBN 5-7389-0341-2

© Михеенко А. В., Кирюшин А. В., Швец Н. Л., 2014  
© Тихоокеанский государственный университет, 2014

## Введение

Учебное пособие написано в соответствии с примерной программой высшего профессионального образования по направлению подготовки 011200.62 «Физика», утвержденной приказом Министерством образования и науки РФ от 17.09.2009. В основу учебного пособия положены материалы лекционных курсов и методических указаний к лабораторным работам по оптике, которые в течение ряда лет используются в учебном процессе кафедры физики Тихоокеанского государственного университета.

Основная цель учебного пособия – сконцентрировать внимание студентов на основных понятиях и законах волновой оптики, а также научить их активно применять теоретический материал в лабораторном эксперименте.

Учебное пособие состоит из семи разделов. Разделы 1, 2, 6, 7 написаны А.В. Михеенко, разделы 3, 4 – А.В. Кирюшиным, раздел 5 – Н.Л. Швец.

В теоретической части (разделы 1, 2) рассмотрены явления интерференции и дифракции света, наиболее полно отражающие его волновую природу. Обсуждаются условия интерференции световых волн, влияние монохроматичности и роль размеров источника света. Подробно рассмотрены принципы построения и расчета классических интерференционных схем (опыт Юнга, бипризма Френеля, интерференция на плоскопараллельной пластине, кольца Ньютона). Описание дифракционных явлений проведено на основе принципа Гюйгенса – Френеля. С помощью метода зон Френеля рассмотрена дифракция Френеля на круглом отверстии и диске, а также дифракция Фраунгофера на щели. При описании дифракционной решетки особое внимание уделено механизму появления наиболее важных – главных максимумов дифракционной картины.

В экспериментальной части учебного пособия (разделы 3–7) проведено описание лабораторных работ по волновой оптике, которые входят в программу студентов с направлением подготовки 011200.62 «Физика» по дисциплине «Общий физический практикум». Экспериментальная часть учебного пособия тесно связана с теоретической частью и является его развитием и дополнением.

# 1.ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

## 1.1 Световая волна

### Когерентность и монохроматичность световых волн

Раздел физики, в котором изучается природа света, закономерности его распространения и взаимодействия с веществом, называется оптикой.

Свет имеет сложную природу. В одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, а в других – как поток особых частиц (фотонов).

В данном разделе излагается волновая оптика, т.е. те явления, в основе которых лежит волновая природа света (интерференция, поляризация, дифракция и дисперсия света).

В электромагнитной волне совершают колебания векторы напряженности электрического поля  $\vec{E}$  и магнитного поля  $\vec{H}$ . Как показывает опыт, действие света на вещество в основном связано с электрическим вектором. По этой причине вектор  $\vec{E}$  световой волны называют световым вектором.

В соответствии с уравнением электромагнитной волны колебания проекции светового вектора на определенное направление описываются уравнением

$$E = A \cos(\omega t - kr + \alpha). \quad (1.1)$$

Здесь  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число;  $r$  – расстояние, которое проходит световая волна от источника до рассматриваемой точки. Амплитуда колебаний светового вектора  $A$  для плоской волны постоянна в непоглощающей среде.

Отношение скорости световой волны в вакууме к фазовой скорости в некоторой среде называется абсолютным показателем преломления этой среды и обозначается буквой  $n$ . Таким образом,

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.2)$$

С другой стороны, согласно электромагнитной теории Максвелла,

$$\frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon \mu}, \quad (1.3)$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость, а  $\mu$  – магнитная проницаемость среды. Сравнение формул (2) и (3) определяет связь между оптическими, электрическими и магнитными характеристиками вещества

$$n = \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (4)$$

Значение показателя преломления определяет оптическую плотность среды. Среда с большим  $n$  является более плотной.

Длина волны света  $\lambda$  связана с частотой  $\nu$  соотношением  $\lambda = \frac{v}{\nu} = \frac{c}{n\nu}$ . Для вакуума  $n = 1$  и  $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ . Таким образом, длина световой волны в среде с показателем преломления  $n$  связана с длиной волны в вакууме соотношением

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (1.5)$$

Световая волна, как и любая электромагнитная волна, переносит энергию. Плотность потока энергии, переносимой световой волной, называется интенсивностью света и обозначается буквой  $J$ . Согласно электромагнитной теории Максвелла, интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора:

$$J \sim A^2. (1.6)$$

Когерентностью называется согласованное протекание нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – волны со строго определенной частотой, постоянной амплитудой и постоянной начальной фазой. Но волна, описываемая уравнением (1), является физической абстракцией. Всякая реальная световая волна образуется наложением колебаний всевозможных частот в интервале  $\Delta\omega$ . Кроме того, амплитуда волны  $A$  и ее начальная фаза  $\alpha$  непрерывно изменяются со временем случайным образом. Излучение двух независимых источников света всегда некогерентно. Это связано с тем, что атомы (молекулы, ионы) в двух самостоятельных источниках света излучают световые волны независимо друг от друга. Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами. Процесс излучения отдельного атома конечен и длится очень короткое время ( $\tau \approx 10^{-8}$  с). Через некоторое время атом снова может перейти в возбужденное состояние и начать испускать световые волны, но уже с другой амплитудой, частотой и начальной фазой. Если мы рассматриваем отдельные источники света, то изменение характеристик световых волн от отдельных атомов происходит хаотически и независимо друг от друга.

Таким образом, атомы излучают свет в виде коротких импульсов, которые называются волновыми цугами. Любой реальный немонахроматический свет представляет собой наложение огромного числа волновых цугов, порождаемых отдельными атомами. Среднее время  $t_{\text{ког}}$ , за которое случайное изменение фазы волны достигает значения порядка  $\pi$ , называется временем когерентности. Фаза колебаний световой волны в определенной точке пространства остается примерно неизменной в течение времени когерентности. В течение этого времени волна остается когерентной по отношению к самой себе. Расстояние  $l_{\text{ког}} = ct_{\text{ког}}$ , на которое распространяется волна за время  $t_{\text{ког}}$ , называется длиной когерентности (или длиной цуга).

Чем ближе волна по своим свойствам к монохроматической, тем меньше ширина  $\Delta\omega$  спектра ее частот и тем больше ее время когерентности и длина когерентности.

Наряду с временной когерентностью, определяемой временем когерентности, используется понятие пространственной когерентности, которая характеризует когерентные свойства волн в направлении, перпендикулярном их распространению. Радиусом когерентности называется расстояние между точками в направлении, перпендикулярном направлению распространения световой волны, между которыми случайное изменение

фазы не превышает  $\pi$ . Например, для солнечных лучей радиус когерентности на Земле составляет примерно 0,05 мм. Для лазеров непрерывного действия длина когерентности может достигать гораздо больших величин (около  $10^3$  м).

## § 1.2 Интерференция света

Пусть две волны одинаковой частоты, накладываются друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства колебания одинакового направления:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1), \quad E_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Амплитуда результирующего колебания в данной точке определяется выражением

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

Интенсивность результирующей волны ( $J \sim A^2$ ) будет равна

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1J_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (1.7)$$

(см. (6)).

В случае некогерентных волн разность фаз  $(\varphi_2 - \varphi_1)$  непрерывно изменяется со временем, принимая любые значения. Поэтому среднее по времени значение  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  равно нулю, и  $J = J_1 + J_2$ . Интенсивность результирующей волны равна сумме интенсивностей накладываются волн. Это наблюдается, например, при наложении света, идущего от двух электрических лампочек.

Ситуация меняется, когда накладываются когерентные волны. В точках пространства, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ ,  $J > J_1 + J_2$ , а там, где  $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$ ,  $J < J_1 + J_2$ .

Следовательно, при наложении когерентных волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах появляются максимумы, а в других минимумы интенсивности. Это явление называется интерференцией света. Если  $J_1 = J_2$ , то в максимумах  $J = 4J_1$ , а в минимумах  $J = 0$ . Для некогерентных волн интенсивность результирующей волны везде одинакова ( $J = 2J_1$ ).

Когерентные световые волны можно получить, разделив каким-либо образом волну, испускаемую одним источником, на две части. Если эти две волны пройдут разные оптические пути и затем наложатся друг на друга, то можно будет наблюдать интерференционную картину. Для этого необходимо, чтобы разность оптических длин путей не превышала длину когерентности.

Пусть первая волна проходит от точки разделения до точки наложения в среде с показателем преломления  $n_1$  путь  $r_1$ , а вторая волна в среде с показателем преломления  $n_2$  путь  $r_2$ . Тогда фаза первой волны в точке наложения будет равна  $\varphi_1 = -k_1 r_1 + \alpha$ , а второй волны —  $\varphi_2 = -k_2 r_2 + \alpha$ .

Волновое число первой волны  $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_1$ , волновое число второй волны  $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2$  (см. (1.1)). Разность фаз двух накладываются волн будет равна

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1)$$

или

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (1.8)$$

Произведение геометрической длины пути  $r$  на показатель преломления  $n$  называется оптической длиной пути  $L$ .

Разность оптических длин путей  $\Delta = L_2 - L_1 = (n_2 r_2 - n_1 r_1)$  называется оптической разностью хода.

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме:

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots), \quad (1.9)$$

то  $\delta = \pm 2m\pi$ ,  $\cos \delta = 1$  и согласно (81)

$$J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2},$$

то есть в данной точке наблюдается интерференционный максимум.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots), \quad (1.10)$$

то  $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ ,  $\cos \delta = -1$  и

$$J = J_2 + J_1 - 2\sqrt{J_1 J_2}.$$

Следовательно, (1.10) является условием интерференционного минимума.

### §1.3 Методы наблюдения интерференции света

Для получения когерентных световых волн с помощью обычных (не лазерных) источников света применяют метод разделения света от одного источника на две или несколько систем световых лучей. В каждой из них представлено излучение одних и тех же атомов, поэтому они могут быть когерентны. Разделение одной и той же волны на две части для реализации интерференции осуществляется двумя способами: 1) делением амплитуды; 2) делением фронта волны.

**Метод Юнга.** Все основные схемы, основанные на делении фронта световой волны, сводятся к опыту Юнга (рис.1.1), поставленному в 1802 г.

Юнг в темной комнате пропустил солнечный свет через узкую щель, а затем с помощью двух щелей, вырезанных в следующем экране, разделил этот пучок на два. Эти два пучка, накладываются друг на друга, образовали на экране наблюдения систему полос - чередующихся максимумов и минимумов интенсивности  $I$  (рис.1.1).

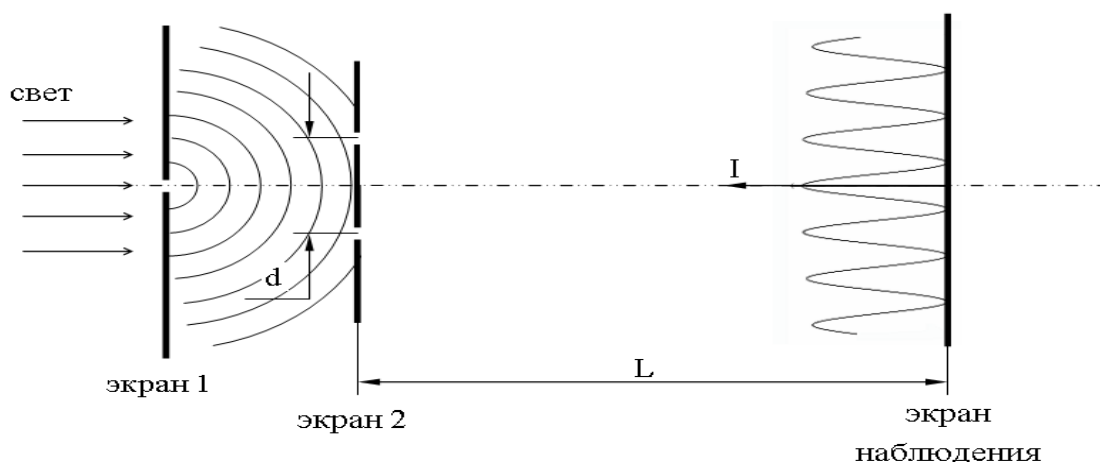


Рис.1.1 Схема опыта Юнга

Таким образом, в опыте Юнга интерференционная картина получалась путем деления фронта волны, исходящей из одного источника, при ее прохождении через две близко расположенных щели. Этот опыт позволил впервые определить длину световой волны. Простота и убедительность опыта Юнга сделали его классическим, одним из самых ярких в истории физики.

**Бипризма Френеля.** Существенные черты этого опыта сохраняются в установке с бипризмой Френеля. Бипризма Френеля представляет собой две прямоугольные призмы с малыми преломляющими углами  $\beta$ , сложенные своими основаниями (рис. 2). Практически она изготавливается из целого куска стекла. Источником света является ярко освещенная узкая щель, установленная параллельно ребру бипризмы. Можно показать, что, поскольку угол  $\beta$  очень мал, все лучи при преломлении в бипризме отклоняются на угол

$$\varphi = (n - 1)\beta \quad (1.11)$$

независимо от угла падения, если последний также мал.

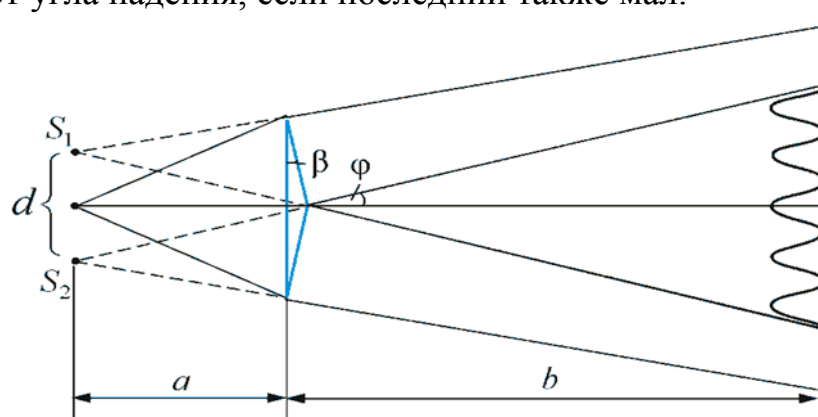


Рис.1.2 Ход лучей в бипризме Френеля

В результате за бипризмой лучи распространяются так, как если бы они исходили из двух мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$  (изображений входной щели). В области пространства, где пучки от источников  $S_1$ ,  $S_2$  перекрываются, возникает интерференционная картина (см. рис.1.2). Расстояние между этими источниками равно



$$d = 2a\varphi, \quad (1.12)$$

где  $a$  – расстояние от источников до бипризмы.

#### 1.4 Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников света

Рассмотрим два когерентных источника света  $S_1$  и  $S_2$ , которые находятся на расстоянии  $d$  друг от друга (рис.1.3). Экран  $\mathcal{E}$ , на котором наблюдается интерференционная картина, расположен параллельно обоим щелям на расстоянии  $L$  от них, причем  $L \gg d$ . Начало отсчета координаты  $x$  точки  $A$ , в которой наблюдается интерференция, выбрано в точке  $O$ , равноудаленной от источников света.

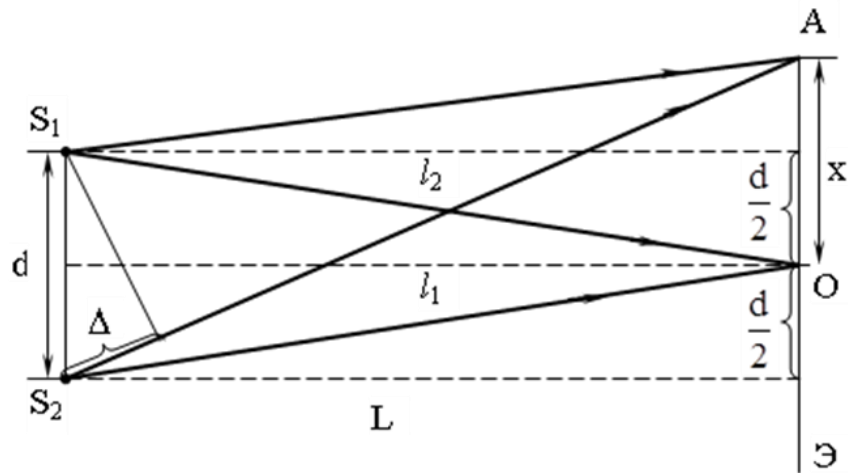


Рис.1.3 К расчету интерференционной картины от двух источников света

Интенсивность света в точке  $A$  определяется оптической разностью хода лучей в вакууме от источников  $S_1$  и  $S_2$  до этой точки:  $\Delta = l_2 - l_1$ .

Как видно из рис.1.3,

$$l_2^2 = L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \quad l_1^2 = L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

откуда

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd$$

или

$$\Delta = l_2 - l_1 = \frac{2xd}{l_1 + l_2}.$$

При условии  $L \gg d$ , можно считать  $l_1 + l_2 \approx 2L$ , откуда следует, что

$$\Delta = \frac{xd}{L}. \quad (1.13)$$

Подставив это выражение в условие максимума интенсивности (1.9), получим

$$\Delta = \frac{xd}{L} = \pm m\lambda_0.$$

Отсюда следует, что максимумы интенсивности будут наблюдаться в точках с координатами

$$x_{\max} = \pm \frac{mL\lambda_0}{d} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.14)$$

Аналогично, используя условие минимумов интенсивности (1.10), получим

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{L}{d} \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.15)$$

Из этих формул следует, что интерференционная картина на экране будет иметь вид равноудаленных друг от друга темных и светлых полос. Расстояние между полосами называется шириной интерференционной полосы и равно

$$\Delta x = \frac{L\lambda_0}{d}. \quad (1.16)$$

Центр экрана (точка О) равноудален от источников, поэтому разность хода  $\Delta = l_2 + l_1$  для этой точки равна 0, и в этой точке должен наблюдаться максимум интенсивности. Он соответствует  $m = 0$  и называется главным максимумом. Вверх и вниз от него располагаются максимумы (или минимумы) первого ( $m = 1$ ), второго ( $m = 2$ ) и т.д. порядков.

Расстояние между интерференционными полосами, согласно формуле (1.16), зависит от длины волны. Если использовать белый свет, который представляет собой набор цветов от фиолетового до красного, то на экране мы увидим радужно окрашенные полосы, так как полосы для разных длин волн будут смещены друг относительно друга. Только для  $m = 0$  максимум для всех длин волн будет совпадать, так что в середине экрана (точка О) будет находиться белая полоса.

Заметим, что именно с помощью формул (1.16) Юнг первым определил длину световой волны. Так, для зеленого света  $\lambda_0 \approx 0,5$  мкм.

### 1.5 Интерференция света в тонких пленках

В природе можно наблюдать радужную окраску тонких пленок (пленок нефтепродуктов на воде, мыльных пузырей и т.д.), которая возникает в результате интерференции света. При падении света на тонкую прозрачную пленку (или пластинку) происходит отражение от обеих поверхностей пленки. В результате возникают две световые волны, которые могут интерферировать. Такой способ получения интерференционной картины называется делением амплитуды световой волны.

Пусть на плоскопараллельную пластинку с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  под углом  $\alpha$  (рис.1.4) падает плоская монохроматическая волна (пучок параллельных лучей). Рассмотрим только один из лучей этой волны, так как другие находятся в одинаковых условиях. На поверхности пленки в точке О луч 1 разделится на два луча: частично отразится (луч 1') и частично преломится.

Преломленный луч в точке С также частично отразится от нижней поверхности пленки, и частично преломится в воздух. Отраженный в точке С луч, дойдя до точки В, опять частично отразится и преломится (луч 2'), выходя в воздух под углом  $\alpha$ . Луч, отраженный в точке В, опять отразится от

нижней поверхности пленки но он будет иметь меньшую интенсивность, и мы его рассматривать в дальнейшем не будем.

Лучи  $1'$  и  $2'$ , отраженные от верхней и нижней поверхностей пленки, испущены одним и тем же источником и поэтому могут при известных условиях быть когерентны. Они параллельны, и поэтому если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек фокальной плоскости линзы, и на экране в этой плоскости будет наблюдаться интерференционная картина.

Разность хода лучей  $2'$  и  $1'$ , возникающая при прохождении их от точки  $O$  до точки наложения  $P$ , равна

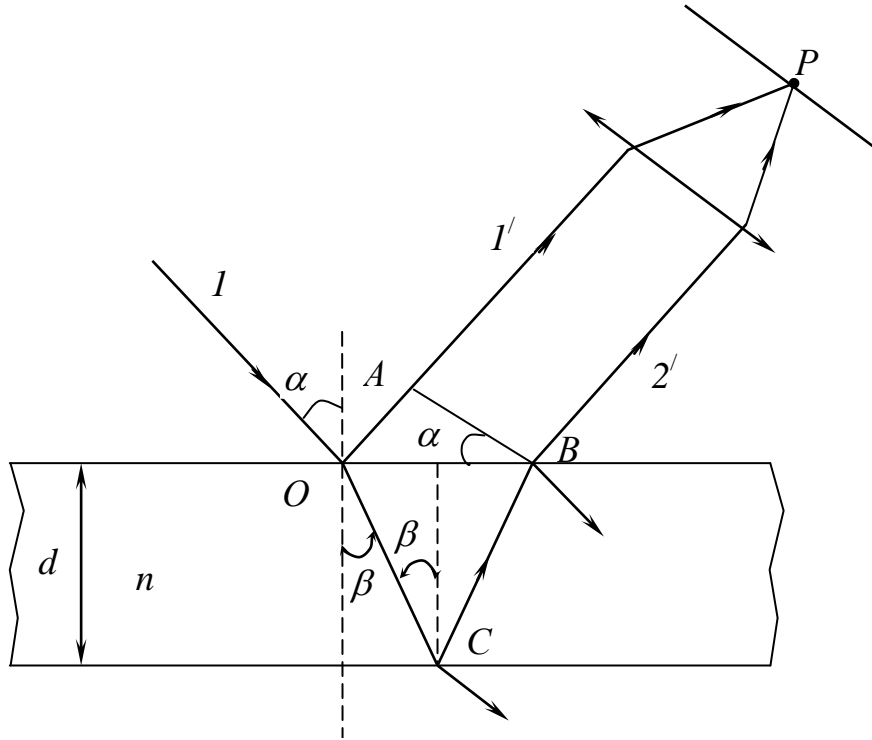


Рис.1.4 К расчету интерференционной картины на плоскопараллельной пластинке

$$\Delta = nS_2 - S_1, \quad (1.17)$$

где  $S_2$  – суммарная длина отрезков  $OC$  и  $CB$ ;  $n$  – показатель преломления пластинки, а  $S_1$  – длина отрезка  $OA$  (для воздуха  $n_0=1$ ). Из рис.1.4 видно, что

$$OC = CB = \frac{d}{\cos \beta}, \quad OA = OB \sin \alpha = 2d \tan \beta \sin \alpha$$

С учетом этих выражений формулу (1.17) запишем в виде

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \beta} - 2d \tan \beta \sin \alpha.$$

Учитывая закон преломления  $\sin \alpha = n \sin \beta$ , получим выражение для  $\Delta$  в виде

$$\Delta = 2dn \cos \beta.$$

При вычислении разности фаз между колебаниями в лучах  $1'$  и  $2'$  в точке  $P$  нужно, кроме оптической разности хода  $\Delta$ , учесть изменение фазы волны при отражении луча 1 в точке  $O$  от оптически более плотной среды на  $\pi$ .

Такое изменение фазы волны соответствует оптической разности хода  $\frac{\lambda_0}{2}$  (см. (1.8)), и его можно учесть, вычитая из  $\Delta$  половину длины световой волны в вакууме. В результате получим

$$\Delta = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.18)$$

На экране в точке  $P$  будет максимум, если (см. условие (9))

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.19)$$

Минимум можно наблюдать, если выполняется условие (10):

$$2dn \cos \beta - \frac{\lambda_0}{2} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.20)$$

Используя закон преломления света, эту формулу можно переписать в виде

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = m\lambda \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (1.21)$$

Таким образом, при падении на пластинку плоской световой волны можно наблюдать систему интерференционных полос.

Полосы равного наклона возникают при отражении от плоскопараллельной пластинки. Из выражений (1.19) и (1.20) следует, что положение интерференционных полос на экране зависит от  $\lambda_0$ ,  $d$ ,  $n$  и  $\alpha$ .

Для данных  $d, n$ ,  $\lambda_0$  и целого числа  $m$  каждый полосе соответствует определенный угол наклона  $\alpha$ . Такие полосы называются полосами равного наклона.

Полосы равной толщины возникают при отражении света от пластинки переменной толщины. Если угол клина пластинки достаточно мал, то можно с достаточной степенью точности пользоваться формулами (1.19) и (1.20), где в качестве  $d$  берется толщина клина в месте падения на него луча. В этом случае для данных  $\lambda_0$ ,  $n$ ,  $\alpha$  и  $m$  каждой полосе соответствует определенная толщина пластинки.

## 1.6. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона являются примером интерференционных полос равной толщины. Они возникают при отражении света от воздушного зазора, образованного плосковыпуклой линзой 1 и соприкасающейся с ней плоскопараллельной пластиной 2 (рис.1.5). Параллельный пучок лучей падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней (точка  $A$ ) и нижней (точка  $B$ ) поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении этих лучей возникает интерференционная картина в виде полос равной толщины. Полосы имеют вид концентрических окружностей, так как определенной толщине зазора  $d$  соответствует окружность на поверхности линзы.

С учетом того, что угол падения  $\alpha \approx 0$ , показатель преломления воздуха в зазоре  $n = 1$  и потеря полуволны при отражении происходит на границе воздух–пластина, оптическая разность хода волн, отраженных от зазора, будет равна

$$\Delta = 2d + \frac{\lambda_0}{2}.$$

С учетом вышесказанного этот результат можно получить из формулы (1.18). Из рис. 5 следует, что  $R^2 = (R - d)^2 + r^2$ , где  $R$  – радиус кривизны линзы;  $r$  – радиус окружности, всем точкам которой соответствует толщина зазора  $d$ . Учитывая, что  $d \ll R$ , получим

$$d = \frac{r^2}{2R} \text{ и } \Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.22)$$

Применяя выражения (9) и (10) для условий максимума и минимума, получим выражение для радиуса  $m$ -го светлого кольца:

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda_0 R}, \quad m = (0, 1, 2, 3, \dots)$$

и радиуса  $m$ -го темного кольца:

$$r_m = \sqrt{m \lambda_0 R}, \quad m = (0, 1, 2, 3, \dots). \quad (1.23)$$

В центре линзы будет наблюдаться темное пятно, которое соответствует  $m = 0$ .

Измерив на практике радиусы соответствующих колец и зная длину волны света, мы можем найти радиус кривизны линзы  $R$ .

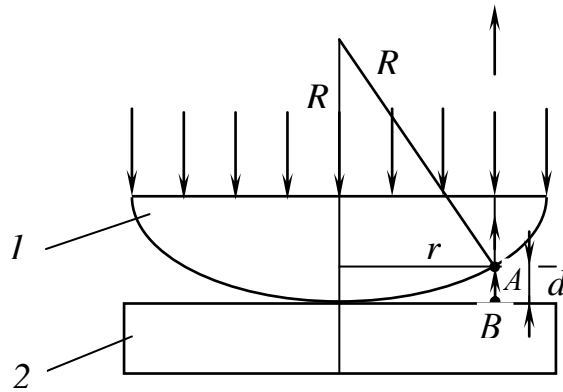


Рис.1.5 Интерференционная схема  
получения колец Ньютона

## 1.7 Применение интерференции света

Интерференция при отражении от тонких пленок лежит в основе просветления оптики. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением падающего света. В сложном объективе таких поверхностей много, что приводит к заметной потере светового потока. В просветленной оптике на каждую поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с показателем преломления, меньшим, чем у материала линзы. Толщина пленки подбирается так, чтобы волны, отраженные от обеих ее поверхностей, гасили друг друга. Особенно хороший результат достигается в том случае, когда показатель преломления пленки равен корню квадратному из

показателя преломления линзы. При этом условии интенсивности обеих отраженных от поверхностей пленки волн будут одинаковы. Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно, то это обычно делается для середины спектра белого света ( $\lambda_0 = 0,5$  мкм).

Явление интерференции используется в очень точных измерительных приборах, называемых интерферометрами.

Все интерферометры основаны на одном и том же принципе. Световой пучок разделяется с помощью оптических элементов на один или несколько пучков, которые после прохождения различных оптических путей накладываются друг на друга в определенной области, где наблюдается интерференционная картина.

Интерферометры широко используются для измерения различных физических величин, проверки качества оптических деталей, в спектральных приборах высокой разрешающей силы и т.д.

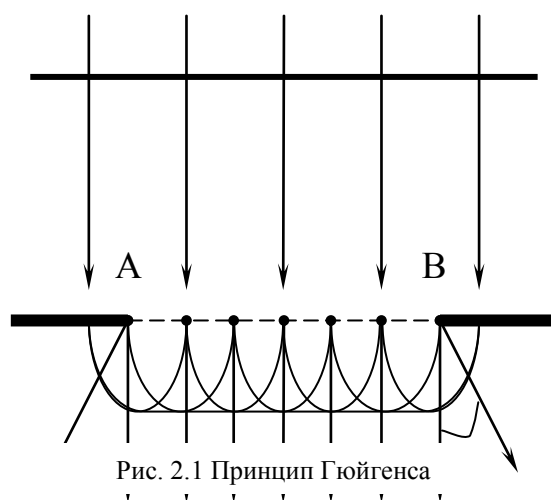
С помощью интерферометра Майкельсона был проведен знаменитый опыт Майкельсона–Морли (1887 г.), который показал, что не существует выделенной системы отсчета (эфира) и что механический принцип относительности можно распространить на электромагнитные явления.

Интерферометр Фабри Перо находит широкое применение в качестве объемных резонаторов оптических квантовых генераторов – лазеров.

## 2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

## 2.1 Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля

Дифракцией света называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики. Неоднородности в среде возникают по различным причинам, например, на границах прозрачных и непрозрачных тел. Благодаря дифракции, например, свет может попадать в область геометрической тени, что не согласуется с законом геометрической оптики о прямолинейном распространении света.



### Явление дифракции

характерно для всех волновых процессов. Его можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн дает положение волнового фронта в следующий момент времени.

В качестве примера рассмотрим падение плоской волны на отверстие АВ в экране (рис. 2.1). Когда волновой фронт доходит до преграды (экрана), то каждая точка отверстия становится источником вторичных сферических волн, а огибающая этих волн дает фронт волны, прошедшей через отверстие. Из рис. 2.1 видно, что у границ отверстия происходит загибание волнового фронта, т. е. волна огибает края препятствия и заходит в область геометрической тени. Угол  $\phi$  называется углом дифракции.

Принцип Гюйгенса решает задачу о направлении распространения волны, но не решает вопроса об амплитуде колебаний. Эта задача была решена Френелем. Он дополнил принцип Гюйгенса положением об интерференции вторичных волн.

Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, световая волна может быть представлена как результат суперпозиции (наложения) когерентных вторичных волн, излучаемых некоторыми фиктивными источниками.

Таковыми источниками могут служить элементы любой поверхности, до которой дошла волна. Таким образом, любая волна может рассматриваться как результат интерференции вторичных волн.

Френель предложил метод расчета амплитуды результирующего колебания в некоторой точке световой волны для задач с определенной симметрией.

В качестве примера применения этого метода определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке Р волной, распространяющейся в однородной среде от точечного источника S (рис. 2.2).

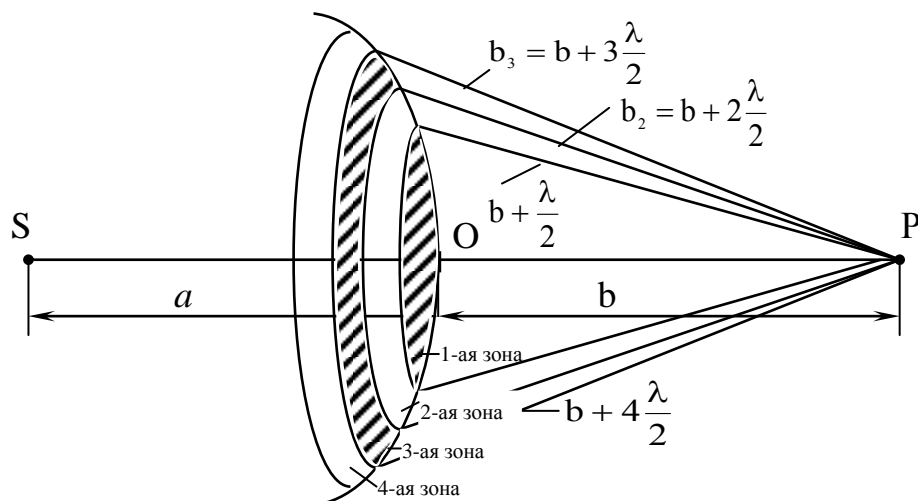


Рис. 2.2 Построение зон Френеля

Волновая поверхность в некоторый момент времени будет являться сферой с центром в точке S. Она будет симметрична относительно прямой SP. Согласно принципу Гюйгенса-Френеля действие источника S в точке Р можно заменить действием мнимых (вторичных) источников, расположенных на этой сфере. Разобьем эту волновую поверхность на кольцевые зоны так, что расстояния от краев каждой зоны до точки Р отличаются на  $\lambda/2$ .

Такие зоны называются зонами Френеля. Из рис. 7 видно, что расстояние  $b_m$  от внешнего края m-й зоны до точки Р равно

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (2.1)$$

где  $b$  – расстояние от вершины волновой поверхности О до точки Р.

Колебания, приходящие в точку Р от аналогичных точек двух соседних зон (т.е. от точек, лежащих около краев зон, в середине зон и т.д.), находятся в противофазе. По условию построения этих зон разности хода  $\frac{\lambda}{2}$  соответствует изменение фазы на  $\pi$ . Поэтому результирующие колебания, создаваемые каждой из зон в целом, будут для соседних зон отличаться по фазе на  $\pi$ . При наложении колебаний от двух соседних зон они будут взаимно



ослаблять друг друга. Поэтому амплитуда результирующего колебания в точке Р может быть представлена в виде

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m, \quad (2.2)$$

где  $A_1, A_2, A_3, \dots, A_m$  – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й и т.д. зонами.

Для оценки амплитуд колебаний найдем площади зон Френеля. Внешняя граница  $m$ -й зоны выделяет на волновой поверхности сферический сегмент высотой  $h_m$  (рис. 2.3).

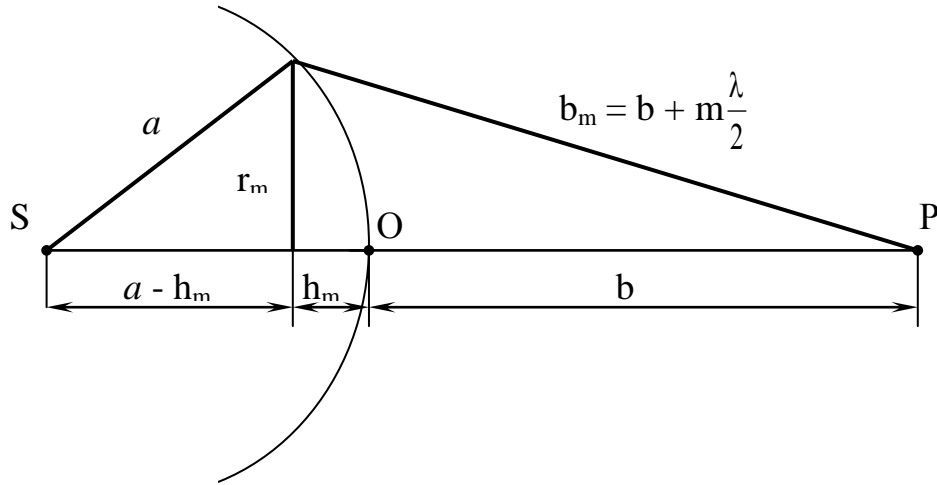


Рис. 2.3 Размеры зон Френеля

Из рис. 2.3 видно, что

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

где  $a$  – радиус волновой поверхности;  $r_m$  – радиус внешней границы  $m$ -й зоны. Возведя выражение в скобках в квадрат, получим

$$r_m^2 = 2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_m - h_m^2. \quad (2.3)$$

Отсюда получим

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

Для не слишком больших  $m$  с учетом того, что  $\lambda \ll a$ ,  $\lambda \ll b$ , можно пренебречь слагаемым, содержащим  $\lambda^2$ . В этом случае

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

При не слишком большой высоте сегмента  $h_m \ll a$ . При этих условиях из выражений (2.4) и (2.5) получим для радиуса внешней границы  $m$ -й зоны выражение

$$r_m = \sqrt{\frac{abm\lambda}{a+b}}. \quad (2.5)$$

Например, для  $a = b = 1$  м и  $\lambda = 0,5$  мкм радиус первой (центральной) зоны Френеля  $r_1 = 0,5$  мм. Для других зон он растет пропорционально  $\sqrt{m}$ . Площадь сферического сегмента  $S = 2\pi Rh$ . Площадь  $m$ -й зоны равна разности площадей сегментов  $m$ -й и  $(m-1)$ -й зон:

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

Это выражение от  $m$  не зависит, следовательно, при не слишком больших  $m$  площади зон Френеля одинаковы. Тем не менее амплитуды колебаний, возбуждаемых зонами в точке  $P$ , будут уменьшаться с ростом номера зоны  $m$ , так как растут расстояние от зон до точки  $P$  и угол между нормалью к поверхности зоны и направлением на точку  $P$ . По этой причине

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots > A_m.$$

Выражение (97) можно записать в виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_2}{2} \right) + \left( \frac{A_2}{2} - A_3 + \frac{A_3}{2} \right) + \dots \pm \frac{A_m}{2}. \quad (2.6)$$

Вследствие монотонного убывания  $A_m$  можно приближенно считать

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

В этом случае выражения в скобках в формуле (29) равны нулю и она имеет вид

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}. \quad (2.8)$$

Для больших  $m$  амплитуда  $A_m$  мала и  $A = \frac{A_1}{2}$ , т.е. амплитуда, создаваемая в некоторой точке  $P$  всей сферической волновой поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной. Если на пути волны поставить экран с отверстием, которое открывает только одну зону Френеля, то амплитуда в точке  $P$  будет равна  $A_1$ , т.е. превысит амплитуду результирующего колебания для всех зон в два раза. Этот результат наблюдается в опытах и подтверждает принцип Гюйгенса-Френеля.

## 2.2 Дифракция на круглом отверстии и диске

Рассмотрим дифракцию сферических волн (или дифракцию Френеля) на круглом отверстии. Поставим на пути сферической волны непрозрачный экран с круглым отверстием радиуса  $r$  так, чтобы центр отверстия находился на прямой  $SP$  ( $S$  – источник света;  $P$  – точка, в которой определяется амплитуда колебаний (рис. 2.4)).

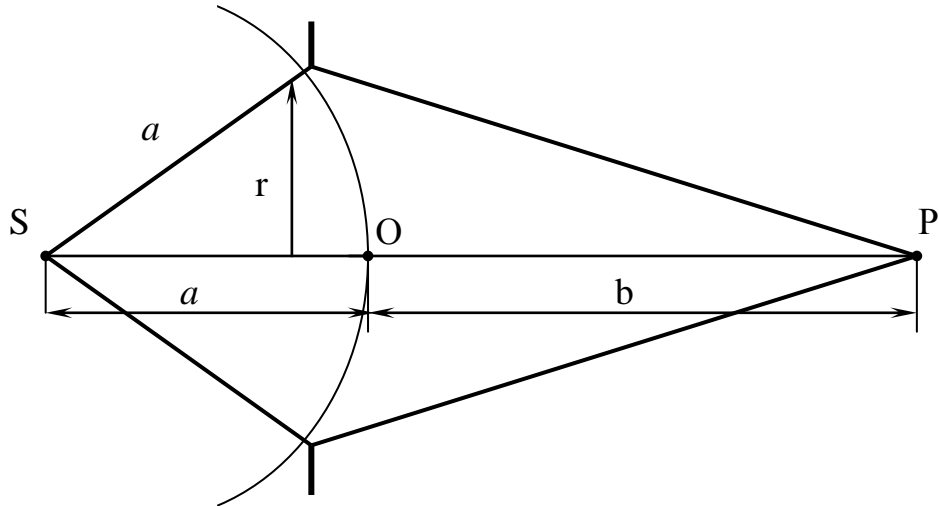


Рис.2.4 Дифракция света на круглом отверстии

Если радиус отверстия совпадает с радиусом внешней границы  $m$ -й зоны (2.5):

$$r = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda,$$

то отверстие оставляет открытым  $m$  первых зон Френеля.

Амплитуда результирующего колебания в этом случае равна (см. (2.8))

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}.$$

Если число зон  $m$  нечетное, то  $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$ , т.е. амплитуда максимальна.

Если  $m$  четное, то амплитуда минимальна ( $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2}$ ).

Для малых  $m$  амплитуда  $A_m$  мало отличается от  $A_1$ , следовательно, для нечетных  $m$   $A \approx A_1$ , а для четных –  $A \approx 0$ .

Рассмотрим дифракцию Френеля на непрозрачном диске. Если диск закрывает  $m$  первых зон Френеля, амплитуда результирующего колебания в точке  $P$ , находящейся на прямой, проходящей через источник света и центр кругового диска, будет равна (см. (2.6))

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots = \frac{A_{m+1}}{2} + \left( \frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots$$

Выражения, стоящие в скобках, с учетом вышесказанного (см. (2.6), (2.7)) можно положить равными нулю, следовательно,

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}.$$

Отсюда следует, что в точке Р амплитуда колебаний всегда максимальна. Это подтверждается в опытах: в точке Р действительно наблюдается светлое пятно, что противоречит законам геометрической оптики, и его можно объяснить только за счет дифракции света.

### 2.3 Дифракция на одной щели

Рассмотрим дифракцию плоской световой волны (дифракцию Фраунгофера) на бесконечно длинной щели. Для этого достаточно, чтобы длина щели была много больше ее ширины. Поместим за щелью АВ собирающую линзу Л, а в фокусе линзы – экран Э (рис.2.5). Пусть волновая поверхность падающей волны, плоскость щели и экран параллельны друг другу. Разобьем открытую часть волновой поверхности в области щели на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода волн от краев этих зон была равна  $\frac{\lambda}{2}$ . По условию построения все зоны будут иметь одинаковые площади и одинаковый наклон к направлению наблюдения. Поэтому амплитуды вторичных волн от каждой зоны будут одинаковы. Все лучи, идущие под углом  $\varphi$ , будут собираться в некоторой точке Р на экране в фокальной плоскости линзы. Амплитуда результирующего колебания в точке наблюдения Р будет равна (см. (2.2))

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m, \quad (2.9)$$

где  $A_1, A_2, \dots, A_m$  – амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й и т.д. зонами Френеля.

Разность хода волн от краев зоны CD будет равна  $\Delta = \frac{\lambda}{2}$ , а ширина этой зоны

–  $x = \frac{\Delta}{\sin \varphi} = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi}$  (см. рис.2.5). Если ширина щели АВ равна  $a$ , то число

зон, уместившихся на этой щели, будет равно

$$m = \frac{a}{x} = \frac{a 2 \sin \varphi}{\lambda}. \quad (2.10)$$

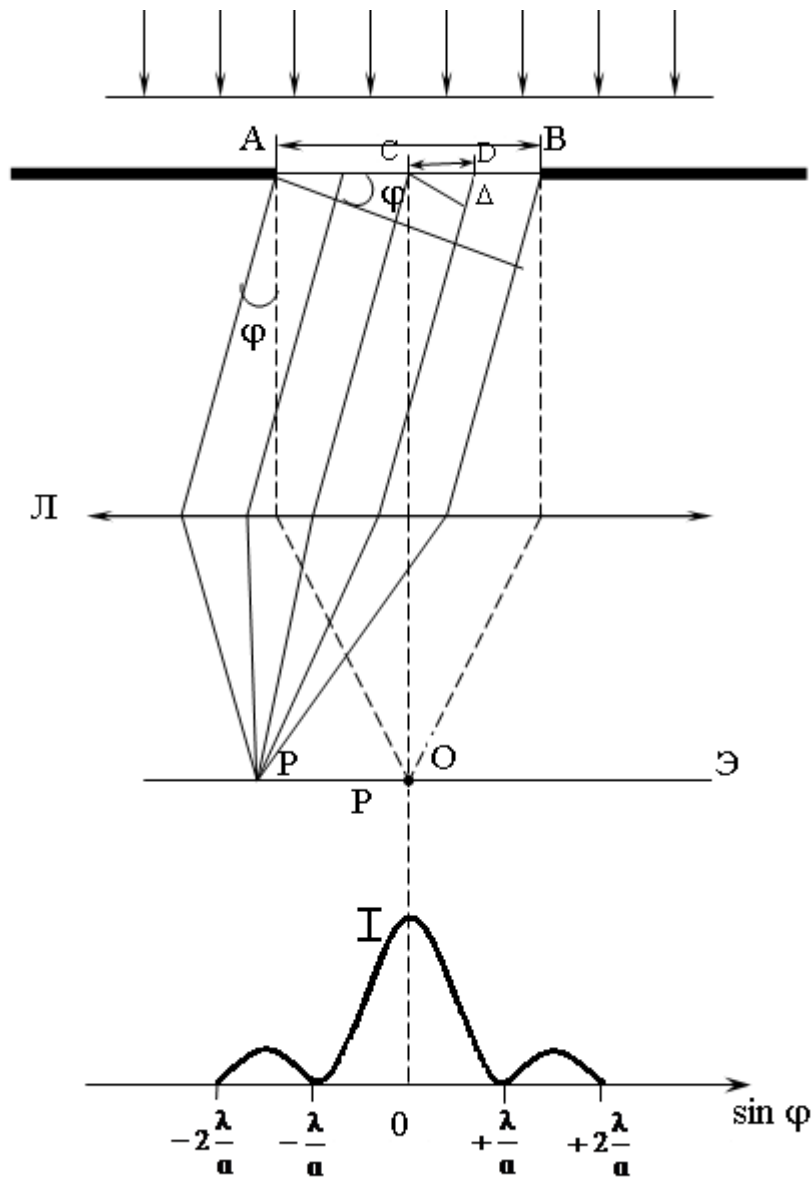


Рис.2.5 Схема хода лучей при дифракции света на щели

Из этого выражения видно, что число зон Френеля, укладываемых на ширине щели, зависит от угла дифракции  $\varphi$ .

Если число зон  $m$  целое и четное, то из выражения (2.9) следует, что амплитуда результирующего колебания в точке будет равна нулю, так как колебания от пары соседних зон взаимно гасят друг друга. В этом случае выражение (2.10) можно записать в виде

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (2.11)$$

Под углами  $\varphi$ , удовлетворяющими этому условию, в точке P будет наблюдаться дифракционный минимум.

Если же число зон Френеля нечетное, то в точке P будет наблюдаться дифракционный максимум, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

В этом случае выражение (2.10) имеет вид

$$a \sin \varphi = \pm(2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots). \quad (2.12)$$

Рассмотрим прямое направление ( $\varphi = 0$ ). В этом случае все вторичные волны проходят от щели до точки наблюдения одинаковые оптические пути, поэтому колебания, возбужденные ими в точке О, имеют одинаковую фазу, и в этой точке будет наблюдаться максимум с наибольшей интенсивностью для всех длин волн. Другие максимумы ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ) имеют меньшую интенсивность, и их положение зависит от длины волны  $\lambda$ . С ростом номера максимума их интенсивность уменьшается.

Расстояние между максимумами зависит от ширины щели  $a$ . При уменьшении  $a$  расстояние между ними увеличивается и число их уменьшается. Наоборот, при  $a \gg \lambda$  дифракционные максимумы с порядком  $m > 1$  практически не наблюдаются.

Итак, используя метод зон Френеля, удалось довольно простым способом найти положение светлых и темных полос на экране при дифракции на узкой щели. Для более точного и детального выяснения картины распределения интенсивности света при дифракции на щели необходимо использовать принцип Гюйгенса-Френеля. Решение этой задачи можно провести следующим образом: щель разбивается на бесконечное число одинаковых, бесконечно узких полос, параллельных ребру щели. Вторичные волны, излучаемые такими полосками, будут цилиндрическими волнами с одинаковыми амплитудами. Суммирование этих волн сведется к интегрированию по всей ширине щели, и полученное выражение имеет вид

$$A(\varphi) = A_0 \frac{\sin \alpha}{\alpha}, \quad (2.13)$$

где  $A(\varphi)$  – амплитуда колебаний в световой волне для точки на экране, в которой фокусируются лучи, идущие под углом  $\varphi$ ;  $A_0$  – амплитуда колебаний в световой волне в центре экрана;

$$\alpha = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}. \quad (2.14)$$

Интенсивность света  $J(\varphi)$  в различных точках экрана пропорциональна квадрату амплитуды  $A(\varphi)$ . Следовательно, используя уравнение (36), можем записать

$$J(\varphi) = J_0 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}, \quad (2.15)$$

где  $J_0$  – интенсивность света в центре экрана.

График зависимости интенсивности света на экране  $J(\varphi)$  показан на рис. 2.6. По горизонтальной оси отложена величина  $\alpha$ , пропорциональная углу дифракции  $\varphi$ . При практических наблюдениях дифракции угол  $\varphi$  обычно мал, и с хорошей точностью можно использовать соотношение  $\sin \varphi \approx \varphi$ .

Тогда величина  $\alpha$  с точностью до постоянного равна углу  $\varphi$ .

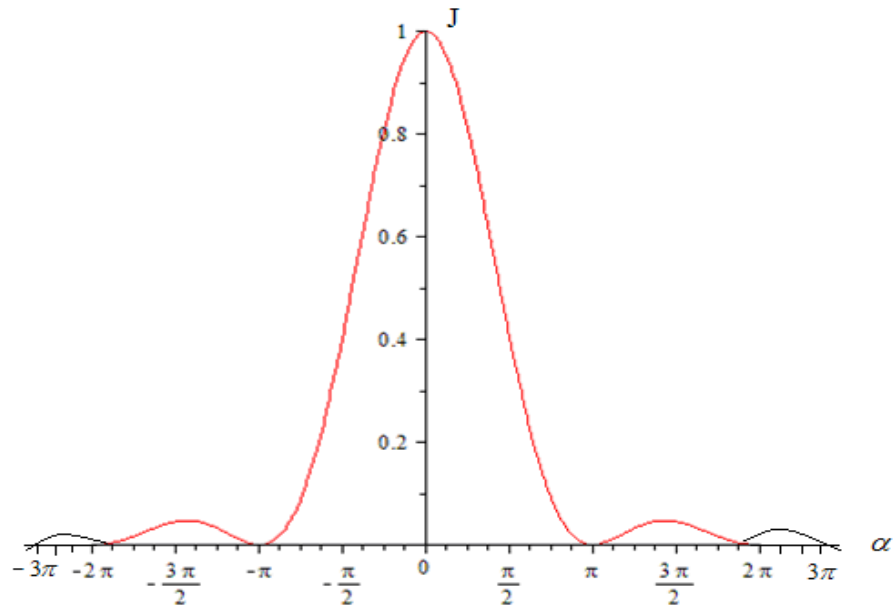


Рис.2.6. График распределения интенсивности света на экране: по вертикальной оси – интенсивность света; по горизонтальной – величина  $\alpha = \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}$ .

Используя формулы (2.12) и (2.13), можно найти относительные интенсивности максимумов

$$\frac{J_m}{J_0} = \frac{4}{\pi^2 (2m+1)^2}, \quad (2.16)$$

где  $m$  – порядок максимума.

Численный расчет по формуле (2.16) показывает, что основная часть света приходится на центральный максимум. Ему соответствует около 90 % всего светового потока, выходящего из щели.

Количество максимумов на экране и их ширина зависят от ширины щели и расстояния до экрана. При уменьшении ширины щели центральный максимум будет становиться шире, а количество боковых максимумов становится меньше. Если, например, ширина щели равна длине волны,  $b = \lambda$ , то  $\sin \varphi = 1$ , следовательно,  $\varphi = \pi/2$ , т. е. ни одного дифракционного минимума наблюдаться не будет, экран будет весь освещен: больше к середине и меньше к краям. Это соответствует чистой дифракции без интерференции. Если же случай противоположный, т. е. ширина щели во много раз больше длины волны, то чередование боковых максимумов будет очень частым и при большей ширине щели картина чередования светлых и темных полос практически не различна. Для ширины центрального максимума в этом случае из соотношения (2.11) можно получить ту же величину, как в геометрической оптике.

Присутствие линзы для наблюдения темных и светлых полос на экране необходимо при сравнительно небольшом расстоянии от щели до экрана. В случае когда ширина щели очень мала по сравнению с расстоянием до экрана, лучи от краев в точку Р будут практически параллельны и в отсутствии линзы между щелью и экраном

## 2.4 Дифракция света на дифракционной решетке

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа щелей, отстоящих друг от друга на одном и том же расстоянии. Расстояние между серединами соседних щелей называется периодом решетки.

Расположим параллельно решетке собирающую линзу, в фокальной плоскости которой поместим экран. Рассмотрим дифракционную картину на экране при нормальном падении на решетку плоской световой волны (рис. 2.7). Каждая из щелей дает на экране дифракционную картину. Причем положение максимумов и минимумов в этих картинах будет одинаково, так как оно определяется только направлением распространения дифракционных лучей и не зависит от положения щелей (параллельные лучи от всех щелей соберутся в одной точке фокальной плоскости линзы). Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей данной решетки. Любая пара соседних щелей решетки находится в одинаковых условиях, так как разность хода волн, идущих от них под одинаковым углом  $\varphi$ , будет одинакова и равна  $\Delta = d \sin \varphi$ , где  $d = a + b$  – период решетки (все щели имеют одинаковую ширину  $a$  и находятся на одинаковом расстоянии  $b$ ). Поэтому достаточно рассмотреть условие интерференционного максимума и минимума для двух щелей.

Если для каждой из щелей для определенного направления выполняется условие минимума (2.11), то для всех щелей в этом направлении также будет наблюдаться минимум интенсивности, т.е. минимумы интенсивностей будут наблюдаться под углами  $\varphi$ , определяемыми условиями (см. (2.11)).

$$a \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3 \dots). \quad (2.17)$$

Кроме этих минимумов, возникнут дополнительные минимумы, которые будут наблюдаться в тех направлениях, для которых разность хода лучей от аналогичных точек соседних щелей до точки наблюдения будет равна нечетному числу полуволн, т.е.

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots). \quad (2.18)$$

Действие одной щели будет усиливать действие другой, если будет выполнено условие максимума, т.е.

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots). \quad (2.19)$$



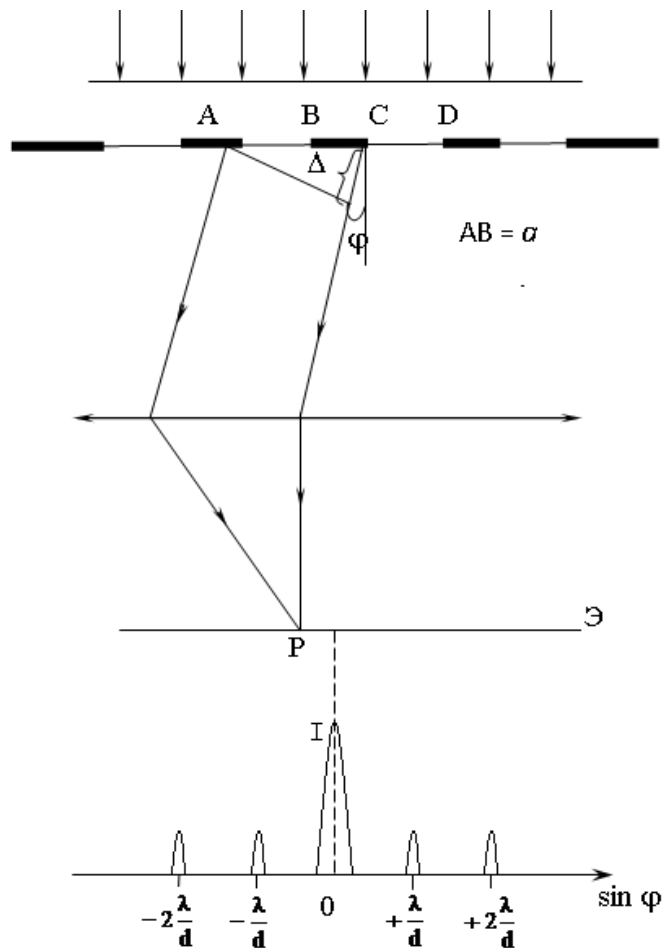


Рис.2.7 Схема хода лучей при дифракции света на дифракционной решетке

Под углами  $\varphi$ , соответствующими этому условию, будут наблюдаться так называемые главные максимумы.

Из формулы (2.19) видно, что положение всех максимумов, кроме центрального ( $m = 0$ ), зависит от длины световой волны  $\lambda$ .

Поэтому при освещении решетки белым светом центральный максимум будет не окрашен, а по обе стороны от него возникнут дифракционные спектры 1-го, 2-го и т.д. порядков. Фиолетовый свет имеет наименьшую длину волны, поэтому будет находиться ближе к центральному максимуму.

Это свойство дифракционной решетки используется для исследования спектрального состава света, т.е. дифракционная решетка используется как спектральный прибор.

Можно показать, что если решетка состоит из  $N$  щелей, то за счет взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, возникают дополнительные минимумы, положение которых определяется условием

$$d \sin \varphi = \pm m \frac{\lambda}{N},$$

где  $m$  принимает все целочисленные значения, кроме 0,  $N$ ,  $2N$  и т.д. (т.е. те значения, когда эта формула переходит в (2.19)). Между двумя главными

максимумами располагается  $(N - 1)$  дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами.

Вторичные максимумы имеют гораздо меньшую интенсивность, чем главные, и поэтому их обычно не рассматривают.

Чем больше число щелей, тем больше световой энергии пройдет через решетку, тем больше будет дополнительных минимумов, а значит более узкими и интенсивными будут главные максимумы.

## 2.5 Дифракция света на отражательной дифракционной решетке

Отражательная дифракционная решетка представляет собой металлическую зеркальную пластину, на которую через одинаковые интервалы нанесено большое число штрихов. Расстояние  $d$  между серединами соседних штрихов называется постоянной или периодом решетки.

Рассмотрим дифракционную картину, которая получается на экране при падении на решетку плоской световой волны (рис.2.8).

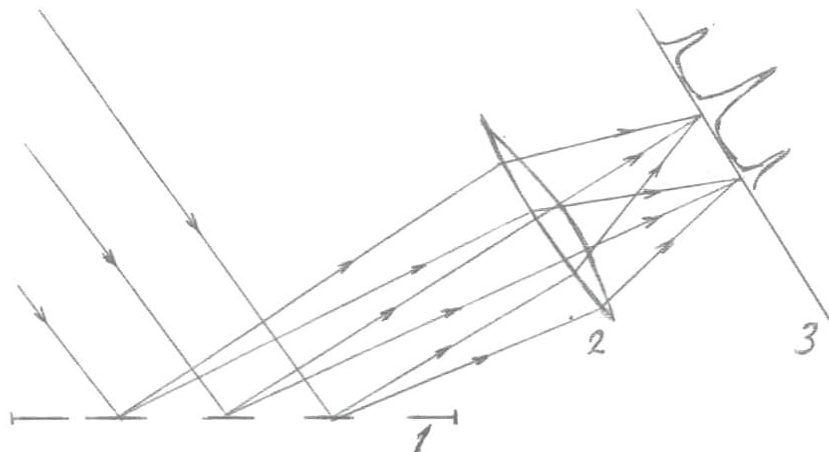


Рис.2.8 Схема хода лучей при дифракции от дифракционной решетки:  
1 - дифракционная решетка; 2 – линза; 3 – экран

Согласно принципу Гюйгенса - Френеля каждый элемент поверхности решетки, до которого доходит световая волна, является источником вторичных волн, которые распространяются во всех направлениях. Результирующее световое колебание в любой точке пространства будет определяться суммированием вторичных волн, приходящих в данную точку от всех элементов решетки. При падении на решетку плоской световой монохроматической волны дифракционная картина будет являться результатом интерференции вторичных когерентных волн и поэтому будет иметь вид чередующихся максимумов и минимумов интенсивности света.

Если вторичные волны проходят через собирательную линзу, то в ее фокальной плоскости будет находиться дифракционный спектр, состоящий из ряда отдельных максимумов. Дифракционные максимумы возникают в тех направлениях, для которых разность хода лучей, приходящих в точку

наблюдения от аналогичных элементов соседних штрихов решетки, равна целому числу длин волн. В этом случае колебания от всех штрихов решетки приходят в точку наблюдения фокальной плоскости линзы в фазе и, следовательно, максимально усиливают друг друга.

Как видно из рис.2.9, оптическая разность хода лучей от аналогичных элементов соседних штрихов  $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = d(\sin\varphi_0 - \sin\varphi_k)$ , где  $d$  – постоянная решетки;  $\varphi_0$  – угол падения, отсчитанный от нормали к решетке  $\bar{n}$ ;  $\varphi_k$  – угол дифракции. Из условия для максимумов интенсивности света следует, что  $\Delta = K\lambda$ , где  $K$  – целое число;  $\lambda$  – длина волны света.

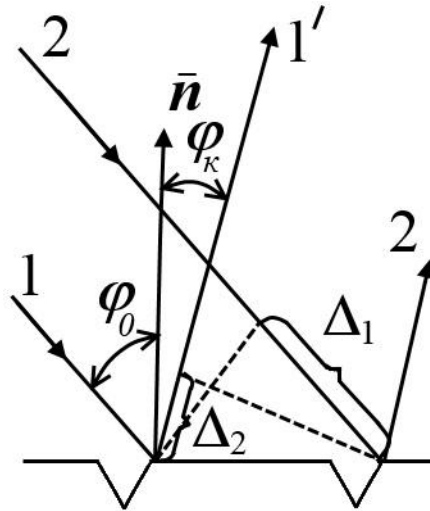


Рис. 2.9 Схема для определения оптической разности хода лучей от аналогичных элементов.

Таким образом, углы дифракции  $\varphi_k$ , под которыми видны максимумы, определяются условием

$$d (\sin\varphi_0 - \sin\varphi_k) = K\lambda, \quad (2.20)$$

где  $K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

В этой формуле необходимо учесть правило знаков для  $\varphi_0$  и  $\varphi_k$ . Угол  $\varphi_0$  считается положительным. Углы  $\varphi_k$  положительны, если они лежат по разные стороны от нормали с углом  $\varphi_0$ , и отрицательны, если лежат по одну и ту же сторону от нормали.

Как следует из (2.20), углы, при которых наблюдаются дифракционные максимумы, зависят от длины волны  $\lambda$ . Если падающий на решетку свет содержит несколько различных волн, то после решетки образуется спектр.

Формула (2.20) определяет положение максимумов интенсивности, которые называются главными. Число  $K$  определяет порядок главного максимума. В направлении зеркального отражения ( $\varphi_k = \varphi_0$ ) возникает главный максимум нулевого порядка ( $K = 0$ ) для всех длин волн. Слева и справа от него будут находиться главные максимумы различных порядков ( $K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ). Причем в каждом порядке максимумы более коротких волн располагаются ближе к центральной полосе, а максимумы более

длинных волн – дальше. Таким образом, возникают линейчатые спектры различных порядков.

На этом основано использование дифракционной решетки в качестве спектрального прибора.

Можно показать, что если решетка состоит из  $N$  штрихов, то за счет взаимной интерференции волн, идущих от всех штрихов, возникают дополнительные минимумы, положения которых определяются условием

$$\Delta = \pm m \frac{\lambda}{N},$$

где  $m$  принимает все целочисленные значения, кроме  $0, N, 2N$  и т. д. (т. е. те значения, когда эта формула переходит в (2.20)). Между двумя главными максимумами располагается  $(N - 1)$  дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами.

Вторичные максимумы имеют гораздо меньшую интенсивность, чем главные, и поэтому обычно не рассматриваются.

Чем больше число щелей, тем больше световой энергии отразится от решетки, тем больше будет дополнительных минимумов, а значит, более узкими и интенсивными будут главные максимумы.

Основными характеристиками всякого спектрального прибора являются его дисперсия и разрешающая сила.

Угловой дисперсией называется величина

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda},$$

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

Чтобы найти угловую дисперсию дифракционной решетки, продифференцируем условие (2.20) для максимума слева по  $\varphi_k$ , а справа по  $\lambda$ .

Без учета знака, получим

$$d \cos \varphi_k \delta\varphi_k = K \delta\lambda$$

Отсюда

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{K}{d \cos \varphi_k} \quad (2.21)$$

Из полученного выражения следует, что угловая дисперсия тем больше, чем выше порядок спектра  $K$ , и обратно пропорциональна периоду решетки  $d$ .

Разрешающей силой спектрального прибора называется величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda},$$

где  $\delta\lambda$  – минимальная разность длин волн двух спектральных линий, при котором эти линии воспринимаются раздельно. Эта величина зависит от ширины спектрального максимума.

Можно показать, что разрешающая сила дифракционной решетки определяется выражением

$$R = KN.$$

### 3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №309 ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА С ПОМОЩЬЮ БИПРИЗМЫ ФРЕНЕЛЯ

*Цель работы.* Ознакомление с явлением интерференции света, изучение метода деления волнового фронта при реализации двухлучевой интерференционной схемы.

*Задача.* Определение расстояния между двумя мнимыми источниками света, преломляющего угла бипризмы и длины световой волны лазера.

*Приборы и принадлежности.* Не–Нелазер, регулируемая щель, бипризма Френеля, длиннофокусная линза, короткофокусная линза, экран.

*Техника безопасности.* 1) Лазер питается напряжением 1,5 кВ, поэтому блок питания лазера должен быть надежно заземлен;

2) основную опасность при работе с лазером представляет воздействие излучения на органы зрения, что может произойти лишь при грубом нарушении правил техники безопасности, с которыми все работающие на установке должны быть ознакомлены перед началом работы;

3) в конце скамьи должен находиться экран для предотвращения выхода излучения за пределы установки.

#### 3.1 Методика эксперимента и экспериментальная установка

Для измерения расстояния между двумя мнимыми источниками света используется установка, показанная на рис.3.1

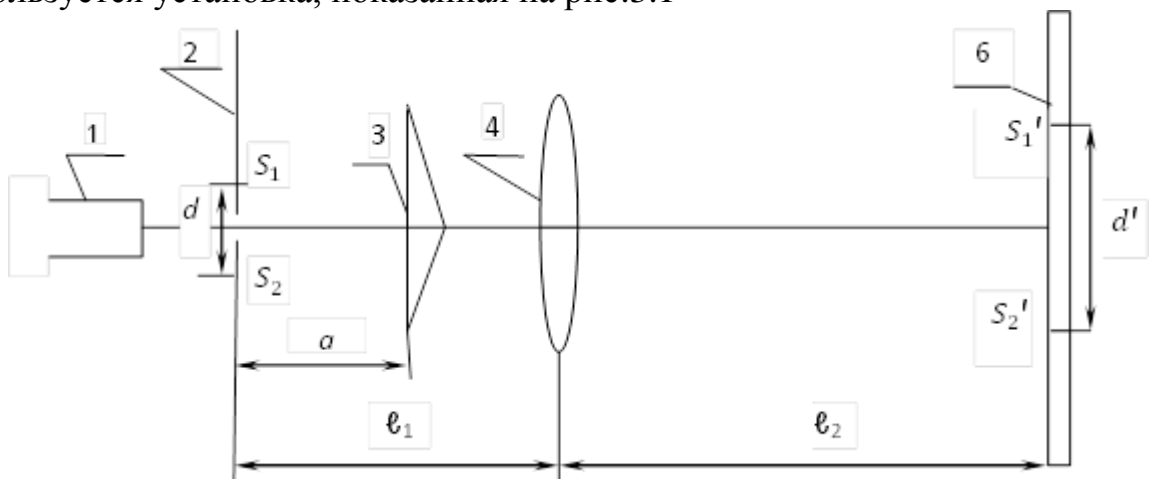


Рис.3.1 Схема наблюдения изображений  $S_1'$  и  $S_2'$  двух мнимых источников  $S_1$  и  $S_2$

Световой пучок He–Ne лазера 1 проходит через регулируемую щель 2 и падает на бипризму 3, создающую два мнимых источника  $S_1$  и  $S_2$  так, как это показано на рис. 15. Длиннофокусная линза 4 (№ 8 на оправе) предназначена для получения увеличенного изображения  $S_1'$  и  $S_2'$  этих источников. Расстояние  $d'$  между изображениями мнимых источников, наблюдаемыми на

экране, связано с расстоянием  $d$  между фактическими положениями этих источников формулой увеличения линзы

$$d = d' \frac{l_1}{l_2}, \quad (3.1)$$

где  $l_1$  – расстояние от щели до линзы,  $l_2$  – расстояние между линзой и экраном (см. рис. 15).

Теперь с помощью формул (11), (12) можно легко найти преломляющий угол бипризмы

$$\beta = \frac{d}{2a(n-1)}. \quad (3.2)$$

Для наблюдения интерференционной картины длиннофокусную линзу 4 (см. рис.3.1) удаляют из установки. Между бипризмой и экраном помещают короткофокусную линзу 5. Перемещая ее добиваются получения увеличенного изображения 8 интерференционных полос 7 на экране 6

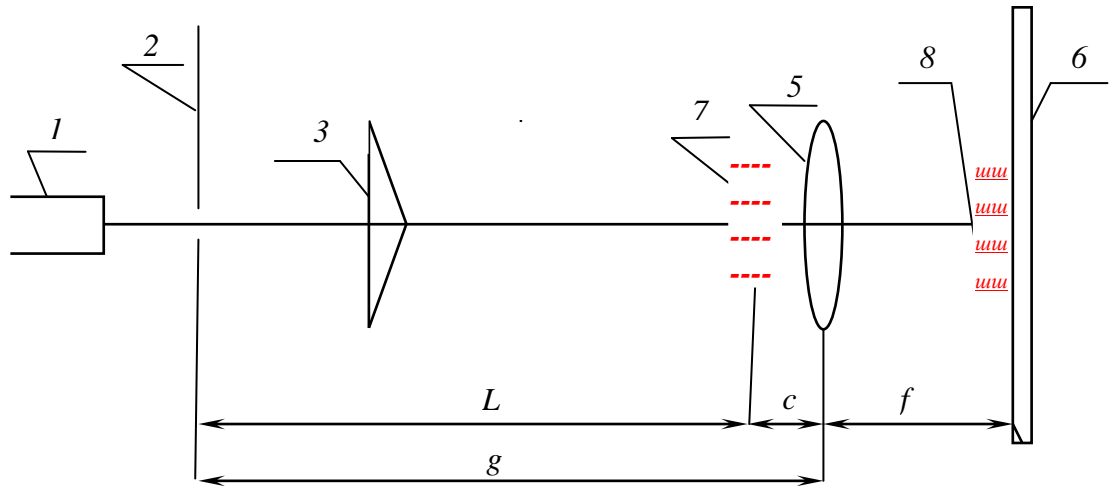


Рис.3.2 Схема наблюдения увеличенного изображения 8 интерференционных полос 7

Ширина  $\Delta x$  проектируемых на экран полос 7 связана с шириной  $\Delta x'$  наблюдаемых полос 8 соотношением

$$\Delta x = \Delta x' \frac{f}{c}, \quad (3.3)$$

где  $c$  – расстояние от полос 7 до линзы 5,  $f$  – расстояние между линзой 5 и экраном 6 (рис.16). Для этих расстояний и фокусного расстояния  $F$  линзы 5 справедлива формула тонкой линзы

$$\frac{1}{c} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}. \quad (3.4)$$

Вводя в рассмотрение расстояние  $g$  между щелью и линзой 5, можно записать формулу

$$g = L + c. \quad (3.5)$$

Исключая из выражений (3.3) – (3.5) величины  $L$ ,  $c$ ,  $\Delta x'$ , которые в данной работе непосредственно не измеряются, получим

$$\lambda = \frac{d \Delta x'}{g \left( \frac{f}{F} - 1 \right) - f}. \quad (3.6)$$

Это выражение устанавливает связь между длиной световой волны и геометрическими параметрами системы, в которой наблюдается интерференционная картина.

Недостатком опыта с бипризмой Френеля является искажение интерференционной картины, вносимое дифракцией на ребре бипризмы. Оно выражается в появлении дополнительных, обычно немногочисленных, черных и светлых полос, наблюдаемых на фоне изучаемой интерференционной картины.

### 3.2 Порядок выполнения работы

1. Включить лазер. Бипризма устанавливается на расстоянии  $a$ , равном 8 – 12 см от щели так, чтобы ребро ее тупого угла было параллельно щели. Выставленное значение  $a$  заносится в таблицу 1. В течение всей работы оно не изменяется.

2. Удаляют обе линзы. При достаточно широкой щели поперечным (по отношению к оптической оси) перемещением бипризмы добиваются появления на экране двух ярких светящихся пятен.

3. Между бипризмой и экраном, ближе к бипризме, располагают длиннофокусную линзу (№ 8 на оправе). Перемещая эту линзу и суживая щель, добиваются появления на экране отчетливого изображения двух светящихся щелей. Расстояние  $d'$  между ними измеряется 3–4 раза с помощью миллиметровой бумаги, зафиксированной на экране. Результаты заносят в таблицу 1.

Таблица 1

№ п/п	$a$	$d'$	$\Delta d'$	$l_1$	$l_2$	$d$	$\beta$
1							
2							
3							
4							
$x_{\text{средн}}$							
$t_{\alpha n}$							
$\sigma_{nx}$							
$\Delta x$							

4. Измеряют расстояние между щелью и линзой  $l_1$  и между линзой и экраном  $l_2$ . Результаты записывают в таблицу 1.

5. Длиннофокусная линза удаляется из установки. Между бипризмой и экраном располагают короткофокусную линзу (№ 2 на оправе). Перемещением линзы добиваются появления на экране интерференционных полос, показанных на рис. 2.

6. При помощи миллиметровой бумаги определяют расстояние  $\Delta x'$  между соседними светлыми или темными полосами. Для этого необходимо измерить расстояние между достаточно удаленными друг от друга темными (светлыми) полосами и разделить это расстояние на число полос. Измерения проводят 3 – 4 раза и результаты записывают в таблицу.

7. Измеряют расстояние между щелью и линзой  $g$  и между линзой и экраном  $f$ . Результаты заносят в таблицу 2.

Таблица 2

№ п/п	$\Delta x'$	$\Delta(\Delta x')$	$g$	$f$	$\lambda$
1					
2					
3					
4					
$x_{\text{средн}}$					
$t_{\alpha n}$					
$\sigma_{nx}$					
$\Delta x$					

8. Методом Стьюдента провести обработку прямых измерений величин  $d'$  и  $\Delta x'$ , наиболее существенно влияющих на погрешность косвенных измерений в данной работе.

9. С помощью средних значений прямых измерений рассчитать по формуле (3.1) расстояния  $d$  между двумя мнимыми источниками света, по формуле (3.2) – преломляющий угол  $\beta$  бипризмы, по формуле (3.6) – длину волны лазера (при этом используется численное значение  $F = 36$  мм).

10. Оценить погрешность косвенных измерений этих величин.

11. Сравнить найденное значение преломляющего угла бипризмы с паспортным значением  $\beta = 0,5^\circ$  данной установки.

12. Сравнить найденное значение длины волны с табличным значением  $\lambda = 0,63$  мкм He – Нелазера.

13. Сделать выводы.

### Контрольные вопросы и задания

1. При интерференции световых волн не происходит суммирования интенсивностей этих волн. Означает ли это, что закон сохранения энергии нарушается?

2. Что такое временная когерентность? время когерентности? длина когерентности?

3. Что такое пространственная когерентность? ширина когерентности? угол когерентности?

4. Назовите способы получения когерентных волн в оптике.

5. В чем состоит сущность метода деления амплитуды при реализации двухлучевых интерференционных схем?

6. В чем состоит сущность метода деления волнового фронта при реализации двухлучевых интерференционных схем?

7. Почему крылья стрекозы имеют радужную окраску?

8. Нарисовать и прокомментировать схему интерференционного опыта с зеркалами Френеля.

9. Нарисовать и прокомментировать схему интерференционного опыта с билинзой Бийе.



10. Нарисовать и прокомментировать схему интерференционного опыта с зеркалом Ллойда.

11. Нарисовать и прокомментировать схему интерференционного опыта Юнга.

12. Почему наличие узкой входной щели в опыте Юнга (см. рис.1.1) является принципиальным и важным обстоятельством? Нарисовать и прокомментировать схему опыта Гримальди.

13. Что называется звездным интерферометром Майкельсона? Каков принцип его действия?

14. Вывести формулу, определяющую ширину интерференционной полосы в опыте Юнга.

15. Нарисовать и прокомментировать схему интерференционного опыта с бипризмой Френеля.

16. Вывести формулу (1.11), определяющую угол отклонения луча, упавшего на бипризму под любым, но малым углом.

17. Вывести формулу (3.1), определяющую расстояние между двумя мнимыми источниками света в установке с бипризмой Френеля.

18. Почему расстояние между двумя мнимыми источниками света в установке с бипризмой Френеля должно быть достаточно малым?

19. Вывести расчетную формулу (3.6), определяющую длину волны лазера.

20. Каковы недостатки интерференционной схемы с бипризмой Френеля?

#### **4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 310**

### **ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ТОЛСТОЙ СТЕКЛЯННОЙ ПЛАСТИНКИ**

*Цель работы.* Ознакомление с явлением интерференции света, изучение метода деления амплитуды при реализации двухлучевой интерференционной схемы.

*Задача.* Определение показателя преломления стеклянной пластинки с помощью интерференционных полос равного наклона, определение максимального порядка интерференции.

*Приборы и принадлежности.* Лазер ЛГ-72, экран с рассеивающей линзой, плоскопараллельная стеклянная пластинка, измерительная линейка, оптическая скамья.

*Техника безопасности.* 1) Лазер питается напряжением 1,5 кВ, поэтому блок питания лазера должен быть надежно заземлен;

2) основную опасность при работе с лазером представляет воздействие излучения на органы зрения, что может произойти лишь при грубом нарушении правил техники безопасности, с которыми все работающие на установке должны быть ознакомлены перед началом работы;

3) в конце скамьи должен находиться экран для предотвращения выхода излучения за пределы установки.

#### 4.1 Методика эксперимента и экспериментальная установка

Для получения интерференционных полос равного наклона используется установка, представленная на рис.4.1

Узкий световой пучок лазера 4 падает на рассеивающую линзу 3, находящуюся в центре экрана 2. После линзы лазерное излучение распространяется внутри равномерно заполненного светом конуса с осью, нормальной к пластинке 1.

Интерференционная картина, образованная световыми волнами, отраженными от передней и задней поверхности пластинки, наблюдается на экране 2 со стороны пластинки в виде полос равного наклона. Эти полосы представляют систему концентрических темных и светлых колец. Кольцевая форма полос обусловлена тем фактом, что каждому значению угла  $i$  раствора светового конуса соответствует набор всевозможных (от 0 до  $2\pi$ ) азимутных углов лучей, формирующих боковую поверхность этого светового конуса.

Из рис. 17 видно, что радиус  $r$  кольцеобразной полосы равного наклона, соответствующей углу падения  $i$ , определяется соотношением

$$r = 2L \operatorname{tg} i, \quad (4.2)$$

где  $L$  – расстояние между экраном и пластинкой.

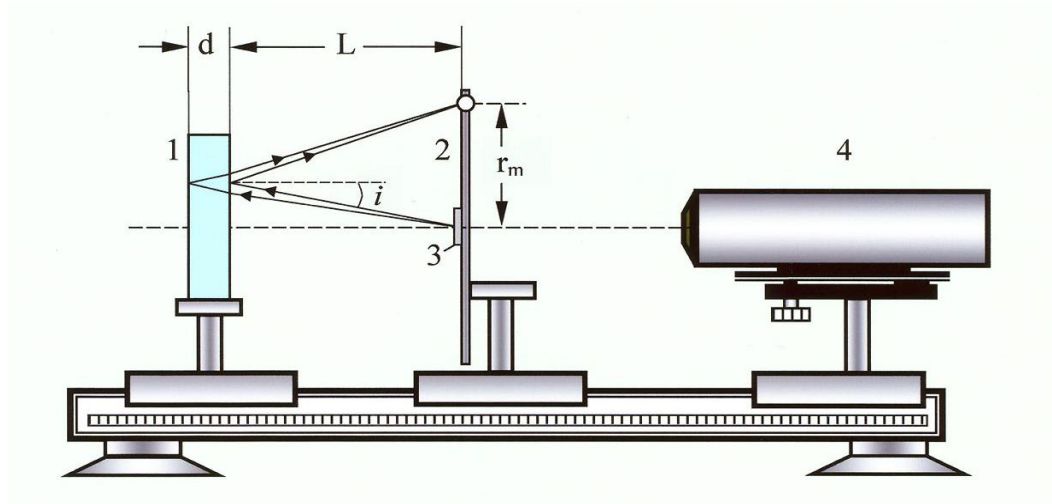


Рис. 4.1 Схема для наблюдения полос равного наклона

Исключая из уравнения (1.21) (в котором следует положить  $\alpha=i$ ) и уравнения (4.2) угол падения  $i$  и полагая, что  $r/2L \ll 1$ , для радиуса  $k$ -го темного кольца можно получить формулу

$$r_k^2 = \frac{4n\lambda L^2}{d} k \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (4.3)$$

с нумерацией колец от центра интерференционной картины к ее периферии (т.е. в порядке возрастания их радиусов). Отметим, что, как это следует из выражения (1.21), порядок интерференционных полос, наоборот, при увеличении их радиусов уменьшается.

Из формулы (4.3) следует, что график зависимости квадратов радиусов колец от их номера имеет вид прямой линии с тангенсом угла  $\alpha$  наклона по отношению к оси абсцисс, равным

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{4n\lambda L^2}{d}$$

Отсюда для показателя преломления пластинки получаем формулу

$$n = \frac{d \operatorname{tg} \alpha}{4\lambda L^2}. \quad (4.4)$$

Максимальный порядок соответствует центру интерференционной картины и равен

$$m_{\max} = \frac{2nd}{\lambda}. \quad (4.5)$$

Это выражение вытекает из формулы (1.21), в которой следует положить  $i=0$ . Оно показывает, сколько длин волн укладывается в оптической разности хода для центра интерференционной картины. Для естественных источников света  $m_{\max} \approx 5$ , в то время как для лазеров эта величина может достигать громадных значений – нескольких миллионов и более. Именно с этим обстоятельством связана возможность наблюдать интерференцию лазерного излучения на “толстых пленках” – толстых прозрачных пластинках.

## 4.2 Порядок выполнения работы

1. Включают лазер. Ориентируют экран с линзой так, чтобы отраженный от нее пучок попадал в центр выходного окна лазера.

2. Стеклопластиковую пластинку располагают на расстоянии 50-70 см от экрана. Это расстояние измеряют с помощью линейки, смонтированной на оптической скамье.

3. На экране со стороны пластинки должна наблюдаться система концентрических темных и светлых колец. Центр этих колец должен совпадать с центром экрана, что достигается дополнительной юстировкой стеклянной пластинки.

Таблица 3

i	$r_1$	$\Delta r_1$	$r_2$	$\Delta r_2$	...	$r_6$	$\Delta r_6$
1							
2							
3							
4							
$x_{\text{средн}}$							
$t_{\text{ан}}$							
$\sigma_{nx}$							
$\Delta x$							
$\varepsilon, \%$							

4. Измерить радиусы не менее шести темных колец с помощью двух взаимно-перпендикулярных шкал (для каждого кольца должно получиться четыре значения радиуса). Кольцам приписывают номера  $k$  в порядке возрастания их радиусов. Номер  $k=1$  приписывают первому темному кольцу вблизи отверстия в экране. Результаты заносят в таблицу.

5. Методом Стюдента провести обработку результатов всех прямых измерений.

6. Построить график зависимости квадратов радиусов  $r_k^2$  темных колец от их номера  $k$ . График должен иметь вид прямой линии. Масштаб следует выбрать так, чтобы эта прямая составляла с осями угол, близкий к  $45^\circ$ . Размеры графика должны составлять не менее  $10 \times 10$  см.

7. Из этого графика с помощью формулы (4.4) найти показатель преломления стеклянной пластинки. При этом использовать численные значения толщины пластинки  $d = 16$  мм и длины волны He-Ne лазера  $\lambda = 0,63$  мкм.

8. Оценить погрешность полученного результата и сравнить его с табличными значениями.

9. С помощью формулы (4.5) найти максимальный порядок интерференционной картины. Сделать выводы.

### Контрольные вопросы и задания

1. Составить уравнение плоской волны, нормаль к которой параллельна единичному вектору  $\mathbf{n} = (\alpha, \beta, \gamma)$ . Какой вид имеет это уравнение для монохроматической волны?

2. Составить уравнение волны, излучаемой 1) точечным источником (сферическая волна); 2) бесконечной нитью (цилиндрическая волна).

3. Показать, что, если разность фаз складываемых колебаний беспорядочно меняется во времени, то средняя по времени энергия результирующего колебания равна сумме энергий исходных колебаний. *Указание:* считать, что за время наблюдения все значения разности фаз равновероятны.

4. В чем состоит явление интерференции света?

5. Какие волны называются когерентными?

6. Каков общий принцип получения интерференционной картины от некогерентных световых источников?

7. Что такое оптическая длина пути? оптическая разность хода?

8. В чем состоит общее условие получения максимума и минимума при интерференции двух волн?

9. Что называется волновым цугом? временем когерентности? длиной когерентности?

10. Возможно ли получение интерференционной картины от двух независимых лазеров? от двух электроламп?

11. Что такое полосы равного наклона? Где они локализованы?

12. Почему с помощью естественных источников можно наблюдать интерференцию света именно на тонких, а не на «толстых» пленках?

13. Каким был бы результат опыта, если бы в работе вместо лазера использовался естественный источник света?

14. Исходя из соотношений (1.21), (4.2) получить расчетную формулу (4.3). *Указание:* использовать биномиальное разложение

$$(1 + x)^\alpha = 1 + \alpha x \quad \text{при } x = r/2L \ll 1.$$

15. Как изменятся диаметры колец, если линзу с экраном и пластинку опустить в воду?

16. Прокомментируйте следующие применения явления интерференции света: просветленная оптика, интерферометр Майкельсона.

## 5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 52 Ф

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ И ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ВОДЫ ПРИ ПОМОЩИ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

*Цель работы.* Изучение интерференции световых волн в тонких пленках.

*Задача.* Определение радиуса кривизны линзы и показателя преломления воды.

*Приборы и принадлежности.* Оптический микроскоп, исследуемая линза, стеклянная пластинка, шприц с водой.

*Техника безопасности.* 1) Токоведущие части установки должны быть надежно изолированы;

2) при работе с линзой, стеклянной пластинкой и шприцем с водой соблюдайте осторожность.

#### 5.1 Методика эксперимента и экспериментальная установка

Схема измерения показана на рис.5.1 Исследуемая линза 3 и плоскопараллельная пластинка 4 вставлены в оправу и поджаты винтами. Источником света S является лампочка. Пройдя светофильтр 1, лучи монохроматического света падают на прозрачную пластинку 2, отражаются от нее, затем отражаются от нижней грани линзы 3 и верхней грани пластинки 4 и интерферируют между собой. Ход лучей в установке показан на рис.1.5.

Длина волны красного света составляет  $\lambda = 630$  нм. Окуляр микроскопа настраивается таким образом, чтобы картина интерференции находилась в фокальной плоскости окуляра. При наличии красного светофильтра в микроскопе должны быть видны чередующиеся темные и красные кольца. Диаметры колец измеряются с помощью шкалы в окуляре микроскопа.

Связь между радиусом  $r_k$  - го темного кольца ( $k=1,2,\dots$ ) и радиусом кривизны линзы устанавливает формула (1.23), из которой следует

$$R = \frac{r_k^2}{k\lambda_0}, \quad (k = 1, 2, \dots). \quad (5.1)$$

Можно показать, что если пространство между линзой и стеклянной пластинкой заполнить жидкостью с показателем преломления  $n$ , то радиусы темных колец в отраженном свете уменьшатся в  $\sqrt{n}$  раз и формула (1.23) примет вид

$$r_k = \sqrt{k \frac{R\lambda_0}{n}}, \quad (k = 1, 2, \dots).$$

Отсюда для показателя преломления жидкости получаем формулу

$$n = \frac{k\lambda_0 R}{r_k^2}, \quad k = (1, 2, \dots). \quad (5.2)$$

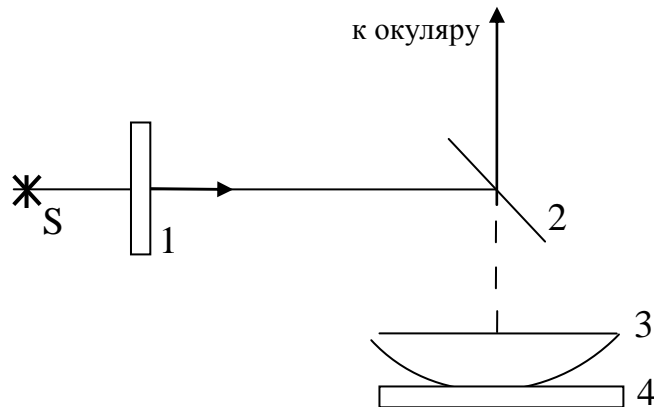


Рис.5.1 Схема опыта с кольцами Ньютона

## 5.2 Порядок выполнения работы

### Упражнение 1

1. Стеклоплатинку и линзу поместить в специальную оправу и закрепить винтами.
2. Включить освещение микроскопа. Поместить под объектив подставку с линзой с пластинкой так, чтобы пучок света падал на центр линзы.
3. Небольшим перемещением подставки и наведением на резкость добиться четкого изображения интерференционных колец.
4. Измерить диаметры четырех темных колец, начиная с первого (центральное темное пятно следует считать нулевым:  $k = 0$ ). Результаты занести в таблицу.

Таблица 4

Номер темного кольца	Пленка - воздух				Пленка - вода			
	d, дел.	d, мм	r, мм	R, мм	d, дел.	d, мм	r, мм	n
1								
2								
3								
4								
$\bar{X}$								

5. По измеренным данным рассчитать радиус кривизны линзы (используя формулу (5.1)) для каждого случая. Результаты записать в таблицу. Найти среднее значение радиуса кривизны линзы.
6. Оценить погрешность измерения.

### Упражнение 2

1. С помощью шприца с водой осторожно заполнить пространство между линзой и пластинкой водой.
2. Повторить пункт 4.
3. По измеренным данным рассчитать показатель преломления воды для каждого случая (формула 5.2), используя полученный средний радиус кривизны линзы. Результаты записать в таблицу. Найти среднее значение показателя преломления воды.
4. Оценить погрешность измерения.

### **Контрольные вопросы и задания**

1. При каких условиях наблюдается интерференция?
2. Какую величину называют временем когерентности? длиной когерентности? Какова связь между ними?
3. Для чего вводятся понятия временной и пространственной когерентности?
4. Рассмотреть основные способы получения когерентных волн.
5. Как объяснить возникновение интерференционных колец?
6. Почему в центре интерференционной картины иногда наблюдается темное пятно, иногда светлое?
7. Почему иногда форма колец отличается от окружности?
8. Где плотнее расположены интерференционные кольца – в центре или на периферии и почему?
9. Почему интерференционные кольца образуются в очень малой области вблизи точки соприкосновения линзы и пластинки?
10. Почему интерференция наблюдается именно в тонких, а не в «толстых» пленках?
11. Вывести формулу 5.2.
12. Объяснить устройство и принцип действия интерферометра Майкельсона.
13. В чем заключается физический смысл абсолютного показателя преломления среды? Что такое относительный показатель преломления?



## 6. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №305 Ф

### ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА ОТ ОДНОЙ ЩЕЛИ

**Цель работы:** изучение влияния ширины узкой щели на вид дифракционной картины при наблюдении в свете лазера.

**Задача:** проградуировать щель регулируемой ширины, используя положение минимумов дифракционной картины на экране.

**Техника безопасности:** на лазер от блока питания подается напряжение 15 000 В, блок питания включается в сеть с напряжением 220 В, поэтому лазер и блок питания должны быть надежно заземлены. Необходимо тщательно избегать попадания лазерного луча в глаза. Прямое попадание лазерного луча может вызвать временное ослепление или необратимую потерю зрения. По этой причине запрещается помещать в луч посторонние предметы, хорошо отражающие свет, и убирать экран, на котором наблюдается дифракция света.

**Приборы и принадлежности:** гелий-неоновый лазер с блоком питания, щель регулируемой ширины, экран, измерительная линейка.

#### 6.1 Описание установки и метода измерений

В данной работе в качестве источника света используется гелий-неоновый лазер с малой мощностью излучения. При использовании лазера оптическая система значительно упрощается, т. к. излучение лазера образует практически параллельный световой пучок и не нужно применять оптическую систему для коллимации. Излучение лазера удобно еще тем, что обладает очень высокой степенью монохроматичности и когерентности, а большая яркость пучка позволяет наблюдать десятки боковых максимумов, несмотря на то, что яркость их очень быстро убывает.

Установка собрана по схеме, приведенной на рис. 6.1 Лазер 1 установлен на оптической скамье так, чтобы часть скамьи (не менее 1 м) оставалась свободной. Узкая вертикальная щель 2 регулируемой ширины устанавливается вблизи выходного окна лазера. Винт 7 регулирует ширину щели. В качестве фотоприемника используется фотодиод, который может перемещаться в горизонтальном направлении с помощью винта 8. Сигнал с фотоприемника регистрируется с помощью устройства фоторегистрирующего (УФР). Устройство откалибровано так, что фототок (в микроамперах) пропорционален интенсивности света, падающего на фотодиод.

В данной работе измеряется интенсивность света в нулевом, первом, втором и третьем максимумах, а затем определяют относительные интенсивности максимумов. Кроме этого, измеряется положение этих максимумов, с помощью которых определяется ширина щели.

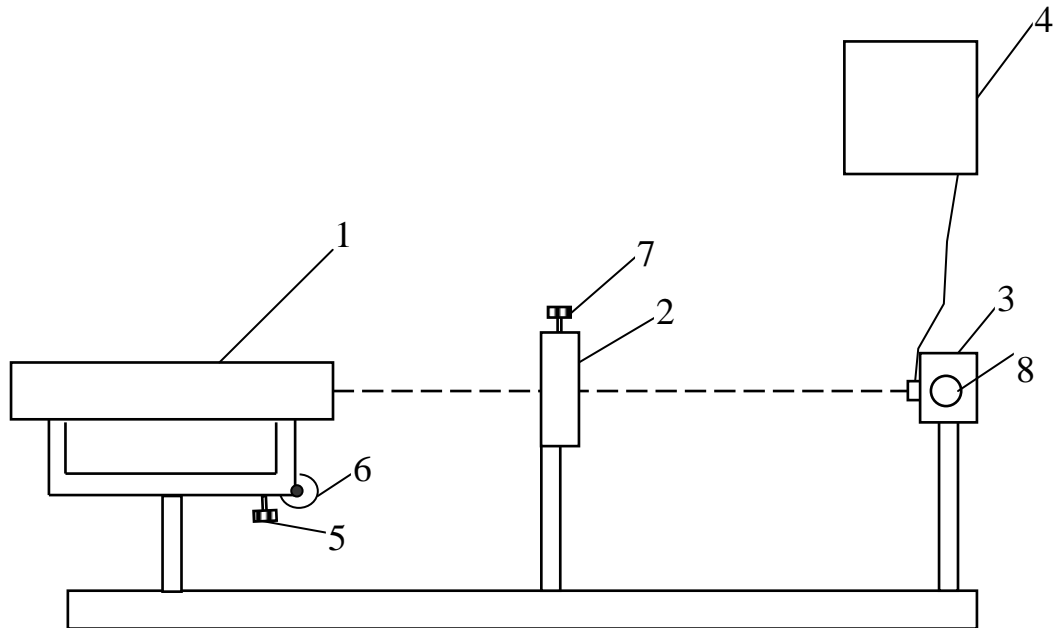


Рис. 6.1 Схема экспериментальной установки: 1 – лазер; 2 – щель регулируемой ширины; 3 – держатель фотоприемника; 4 – устройство фоторегистрирующее; 5 – винт для вертикального перемещения лазерного луча; 6 – винт для горизонтального перемещения лазерного луча; 7 – винт для регулирования ширины щели; 8 – винт для перемещения фотоприемника

Если обозначить через  $x_m$  расстояние между максимумами  $m$ -го порядка,  $L$  – расстояние от щели до экрана, то, заменив в формуле (2.11)  $\sin \varphi$  на  $\frac{x_m}{2L}$  (в виду малости угла  $\varphi$ ), можно ширину щели записать в виде

$$b = \frac{L(2m+1)\lambda}{x_m}. \quad (6.1)$$

Аналогично из формулы (2.11) можно выразить ширину щели через расстояние между минимумами  $m$ -го порядка  $x_m$

$$b = \frac{L2m\lambda}{x_m} \quad (6.2)$$

Здесь  $\lambda = 633$  нм – длина волны света, испускаемого лазером,  $m=1,2,3$  – порядок дифракционного максимума или минимума.

## 6.2 Порядок выполнения работы

1. Включить блок питания лазера в сеть и затем включить лазер. Лазер необходимо включить только на время проведения измерений, предварительно полностью разобравшись в порядке выполнения работы.
2. Вращая винт горизонтального перемещения лазерного пучка, добиться того, чтобы пучок света от лазера симметрично перекрывая щель. При этом яркость дифракционной картины в плоскости фотоприемника будет максимальна и максимумы справа и слева от нулевого максимума должны быть видны одинаково хорошо.
3. Вращая винт вертикального лазерного луча, добиться того, чтобы дифракционные максимумы попадали в центр щели, которая установлена перед фотоприемником и перемещается вместе с ним.
4. Установить ширину щели таким образом, чтобы хорошо были видны три максимума справа и слева от центрального и ширина первого и второго максимумов была 4 – 5 мм.
5. Вращая винт 9, установить щель фотоприемника в центр центрального (нулевого) максимума. Более точного совмещения щели фотоприемника и максимума интенсивности светового пучка добиваются, перемещая фотоприемник в небольших пределах и фиксируя максимум показания по шкале микроамперметра УФР. Записать результат измерения  $J_0$  в таблицу.
6. Установить щель фотоприемника в центр первого максимума справа от центрального. Добиться максимального показания по шкале УФР для этого максимума. Зафиксировать значение  $J_1$ .  
Определить положение этого максимума по миллиметровой шкале  $l_1$ . Результаты измерений занести в таблицу 2. Затем установить щель фотоприемника в центр первого максимума слева от центрального. Зафиксировать максимальное значение фототока  $J'_1$  и его положение  $l'_m$ . Результаты занести в таблицу 1.
7. Измерения по пункту 6 провести для второго и третьего максимумов.
8. Определить среднюю интенсивность каждого максимума по формуле
 
$$J_{\text{ср}} = \frac{J_m + J'_m}{2}$$
 и расстояние между максимумами  $m$ -го порядка  $x_m = l_m + l'_m$ .  
Результаты занести в таблицу 1.
9. Измерить расстояние от щели до экрана  $L$ .
10. Определить относительные интенсивности максимумов  $\frac{J_{1\text{ср}}}{J_0}$ ,  $\frac{J_{2\text{ср}}}{J_0}$ ,  $\frac{J_{3\text{ср}}}{J_0}$ , и сравнить полученные значения с аналогичными, рассчитанными по формуле (2.16)
11. По известным значениям  $x_m$  ( $m = 1, 2, 3$ ) по формуле (6.1) определить ширину щели, на которой происходит дифракция света. Результаты занести в таблицу 2.
12. Устанавливая регулировочным барабаном ширину щели, указанную в таблице 3, измерить линейкой расстояние между минимумами первого

порядка, т.е. ближайшими к центральному максимуму темными полосами, и записать значения  $x_1$  в таблицу. Измерить линейкой расстояния между минимумами второго порядка и записать в строку  $x_2$ .

13. Измерить с помощью миллиметровой шкалы на оптической шкале расстояние  $L$  от щели до экрана.
14. По формуле (6.2) рассчитать значение щели  $b_1$  по данным для минимумов первого порядка ( $m=1$ ), и значение ширины  $b_2$  по данным для минимумов второго порядка ( $m=2$ ).
15. Построить график зависимости действительной ширины щели, полученной расчетом по дифракционным минимумам, от показаний отсчетного барабана.

Таблица 5

**Результаты измерений интенсивности максимумов**

$J_0$	$J_1$	$J'_1$	$J_{1cp}$	$J_2$	$J'_2$	$J_{2cp}$	$J_3$	$J'_3$	$J_{3cp}$

Таблица 6

**Результаты измерений положения максимумов и ширины щели**

$l_1$	$l'_1$	$x_1$	$b_1$	$l_2$	$l'_2$	$x_2$	$b_2$	$l_3$	$l'_3$	$x_3$	$b_3$	$b_{cp}$

Таблица 7

**Результаты измерений ширины щели**

Показания барабана, дел	10	15	20	25	30
$x_1$ , мм					
$x_2$ , мм					
$b_1$ , мм					
$b_2$ , мм					
$b_{cp}$ , мм					

### Контрольные вопросы

1. Что такое дифракция света? В чем отличие дифракции от интерференции света?
2. Сформулируйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Поясните основные идеи метода зон Френеля.
4. Какой вид имеют зоны Френеля при рассмотрении дифракции света на щели?
5. Запишите условие дифракционного максимума в случае дифракции света на одной щели.
6. Вывести формулы (2.11) и (2.12), используя метод зон Френеля.
7. Как зависит интенсивность дифракционного максимума от номера этого максимума?
8. Как зависит интенсивность дифракционного максимума от ширины щели?
9. Вывести формулу (2.15), используя принцип Гюйгенса-Френеля.
10. Какой вид будет иметь дифракционная картина на экране при дифракции Фраунгофера на круглом отверстии.
11. Чем можно объяснить, что относительные интенсивности рассчитанные по формуле (2.16) отличаются от аналогичных, полученных в настоящей работе опытным путем.

## 7. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 78 Ф

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИН ВОЛН В СПЕКТРЕ РТУТНОЙ ЛАМПЫ С ПОМОЩЬЮ ГОНИОМЕТРА

**Цель работы:** ознакомиться с отражательной дифракционной решеткой.

**Задача:** определить с помощью дифракционной решетки и гониометра длины волн линий спектра ртутной лампы угловую дисперсию решетки.

**Приборы и принадлежности:** гониометр, ртутная лампа с блоком питания, плоская отражательная дифракционная решетка.

#### 7.1 Описание установки и метода измерения

Лабораторная работа выполняется на гониометре и отражательной дифракционной решетке (см пункт 2.5). Гониометр – это прибор, который служит для точного измерения углов.

Схема установки приведена на рис.7.1 Гониометр состоит из зрительной трубы 1, отсчетной системы и коллиматора 2. Дифракционная решетка 3 крепится на столике гониометра. Коллиматор освещается ртутной лампой 4.

Отсчет углов дифракции  $\varphi_k$  для каждой длины волны света производится по шкале лимба гониометра с помощью отсчетного микроскопа 5.

Столик гониометра закреплен. Зрительную трубу гониометра вращают вместе с отсчетным микроскопом от руки относительно оси, проходящей через центр предметного столика и дифракционной решетки. Для более точного перемещения зрительной трубы можно использовать винт 6. Для этого нужно стопорный винт 7 зажать.

В передней фокальной плоскости коллиматора расположена узкая щель, которая освещается светом ртутной лампы 4 и регулируется винтом 8.

Свет от ртутной лампы 4, пройдя через коллиматор гониометра 2, падает пучком на дифракционную решетку 3. Дифракционный спектр наблюдается через зрительную трубу гониометра 1.

Гониометр с дифракционной решеткой отъюстирован таким образом, что отсчет углов ведется от нормали  $\vec{n}$  к поверхности дифракционной решетки.

В соответствии с правилом знаков, если углы дифракции  $\varphi_k$  лежат слева от нормали, то они учитываются в формуле (7.1) со знаком «+», а если справа от нормали, то со знаком «-». Но так как по шкале лимба гониометра углы отсчитываются только слева от нормали, то все углы дифракции нужно учитывать в формуле (7.1) со знаком «+».

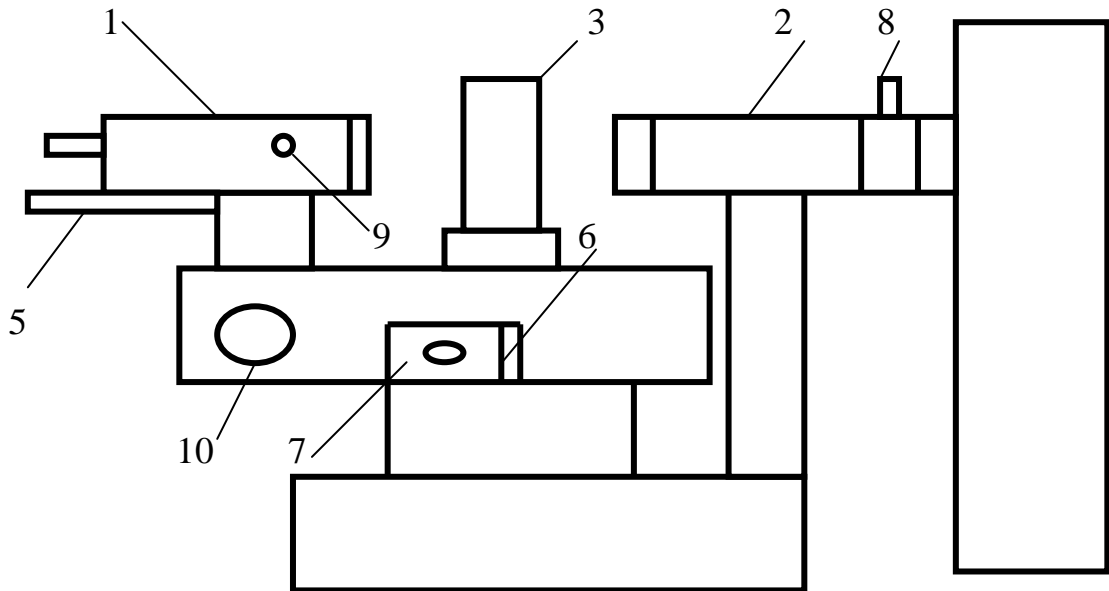


Рис. 7.1 Схема установки: 1 – зрительная труба; 2 – коллиматор; 3 – дифракционная решетка; 4 – ртутная лампа; 5 – отсчетный микроскоп; 6 – винт точного перемещения зрительной трубы; 7 – стопорный винт; 8 – винт регулировки щели; 9 – винт для фокусировки зрительной трубы; 10 – маховик отсчетного микроскопа

Таким образом, определив в опытах углы дифракции  $\varphi_k$ , угол падения  $\varphi_0$ , из формулы (2.20) можно найти длины волн спектральных линий:

$$\lambda = \frac{d}{K} (\sin \varphi_0 - \sin \varphi_k), \quad (7.1)$$

где  $K = 0, 1, 2, \dots$

Угловую дисперсию дифракционной решетки можно определить из выражения (60), измерив в опытах углы дифракции для двух близко расположенных желтых линий.

В этом случае

$$D = \frac{\Delta \varphi}{\Delta \lambda}, \quad (7.2)$$

где  $\Delta \varphi$  – угловое расстояние между желтыми спектральными линиями (желтая 1 и желтая 2), а  $\Delta \lambda$  – разность длин волн для этих линий.

Постоянная решетки, используемой в данной работе,  $d = 8333 \text{ \AA}$ , поэтому для длин волн видимого спектра, как видно из формулы (7.1),  $K$  не может превышать 2.

Дифракционная решетка установлена на столике гониометра таким образом, что можно наблюдать спектр 0-го порядка (зеркальное отражение), спектр 1-го порядка ( $K=1$ ) и спектр 2-го порядка ( $K=2$ ).

Поле зрения отсчетного микроскопа приведено на рис. 7.2 В левом окне наблюдается изображение диаметрально противоположных участков горизонтальной шкалы лимба гониометра и вертикальный индекс для отсчета градусов и десятков минут, а в правом окне – деления вертикальной шкалы для отсчета единиц минут и секунд.

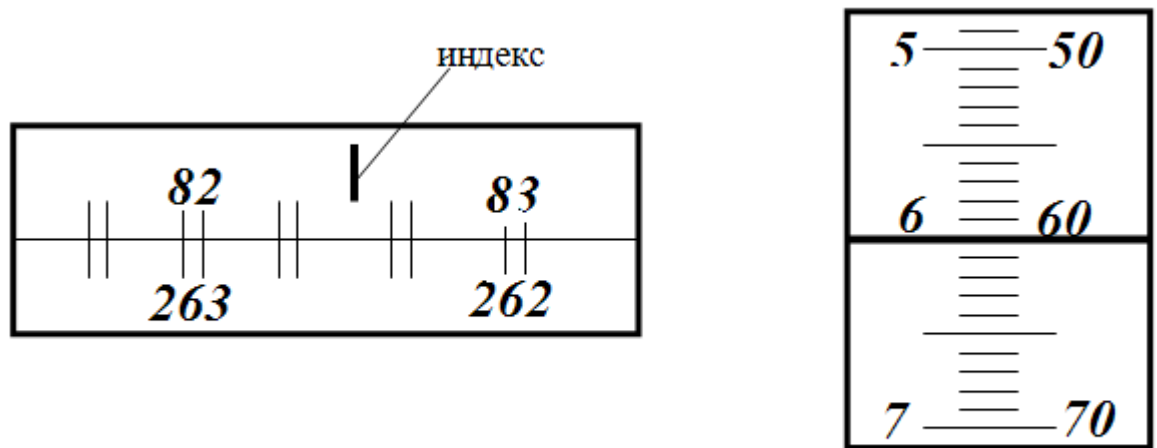


Рис. 7.2 Поле зрения отсчетного микроскопа

Чтобы снять отсчет по лимбу, необходимо повернуть маховик  $10$  отсчетного микроскопа настолько, чтобы верхние и нижние изображения штрихов лимба горизонтальной шкалы в левом окне точно совместились.

Число градусов будет равно видимой ближайшей левой от вертикального индекса цифре. Число десятков минут равно числу интервалов, заключенных между верхним штрихом, который соответствует отсчитанному числу градусов, и нижним оцифрованным штрихом, отличающимся от верхнего на  $180^\circ$ . На рис.7.2 между штрихом  $82^\circ$  и штрихом  $262^\circ$  заключено 3 интервала.

Число единиц минут отсчитывается по вертикальной шкале в правом окне по левому ряду чисел, число секунд – в том же окне по правому ряду чисел. Положение, показанное на рис. 7.2, соответствует отсчету  $82^\circ 36' 60''$ .

## 7.2 Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с правилами пользования гониометром.
2. Включить ртутную лампу.
3. Поворачивая рукой зрительную трубу вместе с алидадой, отыскать цветной спектр. Проследить расположение линий разного цвета и числовидимых порядков спектра. Сфокусировав с помощью винта 9 зрительную трубу, получить четкие узкие линии спектра.
4. Поворачивая зрительную трубу, ввести в поле зрения окуляра нулевой максимум – светлую (белую) вертикальную полосу. Провести в этом положении отсчет угла  $\varphi_0$  по лимбу гониометра.
5. После этого, поворачивая зрительную трубу по направлению к коллиматору и совмещая визирный крест с серединами наиболее ярких спектральных линий (синей, зеленой и желтых), провести отсчеты углов дифракции  $\varphi_k$  для спектров 1-го и 2-го порядка.
6. Полученные значения округлить с точностью до одной минуты. Результаты занести в табл. 7.



7. Высчитать по формуле (7.1) длины волн каждой линии в 1-ом и 2-ом порядке, а затем определить среднее значение  $\lambda_{\text{ср}}$  длин волн этих линий.
8. Полученные результаты сравнить с табличными значениями длин волн спектральных линий ртути.
9. Используя полученные данные для углов дифракции  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  и средние значения  $\lambda_{\text{ср}}$  длин волн для двух желтых линий, определить по формуле (7.2) угловую дисперсию дифракционной решетки для спектров 1-го и 2-го порядка.
10. Определить угловую дисперсию дифракционной решетки для желтой линии в спектрах 1-го и 2-го порядка с помощью выражения (2.21), и сравнить полученные значения с аналогичными, полученными в п. 9.

Таблица 8

Линия	$\varphi_0$	$\varphi_1 (K = 1)$	$\varphi_2 (K = 2)$	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_{\text{ср}}$	$D_1$	$D_2$
1. Желтая 1								
2. Желтая 2								
3. Зеленая								
4. Сине-фиолетовая								

### Контрольные вопросы и задания

1. Что называется дифракцией света?
2. В чем состоит принцип Гюйгенса – Френеля?
3. Какие волны называются когерентными? Какие способы получения когерентных волн вы знаете?
4. Что представляет собой отражательная дифракционная решетка?
5. Запишите условие максимума для дифракционной решетки. Поясните его смысл.
6. Что называется оптической разностью хода лучей?
7. Выведите условие максимума для дифракционной решетки.
8. Что называется порядком дифракционного максимума? Чем определяется его наибольшее значение?
9. От чего зависит разрешающая способность дифракционной решетки?
10. Для чего применяется дифракционная решетка в спектральных приборах?
11. Как определить угловую дисперсию дифракционной решетки?
12. Когда наблюдается дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера?
13. Как изменится дифракционная картина, если использовать дифракционную решетку с большей плотностью штрихов?
14. Почему при использовании белого света центральный максимум белый, а боковые максимумы радужно окрашены?
15. Какое практическое применение имеет явление дифракции электромагнитных волн?

## Библиографический список

1. *Сивухин, Д. В.* Общий курс физики. В 5 т. Т. 4. Оптика / Д. В. Сивухин. - М.: Физматлит, 2005. – 792 с.
2. *Иродов, И. Е.* Волновые процессы. Основные законы / И. Д. Иродов. – М.: БИНOM ; Лаборатория знаний, 2006. - 363 с.
2. *Ландсберг, Г. С.* Оптика / Г. С. Ландсберг. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
3. *Стафеев, С. К.* Основы оптики / С. К. Стафеев, К. К. Боярский, Г. П. Башнина. - . СПб. : Питер, 2006. - 336 с.
4. *Савельев, И. В.* Курс общей физики. В 4 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Оптика / И. В. Савельев. - М. : КНОРУС, 2009. – 576 с.
5. *Лабораторный практикум по физике* / под ред. К. А. Барсукова и Ю. И. Уханова – М. : Высш. шк., 1988. – 351 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение.....</b>	<b>3</b>
<b>1. Интерференция света</b>	
1.1 Световая волна. Когерентность и монохроматичность световых волн.....	4
1.2. Интерференция света.....	6
1.3. Методы наблюдения интерференции света.....	7
1.4. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников света.....	9
1.5. Интерференция света в тонких пленках.....	10
1.6. Кольца Ньютона.....	13
1.7. Применение интерференции света.....	13
<b>2. Дифракция света</b>	
2.1. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.....	15
2.2. Дифракция на круглом отверстии и диске.....	19
2.3. Дифракция на одной щели.....	20
2.4. Дифракция света на дифракционной решетке.....	24
2.5. Дифракция света на отражательной дифракционной решетке.....	26
<b>3. Лабораторная работа № 309 «Изучение интерференции света с помощью бипризмы Френеля»</b>	
3.1. Методика эксперимента и экспериментальная установка.....	29
3.2. Порядок выполнения работы.....	31
<b>4.Лабораторная работа № 310 «Изучение интерференции света при отражении от толстой стеклянной пластинки»</b>	
4.1. Методика эксперимента и экспериментальная установка.....	34
4.2 Порядок выполнения работы.....	36
<b>5. Лабораторная работа №52 Ф «Определение радиуса кривизны линзы и показателя преломления воды при помощи колец Ньютона»</b>	
5.1. Методика эксперимента и экспериментальная установка.....	38
5.2. Порядок выполнения работы.....	39
<b>6. Лабораторная работа № 305 «Изучение дифракции света от одной щели»</b>	
6.1. Методика эксперимента и экспериментальная установка.....	41
6.2. Порядок выполнения работы.....	43
<b>7. Лабораторной работы № 78 Ф «Определение длин волн в спектре ртутной лампы с помощью гониометра»</b>	
7.1. Методика эксперимента и экспериментальная установка.....	46
7.2. Порядок выполнения работы.....	48
<b>Библиографический список.....</b>	<b>50</b>

***УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ***

**Михеенко Александр Васильевич**  
**Кирюшин Анатолий Васильевич**  
**Швец Наталья Леонидовна**

Интерференция и дифракция света (теория и лабораторные работы)

***УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ***

Главный редактор *Л. А. Суевалова*  
Редактор *Т. Ф. Шейкина*  
Компьютерная верстка *В. Н. Адамович*  
Дизайн обложки *М. В. Привальцевой*

Подписано в печать \_\_\_\_\_ Формат 60х84 1/16.  
Бумага писчая. Гарнитура «Таймс». Печать цифровая.  
Усл. печ. л. Тираж 100 экз. Заказ \_\_\_\_\_.

Издательство Тихоокеанского государственного университета.  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.  
Отдел оперативной полиграфии издательства  
Тихоокеанского государственного университета.  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.