

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Кафедра физики

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум
по курсу «Физика»

Минск БГУИР 2010

УДК 535(075.6)
ББК 22.343я73
В67

А в т о р ы:

Е. В. Андрианова, И. Л. Дорошевич, Т. А. Зарембовская, В. И. Мурзов,
В. Б. Ранцевич, С. В. Раткевич, С. В. Родин

Р е ц е н з е н т:

доцент кафедры физики учреждения образования «Белорусский
государственный университет информатики и радиоэлектроники»,
кандидат технических наук Ю. И. Савилова

Волновая оптика : лаб. практикум по курсу «Физика» / Е. В. Андрианова [и др.]. – Минск : БГУИР, 2010. – 56 с. : ил.
ISBN 978-985-488-539-1

Лабораторный практикум предназначен для организации самостоятельной работы студентов всех специальностей и форм обучения БГУИР на лабораторных занятиях по волновой оптике. Практикум включает описания пяти лабораторных работ по данному разделу, в которых сформулированы цели, приведены методические обоснования, описания экспериментальных установок, задания и контрольные вопросы.

Раздел «Волновая оптика» является продолжением 2-й части курса «Физика» и изучается после раздела «Электромагнетизм». Поэтому нумерация лабораторных работ начинается с №2.15. Число «2» указывает на номер части курса «Физика», а число «15» – порядковый номер лабораторной работы в этой части.

УДК 535(075.6)
ББК 22.343я73

ISBN 978-985-488-539-1

© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2010

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Лабораторная работа №2.15</i> Изучение интерференции света (кольца Ньютона).....	4
<i>Лабораторная работа №2.16</i> Изучение дифракции Френеля.....	14
<i>Лабораторная работа №2.17</i> Изучение дифракции Фраунгофера.....	20
<i>Лабораторная работа №2.19</i> Изучение явления поляризации света.....	31
<i>Лабораторная работа №2.20</i> Изучение дифракции света на ультразвуковой волне.....	40

Библиотека БГУИР

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА (КОЛЬЦА НЬЮТОНА)

Цель работы

1. Изучить явление интерференции света.
2. Изучить интерференционную картину, называемую «кольца Ньютона».
3. Проанализировать изменение характера интерференционной картины в зависимости от длины световой волны.
4. Определить длину волны монохроматического света.

Методическое обоснование работы

Интерференция света

Интерференция света – это явление перераспределения в пространстве световой энергии с образованием устойчивой во времени картины чередующихся максимумов и минимумов интенсивности света (интерференционной картины) при суперпозиции (наложении) двух или нескольких когерентных волн. Определение когерентности волн см. ниже.

Для выяснения причин и условий перераспределения световой энергии в пространстве рассмотрим наложение двух плоских монохроматических световых волн, приходящих в произвольную точку P , отстоящую от источников волн S_1 и S_2 на расстоянии r_1 и r_2 соответственно (рис. 2.15.1). Тогда в точке P световые волны возбуждают колебания векторов напряженности (световых векторов) согласно уравнениям

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{m1} \cos \Phi_1 \text{ и } \vec{E}_2 = \vec{E}_{m2} \cos \Phi_2, \quad (2.15.1)$$

где E_{m1} и E_{m2} – амплитуды световых векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 соответственно; Φ_1 и Φ_2 – фазы их колебаний, равные

$$\Phi_1 = \omega_1 t - k_1 r_1 + \varphi_{01} \text{ и } \Phi_2 = \omega_2 t - k_2 r_2 + \varphi_{02}, \quad (2.15.2)$$

где ω_1 и ω_2 – циклические частоты волн; k_1 и k_2 – волновые числа; φ_{01} и φ_{02} – начальные фазы.

Согласно принципу суперпозиции результирующее колебание вектора напряженности \vec{E} в точке P при наложении двух световых волн будет представляться векторной суммой \vec{E}_1 и \vec{E}_2 :

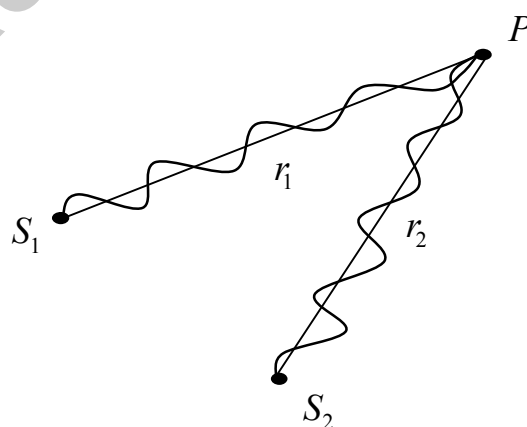


Рис. 2.15.1

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2.$$

Потребуем, чтобы колебания световых векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 происходили вдоль одного и того же направления, т. е. $\vec{E}_{m1} \parallel \vec{E}_{m2}$. Тогда амплитуду E_m результирующего колебания можно найти с помощью векторной диаграммы (рис. 2.15.2) и теоремы косинусов:

$$E_m^2 = E_{m1}^2 + E_{m2}^2 + 2E_{m1}E_{m2} \cos(\Phi_2 - \Phi_1).$$

Поскольку интенсивность I световой волны пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности ($I \sim E_m^2$), то интенсивность I света в данной точке пространства равна

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_2 - \Phi_1), \quad (2.15.3)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности накладываемых волн в этой точке.

Анализ (2.15.3) приводит к следующим выводам:

1. Если колебания световых векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 не согласованы друг с другом, т. е. разность их фаз $\Phi_2 - \Phi_1$ как-то изменяется во времени, то такие колебания (и волны) называются *некогерентными*. В том случае, когда $\Phi_2 - \Phi_1 = f(t)$ изменяется непрерывно, причем так, что принимает с равной вероятностью любые значения, среднее по времени значение $\langle \cos(\Phi_2 - \Phi_1) \rangle = 0$ последнего слагаемого в (2.15.3) обращается в нуль и остается

$$I = I_1 + I_2.$$

Это значит, что при наложении некогерентных волн интенсивность света во всех точках пространства равна сумме интенсивностей всех волн в отдельности.

2. Рассмотрим случай, когда разность фаз постоянна во времени: $\Phi_2 - \Phi_1 = \text{const}$. Выполнение этого условия возможно только при равенстве частот $\omega_1 = \omega_2$ накладываемых колебаний, поскольку с учетом (2.15.2)

$$\Phi_1 = (\omega_2 - \omega_1)t - (k_2 r_2 - k_1 r_1) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}).$$

Когерентными называются колебания (и волны) одинаковой частоты, разность фаз которых в рассматриваемой точке пространства не изменяется со временем.

При суперпозиции когерентных волн интенсивность I результирующего света в каждой точке не будет изменяться со временем. Причем в тех точках, для которых значение $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) > 0$, согласно (2.15.3) будет наблюдаться усиление света:

$$I > I_1 + I_2,$$

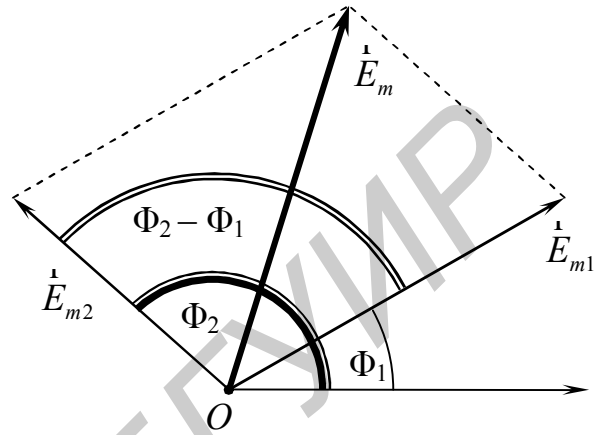


Рис. 2.15.2

а в точках, для которых значение $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) < 0$, будет наблюдаться ослабление света:

$$I < I_1 + I_2.$$

Таким образом, при наложении когерентных волн происходит перераспределение световой энергии в пространстве: в одних местах возникают максимумы интенсивности света, в других – минимумы. При этом интерференционная картина чередования максимумов и минимумов не изменяется со временем.

Оптическая длина пути световой волны, распространяющейся в однородной среде с абсолютным показателем преломления n , равна

$$L = nr, \quad (2.15.4)$$

где r – расстояние (геометрический путь), проходимое волной.

Тогда выражение фазы (2.15.2) световой волны можно представить через ее оптическую длину:

$$\Phi = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot L + \varphi_0, \quad (2.15.5)$$

где учтено, что волновое число k связано с длиной волны в среде (λ) и длиной волны в вакууме (λ_0) соотношениями

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n. \quad (2.15.6)$$

Оптическая разность хода двух волн (когерентных)

$$\Delta = L_2 - L_1 \pm \delta \cdot \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.15.7)$$

где L_1 и L_2 – оптические длины пути, проходимые соответственно первой и второй волной от источника до точки наблюдения; λ_0 – длина волны в вакууме; число δ может принимать значения либо 0, либо 1 в зависимости от способа реализации когерентных волн.

Если общее число N отражений первой и второй волн от *оптически более плотной* среды на L_1 и L_2 является нечетным, то $\delta = 1$. Этим учитывается мгновенное изменение фазы волны на противоположную при отражении ее от оптически более плотной среды (скачок фазы на π), т. е. имеет место «потеря» половины длины волны. Во всех остальных случаях $\delta = 0$.

Запишем (2.15.5) для двух когерентных волн:

$$\Phi_1 = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot L_1 + \varphi_{01},$$

$$\Phi_2 = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot L_2 + \varphi_{02}.$$

Тогда при условии $\varphi_{01} = \varphi_{02}$ разность фаз этих волн можно выразить через их оптическую разность хода Δ следующим образом:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (2.15.8)$$

Условие образования интерференционного максимума

Из (2.15.3) следует, что если когерентные волны достигают некоторой точки пространства так, что $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) = 1$, то интенсивность результирующей волны $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = I_{\max}$, и в этой точке будет наблюдаться *максимум интенсивности* (максимум интерференционной картины). Тогда разность фаз колебаний, возбуждаемых этими волнами, равна

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 2\pi m, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.15.9)$$

т. е. в данной точке пространства колебания, возбуждаемые волнами, происходят в одинаковой фазе.

Согласно (2.15.8) оптическая разность хода этих волн должна быть равна четному числу полудлин волн в вакууме:

$$\Delta_{\max} = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (2.15.10)$$

Формулы (2.15.9) и (2.15.10) описывают условия образования интерференционного максимума.

Условие образования интерференционного минимума

Из (2.15.3) следует, что если некоторой точки пространства когерентные волны достигают так, что $\cos(\Phi_2 - \Phi_1) = -1$, то интенсивность результирующей волны $I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = I_{\min}$ и в этой точке будет наблюдаться *минимум интенсивности* (минимум интерференционной картины). Тогда разность фаз колебаний, возбуждаемых этими волнами, равна

$$\Phi_2 - \Phi_1 = (2m + 1)\pi, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2.15.11)$$

т. е. в данной точке пространства колебания, возбуждаемые волнами, происходят в противоположных фазах.

Согласно (2.15.8) оптическая разность хода этих волн должна быть равна нечетному числу полудлин волн в вакууме:

$$\Delta_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots. \quad (2.15.12)$$

Формулы (2.15.11) и (2.15.12) описывают условия образования интерференционного минимума.

Световые волны, излучаемые различными источниками (кроме лазеров), не являются когерентными, следовательно, ни от каких двух источников естественного света невозможно получить интерференционную картину, доступную наблюдению. Поэтому для получения устойчивой интерференционной

картины с использованием обычных (не лазерных) источников необходимо исходную волну от одного источника искусственно разделить подходящим способом на две части – когерентные между собой световые волны. Затем эти волны нужно свести в область пространства, где должна наблюдаться интерференция таким образом, чтобы оптические пути этих волн были различными. Все схемы получения устойчивых интерференционных картин для световых волн основываются на этом одном общем принципе.

Кольца Ньютона

Интерференционную картину, называемую «кольца Ньютона», можно наблюдать при отражении света от поверхностей тонкой клиновидной прослойки, образованной плоской стеклянной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны поверхности (рис. 2.15.3).

Геометрическое место точек одинаковой толщины прослойки представляет собой окружность, поэтому при нормальном падении света на линзу полосы равной толщины имеют вид чередующихся темных и светлых концентрических колец с центром в точке соприкосновения линзы с пластинкой. Вид колец, наблюдаемых в отраженном монохроматическом свете, показан на рис. 2.15.4.

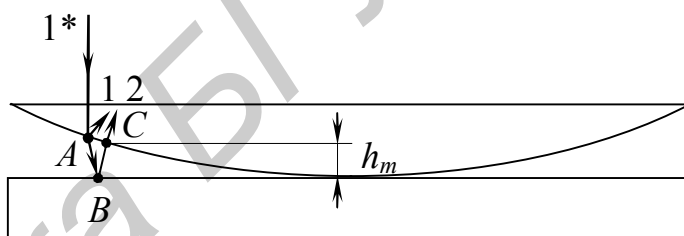


Рис. 2.15.3

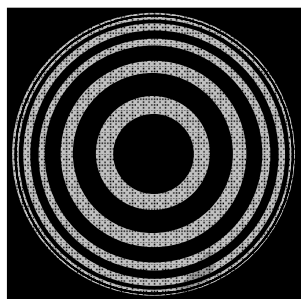


Рис. 2.15.4

Радиусы темных (интерференционные минимумы) и светлых (интерференционные максимумы) колец зависят от радиуса кривизны линзы и длины световой волны. Их ширина и интенсивность убывают по мере удаления от центрального пятна. Полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клиновидной прослойки, а наблюдение ведется с помощью микроскопа, сфокусированного на эту поверхность.

Пусть на плоскую поверхность линзы нормально падает монохроматический свет с длиной волны λ_0 . Выделим из него узкий пучок (луч 1^*) и рассмотрим его ход. В точке A нижней поверхности линзы (см. рис. 2.15.3) луч 1^* частично отражается (луч 1) и, частично преломляясь, отражается в точке B , испытывая последующее преломление в точке C (луч 2). Лучи, отраженные в точке A и точке B , интерферируют между собой, так как малый угол прослойки обеспечивает условие их когерентности.

Ввиду малости кривизны поверхности линзы точки A и C находятся на малом расстоянии друг от друга. Если прослойка воздушная ($n = 1$), то оптические длины путей отраженных от нее обеих поверхностей интерферирующих лучей 1 и 2 соответственно равны

$$L_1 = 0 \quad \text{и} \quad L_2 = 2h_m,$$

где h_m – толщина воздушной прослойки, где происходит отражение волн 1 и 2.

Тогда согласно (2.15.7) оптическая разность хода волн 1 и 2, отраженных от обеих поверхностей воздушной прослойки, равна

$$\Delta = 2h_m + \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.15.13)$$

где учтено равенство $\delta = 1$, так как дополнительная разность хода $\lambda_0/2$ отражает скачок фазы на π луча 2 при его отражении от оптически более плотной среды в точке B . Можно было записать и $(-\lambda_0/2)$, но это не существенно.

Выразим толщину прослойки h_m в точке B отражения через радиус кривизны R линзы и радиус r_m кольца, проходящего через эту точку. Согласно

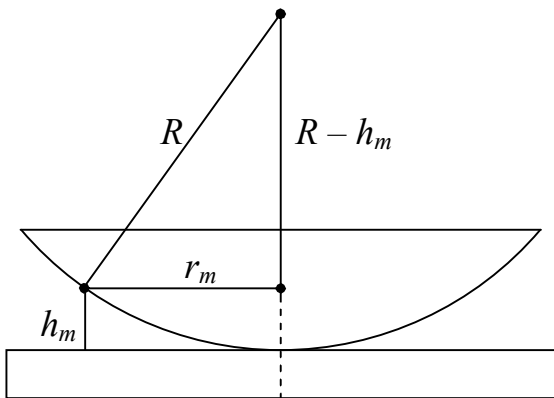


Рис. 2.15.5

теореме Пифагора (рис. 2.15.5):

$$R^2 = r_m^2 + (R - h_m)^2,$$

$$R^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rh_m + h_m^2,$$

откуда, пренебрегая слагаемым h_m^2 ввиду малости толщины прослойки h_m , получаем

$$h_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (2.15.14)$$

Тогда оптическая разность хода (2.15.13) с учетом (2.15.14)

$$\Delta = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (2.15.15)$$

В тех точках, для которых выполняется условие образования интерференционного максимума (2.15.10), будут наблюдаться светлые кольца. Приравняв правые части равенств (2.15.10) и (2.15.15), имеем

$$2m \frac{\lambda_0}{2} = \frac{(r_m^{\text{свет}})^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Выразим из полученного уравнения радиус $r_m^{\text{свет}}$ m -го светлого кольца в отраженном свете:

$$r_m^{\text{свет}} = \sqrt{\frac{R\lambda_0(2m-1)}{2}}, \quad \text{где } m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.15.16)$$

Темные кольца будут наблюдаться в тех точках, для которых выполняется условие образования интерференционного минимума (2.15.12). Рассуждая аналогично, можно получить выражение для радиуса $r_m^{\text{темн}}$ m -го темного кольца в отраженном свете

$$r_m^{\text{темн}} = \sqrt{mR\lambda_0}, \quad \text{где } m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.15.17)$$

В (2.15.17) значению $m = 0$ соответствует минимум *темного пятна* (не кольца), конечные размеры которого (см. рис. 2.15.2) обусловлены упругой дефор-

мацией стекла, вследствие которой невозможно добиться соприкосновения сферической поверхности линзы и пластинки строго в одной точке. В проходящем свете это пятно будет светлым. Такая смена интерференционного минимума на максимум свидетельствует о том, что при отражении волны от одной из границ, между которыми находится воздушная прослойка, фаза отраженной волны изменяется на противоположную, т. е. на π .

Из (2.15.16) и (2.15.17) следует, что чем больше порядок интерференции m , тем меньше различие между радиусами соседних колец, т. е. тем тоньше кольца.

Формулы (2.15.16) и (2.15.17) справедливы лишь в случае идеального (точечного) контакта сферической поверхности линзы с пластинкой, что в реальных установках не происходит. Если линзу непрерывно перемещать вверх параллельно самой себе, то интерференционные кольца будут стягиваться к центру, превращаться в кружки и исчезать. Одновременно с этим на периферии поля зрения будут зарождаться и перемещаться к центру новые кольца более высоких интерференционных порядков. Поэтому номер кольца не равен в общем случае порядку интерференции m . Но разность номеров колец всегда равна разности порядков интерференции. Воспользуемся этим обстоятельством при выводе расчетной формулы для длины световой волны в данной лабораторной работе.

Пусть N_1 – номер какого-либо наблюдаемого темного (или светлого) кольца, порядок интерференции которого m (в общем случае $m \neq N_1$), а N_2 – номер другого темного (или светлого) кольца, которому соответствует порядок интерференции n ($n \neq N_2$). Тогда на основании (2.15.17) запишем

$$\begin{aligned} r_{N_1}^2 &= mR\lambda_0, \\ r_{N_2}^2 &= nR\lambda_0 \end{aligned}$$

и вычтем из второго уравнения первое:

$$r_{N_2}^2 - r_{N_1}^2 = (n - m)R\lambda_0,$$

откуда с учетом равенства разности порядков интерференции и номеров колец $n - m = N_2 - N_1$ длина световой волны

$$\lambda_0 = \frac{r_{N_2}^2 - r_{N_1}^2}{(N_2 - N_1)R}. \quad (2.15.18)$$

Такой же результат получим при выборе двух светлых колец.

Поскольку погрешность измерения диаметра колец меньше погрешности измерения их радиусов и с учетом, что

$$r = \frac{d}{2} = \frac{D\gamma}{2},$$

где d – диаметр кольца, D – диаметр кольца в делениях окулярной шкалы, γ – цена деления окулярной шкалы микроскопа, из (2.15.18) для длины световой волны получаем

$$\lambda_0 = \frac{D_{N_2}^2 - D_{N_1}^2}{4R(N_2 - N_1)} \cdot \gamma^2. \quad (2.15.19)$$

Описание экспериментальной установки

Внешний вид лабораторной установки изображен на рис. 2.15.6, на котором обозначено:

- 1 – ручка горизонтального перемещения линзы вправо-влево;
- 2 – ячейка с линзой;
- 3 – ручка горизонтального перемещения линзы вперед-назад;
- 4 – столик с линзой;
- 5 – объектив микроскопа;
- 6 – окуляр;
- 7 – осветитель со сменными источниками света (светодиодами);
- 8 – ручка осветителя;
- 9 – тумблер «Сеть»;
- 10 – указатель пределов перемещения столика;
- 11 – кольцо вертикального перемещения столика.

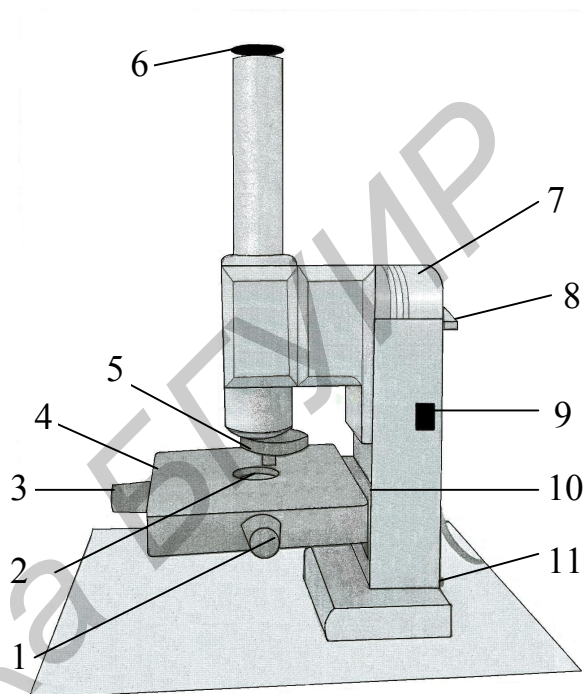
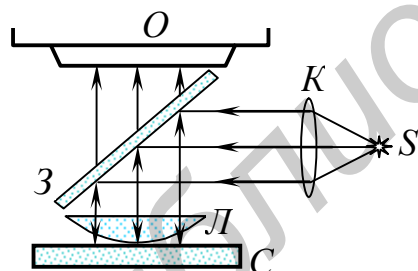


Рис. 2.15.6

Оптическая схема установки, на которой показан ход световых пучков, представлена на рис. 2.15.7, где обозначено:



- O* – объектив микроскопа;
- З* – полупрозрачное зеркало;
- Л* – линза;
- С* – стеклянная пластина;
- К* – коллиматорная линза;
- S* – источник света.

Рис. 2.15.7

В опытах используется микроскоп, на столике которого размещена линза, установленная на плоской пластине. Освещение производится либо монохроматическим светом от одного из четырех цветных светодиодов (красного, оранжевого, зеленого и синего цвета), либо белым светом, источником которого служит светодиод, испускающий свет, по своему составу близкий к белому свету. Светодиоды включаются поочередно поворотом ручки осветителя.

Свет от источника направляется на полупрозрачное плоскопараллельное зеркало (расположенное в тубусе микроскопа) и, отражаясь от него, па-

дает нормально на плоскую поверхность линзы. При отражении от границ тонкой воздушной клиновидной прослойки между линзой и стеклянной плоскопараллельной пластинкой свет делится на когерентные между собой световые волны, наложение которых приводит к возникновению устойчивой интерференционной картины. Микроскоп сфокусирован на поле интерференции (области, в которой перекрываются когерентные волны), расположенное вблизи воздушной прослойки.

Порядок выполнения работы

1. Включите источник света тумблером «Сеть» (9) (см. рис. 2.15.6).
2. Убедитесь, что ячейка с линзой (2) находится непосредственно под объективом (5) микроскопа.
3. Поворотом ручки осветителя (8) включите светодиод красного цвета.
4. Плавным вращением кольца вертикального перемещения столика (11) найдите изображение колец Ньютона и сфокусируйте микроскоп на наибольшую резкость картины колец.
5. При помощи медленного поочередного вращения ручки горизонтального перемещения линзы вперед-назад (3) и вправо-влево (1) расположите картину колец так, чтобы центр колец совпал с точкой пересечения риски 5 окулярной шкалы и вертикальной линии (рис. 2.15.8, а).

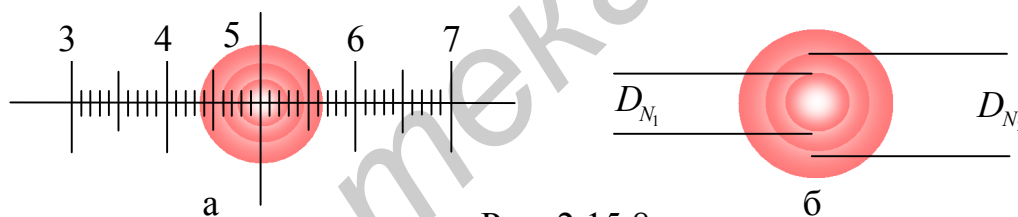


Рис. 2.15.8

6. Измерьте по окулярной шкале диаметры D_{N_1} и D_{N_2} (в делениях шкалы) двух темных (или светлых) колец (рис. 2.15.8, б). Данные занесите в табл. 2.15.1.

Таблица 2.15.1

Цвет	N_1	N_2	D_{N_1} , дел.	D_{N_2} , дел.	λ_0 , 10^{-9} м
Красный					
Зеленый					
Синий					

7. По формуле (2.15.19) определите длину световой волны λ_0 красного цвета. Значения цены деления окулярной шкалы микроскопа γ и радиуса кривизны линзы R указаны на лабораторной установке ($\gamma = 2,8 \cdot 10^{-5}$ м/дел., $R = 0,5$ м).

8. Прodelайте пп. 3 – 8 для светодиодов, испускающих свет зеленого и синего цветов.

9. Проследите, как изменяется ширина колец с их удалением от центра.
10. Переключая светодиоды, сравните, как изменяется интерференционная картина с уменьшением длины световой волны.
11. Включите светодиод белого света. Как выглядит интерференционная картина в белом свете? Дайте объяснения.
12. Сформулируйте письменно вывод в соответствии с поставленной целью работы, в котором отразите анализ полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. В чем состоит явление интерференции?
2. Какие волны называются когерентными?
3. Как вычисляется оптическая длина пути волны при ее распространении в однородной среде?
4. Как вычисляется оптическая разность хода двух когерентных волн?
5. Сформулировать условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов.
6. Объяснить возникновение интерференционной картины в данном эксперименте.
7. Вывести формулу радиусов темных колец в отраженном свете.
8. Как изменится картина колец Ньютона при изменении показателя преломления вещества, заполняющего зазор между линзой и пластинкой?
9. Почему в центре интерференционной картины в отраженном свете возникает темное пятно? При каких условиях оно сменится на светлое?

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2003.
2. Иродов, И. Е. Волновые процессы. Основные законы / И. Е. Иродов. – М. : Лаборатория Базовых знаний, 2001.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : в 5 т. Т. 4. Оптика / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2005.

Лабораторная работа №2.16

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРЕНЕЛЯ

Цель работы

1. Изучить дифракцию Френеля на круглом отверстии.
2. Измерить радиус отверстия, на котором происходит дифракция.

Теоретическое обоснование работы

Дифракцией света (от лат. diffractus – преломленный) называют явление перераспределения в пространстве светового потока с возможным образованием устойчивой картины чередующихся максимумов и минимумов интенсивности света при его распространении в среде с резкими неоднородностями.

Эти явления можно наблюдать, например, если на пути распространения света находятся непрозрачные тела произвольной формы (назовем их *экранами*) или если свет проходит через отверстия в непрозрачных экранах. Согласно законам геометрической оптики за экранами находились бы области тени, резко отграниченные от областей, куда свет попадает. Дифракция же приводит к тому, что вместо резкой границы между светом и тенью наблюдается довольно сложная картина распределения интенсивности света.

Дифракцию света в параллельных пучках называют *дифракцией Фраунгофера*, а дифракцию света в расходящихся пучках – *дифракцией Френеля*.

Задача теории дифракции заключается в том, чтобы при данном расположении и форме экранов, а также источников света определить распределение интенсивности света во всем пространстве. Точное решение этой задачи возможно в рамках волновой (электромагнитной) теории света путем решения волнового уравнения с соответствующими граничными условиями на поверхности тел. Такое решение обычно представляет собой большие математические трудности. Однако в некоторых случаях оказывается достаточным приближенный метод решения дифракционных задач на основе *принципа Гюйгенса – Френеля*.

Согласно принципу Гюйгенса – Френеля каждый элемент dS произвольной волновой поверхности (S) (рис. 2.16.1) рассматриваемой волны является источником вторичных сферических волн, а ее амплитуда $A(P)$ в некоторой точке P определяется как результат интерференции вторичных волн:

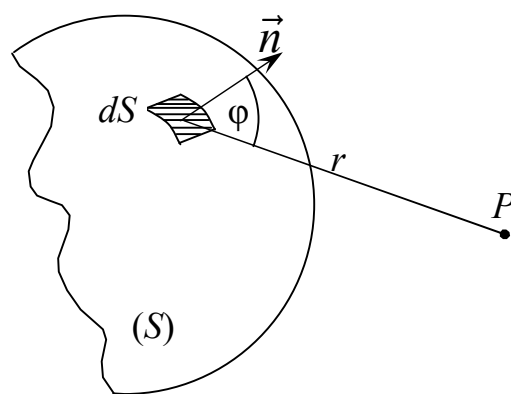


Рис. 2.16.1

$$A(P) = \left| \int_{(S)} K(\varphi) \frac{a_0}{r} \exp(i(\omega t - kr + \varphi_0)) dS \right|, \quad (2.16.1)$$

где $K(\varphi)$ – некоторая функция (коэффициент Френеля), монотонно убывающая с ростом угла φ и обращающаяся в нуль при $\varphi \geq \pi/2$; a_0 – амплитуда излучаемой элементом поверхности dS вторичной волны; r – расстояние от dS до точки P ; $(\omega t + \varphi_0)$ – фаза колебаний на волновой поверхности (S); k – волновое число. Интенсивность же света в точке P пропорциональна квадрату амплитуды, определяемой формулой (2.16.1).

Вычисление по формуле (2.16.1) представляет собой в общем случае очень трудную задачу. Однако, как показал Френель, в случаях, обладающих какой-либо симметрией, нахождение амплитуды (2.16.1) может быть осуществлено простым алгебраическим или геометрическим суммированием (*метод зон Френеля*).

Рассмотрим сферическую волну, распространяющуюся в однородной среде от точечного источника S (рис. 2.16.2). Волновые поверхности такой волны – концентрические сферы с центром в точке S . Разобьем изображенную на рисунке волновую поверхность на кольцевые зоны, пересекая ее концентрическими сферами с центром в точке P и радиусами, отличающимися друг от друга на $\Delta = \lambda/2$, где λ – длина волны в среде, в которой распространяется волна (рис. 2.16.2, а). Тогда колебания светового вектора, возбуждаемые в точке P вторичными источниками, расположенными в двух соседних зонах, будут различаться по фазе на π (разность фаз колебаний $\delta = (2\pi/\lambda)\Delta$), т. е. происходить в противофазе. Обладающие таким свойством зоны называют *зонами Френеля*.

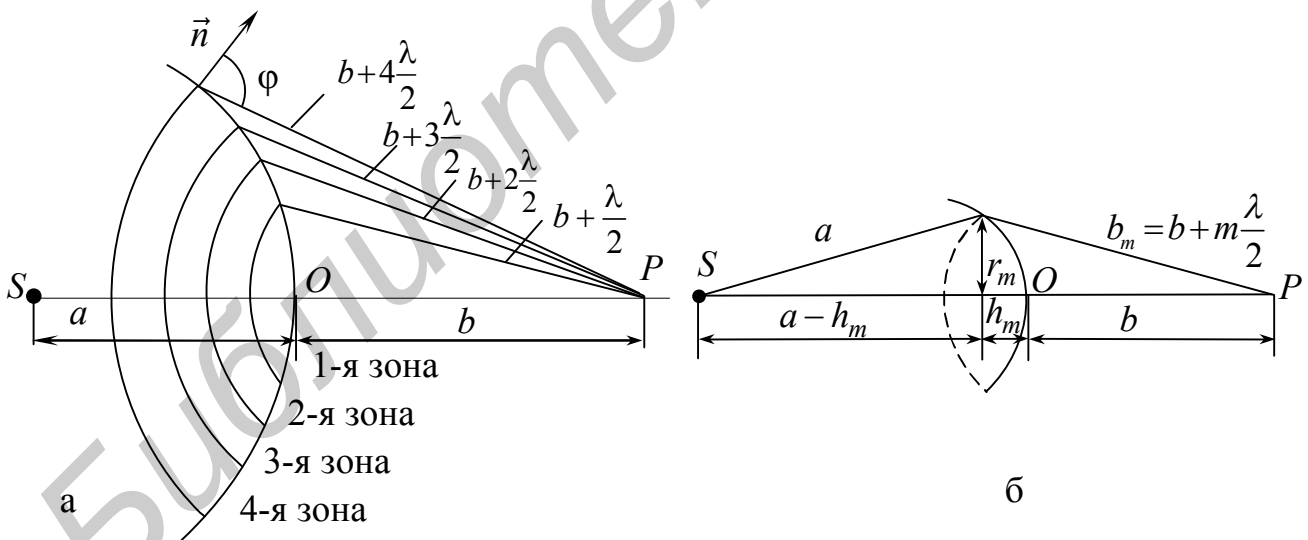


Рис. 2.16.2

Из рис. 2.16.2, б видно, что для радиуса r_m m -й зоны Френеля можно записать

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = (2a - h_m)h_m. \quad (2.16.2)$$

Кроме того,

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

или, раскрывая скобки,

$$2ah_m - h_m^2 = bm\lambda + m^2(\lambda/2)^2 - 2bh_m - h_m^2.$$

Отсюда

$$h_m = \frac{m\lambda(b + m\lambda/4)}{2(a + b)}. \quad (2.16.3)$$

Ограничив рассмотрение не слишком большими значениями m , можно ввиду малости λ пренебречь в (2.16.3) слагаемым $m\lambda/4$ по сравнению с b , а в скобках равенства (2.16.2) – величиной h_m по сравнению с $2a$. Тогда для радиуса m -й зоны Френеля в этом приближении получаем

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a + b} m\lambda}. \quad (2.16.4)$$

Установим теперь перпендикулярно к прямой SP на пути распространения волны плоский непрозрачный экран с круглым отверстием радиусом $R = r_m$, центр которого лежит на прямой SP . Тогда амплитуда колебаний светового вектора в точке P , а следовательно, и интенсивность света в этой точке будут зависеть от четности числа зон Френеля, оставленных открытыми отверстием, т. е. от четности числа

$$m = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (2.16.5)$$

Действительно, поскольку фазы колебаний, возбуждаемых в точке P соседними зонами, различаются на π , то при сложении эти колебания взаимно ослабляют друг друга, и амплитуда результирующего колебания в этой точке будет равна

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

где A_i – амплитуда колебаний светового вектора, возбуждаемых в точке P i -й зоной ($A_1 > A_2 > \dots > A_m$); знак «+» берется при нечетном m , а знак «−» – при четном m .

Таким образом, если в отверстии укладывается *четное* число зон Френеля, то в точке P будет наблюдаться *минимум* интенсивности света (темное пятно), а при *нечетном* числе открытых зон – *максимум* интенсивности (светлое пятно). На плоском же экране, проходящем через точку P перпендикулярно к прямой SP , будет наблюдаться дифракционная картина, имеющая вид чередующихся светлых и темных концентрических колец с центром в точке P .

При перемещении экрана наблюдения параллельно самому себе вдоль прямой SP дифракционная картина на нем будет изменяться. Темные и светлые пятна в центре картины будут последовательно сменять друг друга (согласно (2.16.5) при изменении b число зон Френеля m , укладывающихся в отверстие, становится то четным, то нечетным). Это обстоятельство можно использовать для измерения радиуса отверстия R .

Вывод формулы для радиуса отверстия

Для наблюдения дифракции Френеля на круглом отверстии используется установка, схема которой изображена на рис. 2.16.3.

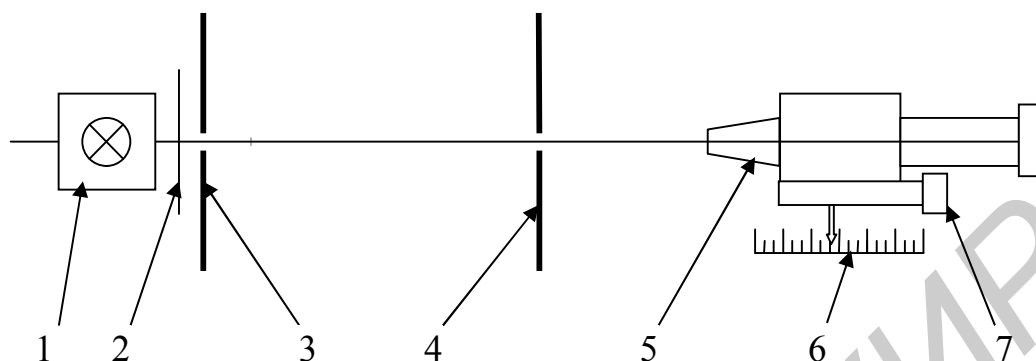


Рис. 2.16.3

На оптической скамье установки расположены следующие элементы: 1 – источник света; 2 – светофильтр; 3 – диафрагма с малым отверстием; 4 – непрозрачный экран с круглым отверстием, на котором происходит дифракция; 5 – микроскоп, с помощью которого наблюдается дифракционная картина; 6 – шкала отсчета перемещения микроскопа; 7 – головка винта, с помощью которого осуществляется перемещение микроскопа вдоль шкалы 6.

Из (2.16.5) следует, что с ростом b число зон Френеля, укладывающихся в отверстие, уменьшается. Тогда, удаляя с помощью винта 7 микроскоп от некоторого начального положения b на расстояние Δb_1 , измеряемое по шкале 6, и отсчитывая число смен максимумов и минимумов интенсивности в центре картины n_1 , в соответствии с (2.16.5) запишем

$$m - n_1 = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b + \Delta b_1} \right). \quad (2.16.6)$$

Аналогично для расстояния $\Delta b_2 > \Delta b_1$ и смен дифракционных картин $n_2 > n_1$:

$$m - n_2 = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b + \Delta b_2} \right). \quad (2.16.7)$$

Вычитая последовательно (2.16.6) и (2.16.7) из (2.16.5), получаем

$$n_1 = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{b + \Delta b_1} \right) = \frac{R^2 \Delta b_1}{\lambda b (b + \Delta b_1)} \quad (2.16.8)$$

и

$$n_2 = \frac{R^2}{\lambda} \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{b + \Delta b_2} \right) = \frac{R^2 \Delta b_2}{\lambda b (b + \Delta b_2)}. \quad (2.16.9)$$

Разделив теперь (2.16.8) на (2.16.9), находим

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\Delta b_1 (b + \Delta b_2)}{\Delta b_2 (b + \Delta b_1)},$$

откуда

$$b = \frac{(n_2 - n_1)\Delta b_1\Delta b_2}{n_1\Delta b_2 - n_2\Delta b_1}. \quad (2.16.10)$$

Из (2.16.8) (или (2.16.9)) при подстановке в нее выражения (2.16.10) получаем расчетную формулу

$$R = \frac{\sqrt{n_1 n_2 (n_2 - n_1) \Delta b_1 \Delta b_2 (\Delta b_2 - \Delta b_1) \lambda}}{n_1 \Delta b_2 - n_2 \Delta b_1}. \quad (2.16.11)$$

Порядок выполнения лабораторной работы

1. Установить микроскоп на таком расстоянии от отверстия, чтобы наблюдалась хорошо различимая дифракционная картина с максимумом интенсивности в ее центре.

2. Вращая головку винта 7 (см. рис. 2.16.3), переместить микроскоп от отверстия, наблюдая две смены ($n_1 = 2$) дифракционной картины (переходы интенсивности света $I_{\max} \rightarrow I_{\min} \rightarrow I_{\max}$ в центре картины). Измерить величину перемещения Δb_1 по шкале 6.

3. Измерить перемещение микроскопа Δb_2 из того же начального положения, наблюдая $n_2 = 4$ смены дифракционной картины.

4. Рассчитать радиус отверстия по формуле (2.16.11).

5. Вычислить погрешность измерения радиуса отверстия.

6. Прodelать пп. 2 – 5 для других значений n_1 и n_2 .

7. Сравнить результаты измерений и сделать выводы.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дифракции света?

2. Как формулируется принцип Гюйгенса – Френеля?

3. В чем состоит метод зон Френеля?

4. Что такое дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера?

5. Почему наблюдаемая дифракционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных концентрических колец?

6. Как объяснить изменение дифракционной картины при удалении микроскопа от отверстия, на котором происходит дифракция?

7. Будет ли изменяться дифракционная картина, если зафиксировать положение микроскопа, но изменять радиус отверстия, на котором происходит дифракция?

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 5 кн. Кн. 4. Волны. Оптика / И. В. Савельев. – М. : Астрель, АСТ, 2003.
2. Иродов, И. Е. Волновые процессы. Основные законы / И. Е. Иродов. – М. : Лаборатория базовых знаний, 2001.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : в 5 т. Т. 4. Оптика / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, МФТИ, 2005.

Библиотека БГУИР

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы

1. Изучить дифракцию Фраунгофера на дифракционной решетке в излучении сложного спектрального состава.
2. Определить длины световых волн спектра, наблюдаемого с помощью дифракционной решетки.
3. Определить угловую дисперсию и разрешающую способность дифракционной решетки.

Методическое обоснование работы

Дифракцией Фраунгофера называют дифракцию света в параллельных пучках, которые в рамках волновой теории моделируют с помощью плоских волн.

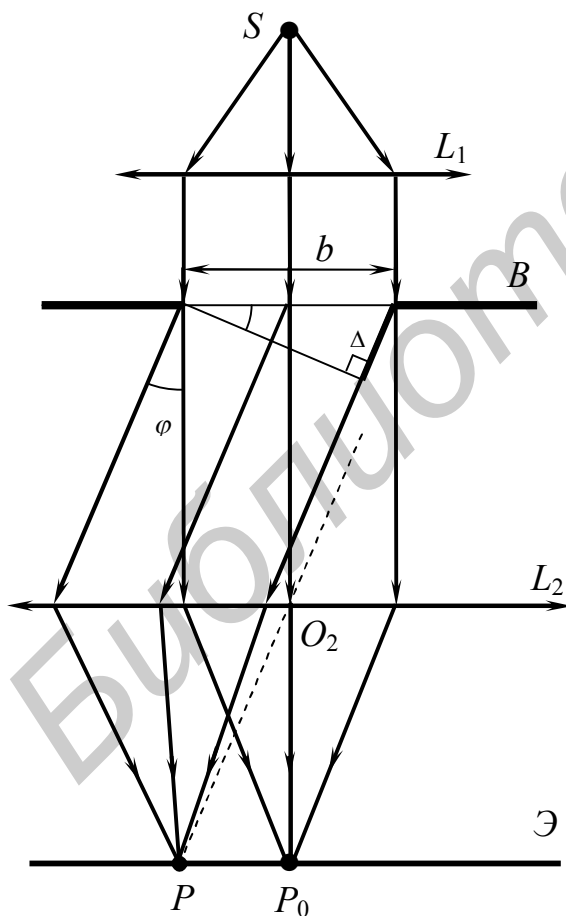


Рис. 2.17.1

Практически дифракцию Фраунгофера можно наблюдать с помощью схемы, показанной на рис. 2.17.1. Точечный источник света S располагается в фокусе линзы L_1 . Из линзы выходит параллельный пучок света, на пути которого находится некоторая непрозрачная преграда B с отверстием. Дифрагированные под одним и тем же углом (например φ) световые волны, пройдя через линзу L_2 , собираются в некоторой точке P экрана \mathcal{E} , расположенного в фокальной плоскости линзы L_2 . Вид дифракционной картины на экране зависит от формы и размеров отверстия и длины волны падающего на него света.

Сначала рассмотрим дифракцию Фраунгофера на узкой бесконечной прямолинейной щели. Пусть на щель шириной b нормально падает плоская монохроматическая световая волна длиной λ (см. рис. 2.17.1). Согласно принципу Гюйгенса – Френеля каждая точка щели становится источником вторичных когерентных волн, распространяющихся за щелью во всех направлениях. Вторичные волны интерферируют и образуют на экране дифракционную картину.

Для ее описания воспользуемся методом Френеля. Открытую волновую поверхность (плоскость щели) разобьем на узкие полосы (зоны) равной ширины, параллельные краям щели, так, чтобы оптическая разность хода Δ_{12} вторичных волн от двух соседних зон в точке P составляла $\lambda/2$. Тогда колебания светового вектора, возбуждаемые в точке P вторичными источниками, расположенными в двух соседних зонах, будут различаться по фазе на π , т. е. происходить в противофазе. Поскольку площади зон одинаковы, то амплитуды колебаний световых векторов, возбуждаемых вторичными волнами в точке P , можно считать равными. Поэтому при сложении колебания от каждой пары соседних зон взаимно гасят друг друга. Вследствие этого если число зон N – четное, то в точке P будет наблюдаться минимум интенсивности (темная полоса); если N – нечетное, то – максимум интенсивности (светлая полоса). Оптическая разность хода Δ вторичных волн от краев щели, с одной стороны (см. рис. 2.17.1), равна

$$\Delta = b \sin \varphi,$$

а с другой –

$$\Delta = N\Delta_{12} = N \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

При четном значении N отношение $N/2$ – целое число. Тогда угловые положения минимумов в дифракционной картине, получаемой при нормальном падении плоской монохроматической волны длиной λ на узкую щель шириной b , должны удовлетворять условию

$$b \sin \varphi = k\lambda, \quad \text{где } k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (2.17.1)$$

В центре дифракционной картины ($\varphi = 0$) образуется *центральный максимум*, угловая ширина $\delta\varphi$ которого ограничивается углами, соответствующими минимумам первого порядка: $\varphi_1 = \pm \arcsin(\lambda/b)$. При малых углах ширина центрального максимума равна $\delta\varphi \approx 2\lambda/b$.

Таким образом, в рассматриваемом случае дифракционная картина имеет вид чередующихся темных и светлых полос, параллельных щели.

Аналитический расчет углового распределения интенсивности света I_φ на экране наблюдения дает

$$I_\varphi = I_0 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}, \quad (2.17.2)$$

где I_0 – интенсивность света в центре дифракционной картины; $\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$.

Отметим особенности дифракционной картины от одной щели:

1. С уменьшением ширины щели b центральная светлая полоса ($\varphi = 0$) расширяется, так как угловая ширина центрального максимума равна $\delta\varphi \approx 2\lambda/b$. Расширяется и вся дифракционная картина в целом. При увеличении ширины щели дифракционная картина сужается, поэтому при широкой щели максимумы первого ($k = 1$), второго ($k = 2$) и т. д. порядков сливаются с центральным максимумом, что приводит к исчезновению дифракционной картины.

2. При данной ширине щели положение максимумов и минимумов зависит от длины волны, т. е. максимумы и минимумы, соответствующие большему λ , будут наблюдаться под большими углами φ . Поэтому в случае падения на щель белого света дифракционная картина представляет собой наложение друг на друга дифракционных картин для волн различных длин (разного цвета). При этом центральный максимум ($\varphi = 0$) имеет вид белой полоски, так как в этом месте реализуется максимум интенсивности волн всех длин. Максимумы следующих порядков располагаются симметрично относительно центрального в виде цветных полос с чередованием цветов от фиолетового к красному в каждой из них.

3. При смещении щели параллельно самой себе вдоль прямой PP_0 (см. рис. 2.17.1) дифракционная картина, наблюдаемая на экране, остается неподвижной (ее середина точка P_0 лежит против оптического центра линзы O_2). Аналогичное же смещение линзы (точки O_2) при неподвижной щели сопровождается таким же смещением дифракционной картины на экране.

Дифракционная решетка – спектральный прибор, состоящий из большого числа регулярно расположенных штрихов (щелей, канавок, выступов), нанесенных на прозрачную или металлическую поверхность.

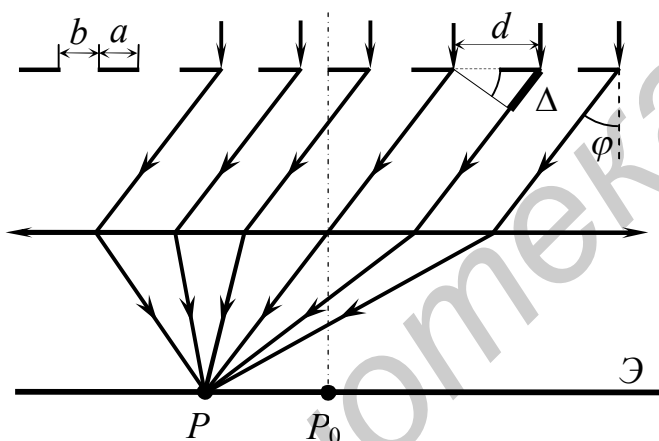


Рис. 2.17.2

Выясним характер дифракционной картины, получающейся на экране при нормальном падении параллельного пучка света с длиной волны λ на прозрачную одномерную дифракционную решетку (рис. 2.17.2). Сумма ширины b прозрачной части и ширины a непрозрачной части называется *периодом* d дифракционной решетки:

$$d = b + a.$$

Как было отмечено выше, перемещение щели параллельно самой себе вдоль прямой PP_0 не изменяет дифракционную картину, т. е. если параллельно одной щели поместить другие, то создаваемые каждой щелью картины будут одинаковыми. При этом колебания светового вектора, возбуждаемые в точке P различными щелями, являются когерентными. Это означает, что дифракционная картина от N щелей является наложением дифракционных картин от каждой щели и результатом многолучевой интерференции когерентных дифрагированных световых волн, исходящих из N щелей решетки. Таким образом, результирующее колебание в точке P представляет суперпозицию колебаний с одинаковыми амплитудами, но сдвинутыми по фазе на одну и ту же величину:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi,$$

где $\Delta = d \sin \varphi$ – оптическая разность хода двух вторичных волн, исходящих от соседних щелей; φ – угол дифракции (см. рис. 2.17.2).

Основанный на этом факте расчет дает следующее выражение для распределения интенсивности I на экране при нормальном падении плоской световой волны на дифракционную решетку:

$$I = I_0 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2} \cdot \frac{\sin^2(N\beta)}{\sin^2 \beta}, \quad (2.17.3)$$

где I_0 – интенсивность света, проходящего через одну щель в направлении $\varphi = 0$; $\alpha = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$; $\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi$.

Множитель $I_0 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}$ в выражении (2.17.3) отражает дифракционное распределение интенсивности света от каждой щели и обращается в нуль при $b \sin \varphi = k\lambda$, где $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. (2.17.4)

Это означает, что выражение (2.17.4) определяет угловые положения *главных минимумов* на экране наблюдения. Примерный график функции $I_0 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}$ от $\sin \varphi$ показан на рис. 2.17.3, а (в действительности $I_1 \approx 0,05I_0$).

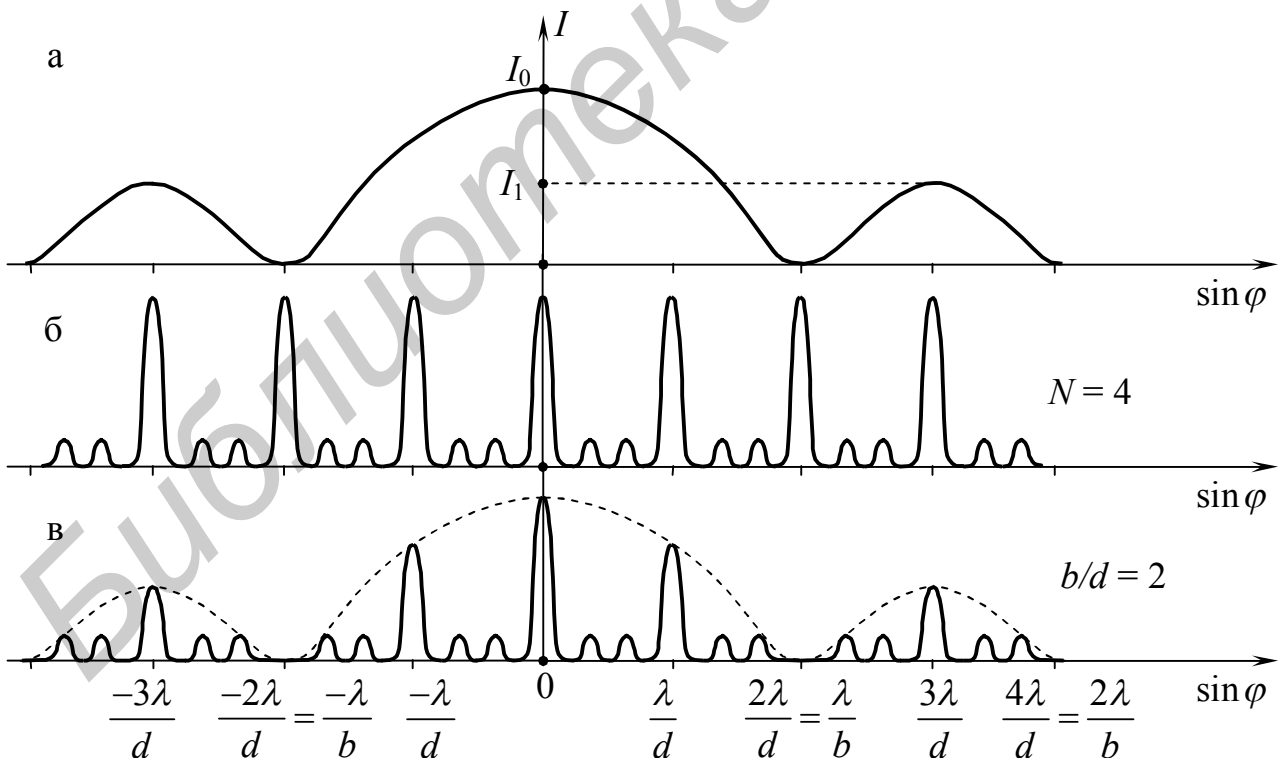


Рис. 2.17.3

Множитель $\frac{\sin^2(N\beta)}{\sin^2 \beta}$ в выражении (2.17.3) описывает многолучевую интерференцию дифрагированных от N щелей волн. Он принимает значения

$$N^2 \text{ в направлениях, удовлетворяющих условию} \\ d \sin \varphi = m\lambda, \quad \text{где } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.17.5)$$

Уравнение (2.17.5) называется *уравнением дифракционной решетки* и определяет угловые положения всех *главных максимумов* за исключением случаев, когда отношение ширины щели b к периоду d дифракционной решетки b/d равно отношению целых чисел. Число $|m|$ называется *порядком дифракционного спектра*.

Выражение (2.17.3) обращается в нуль не только при выполнении условия (2.17.4), но и при $\sin(N\beta) = 0$, а $\sin \beta \neq 0$, т. е. между соседними главными максимумами имеется $(N-1)$ *добавочных минимумов*, возникающих в направлениях, удовлетворяющих условию

$$d \sin \varphi = \frac{m'}{N} \lambda, \quad (2.17.6)$$

где число $m' = \pm 1, \pm 2, \dots$, $m' \neq \pm N, \pm 2N, \dots$. Между добавочными минимумами возникают слабые *добавочные* (или *вторичные*) *максимумы*, число которых между главными максимумами равно $(N-2)$. Распределение интенсивности при многолучевой интерференции изображено на рис. 2.17.3, б (для случая $N=4$).

График функции (2.17.3) представлен на рис. 2.17.3, в как зависимость результирующей интенсивности I дифракционной картины от $\sin \varphi$. Этот график является произведением графиков, изображенных на рис. 2.17.3, а и рис. 2.17.3, б, т. е. функция распределения интенсивности от каждой щели (см. рис. 2.17.3, а) модулирует распределение интенсивности при многолучевой интерференции (см. рис. 2.17.3, б).

Из выражений (2.17.4) и (2.17.5) следует, что при отдельных значениях m главные максимумы могут и не возникать. Максимумы наблюдаются, когда отношение ширины щели b к периоду d дифракционной решетки b/d равно отношению целых чисел. Например, если $b/d = 1/2$ ($d = 2b$), то происходит наложение главного минимума первого порядка на главный максимум второго порядка, в результате чего последний пропадает. При этом все четные главные максимумы также наблюдаться не будут (см. рис. 2.17.3, в).

Таким образом, угловые положения минимумов и максимумов дифракционной картины, получаемой на экране наблюдения при нормальном падении света на дифракционную решетку, описываются тремя условиями:

для главных минимумов – $b \sin \varphi = k\lambda$, $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$;

для главных максимумов – $d \sin \varphi = m\lambda$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$;

для добавочных минимумов – $d \sin \varphi = \frac{m'}{N} \lambda$, $m' = \pm 1, \pm 2, \dots$, $m' \neq \pm N, \pm 2N, \dots$.

При *большом* числе щелей интенсивность добавочных максимумов практически равна нулю. В этих случаях с помощью дифракционной решетки можно получить ряд резких максимумов большой интенсивности, разделенных темными промежутками.

Если на решетку с большим числом N падает монохроматический свет, то дифракционная картина в фокальной плоскости линзы имеет вид узких светлых полос, разделенных темными промежутками.

При нормальном падении на решетку белого света в центре дифракционной картины ($\varphi = 0$, $m = 0$) образуется белая полоса, так как при $\varphi = 0$ условие (2.17.5) выполняется для волн любых длин. Справа и слева от центральной белой полосы возникают максимумы для волн различных длин под углами, значения которых определяются уравнением (2.17.5). При $m = \pm 1$ возникает спектр первого порядка. Аналогично при $m = \pm 2, \pm 3, \dots$ возникают спектры второго, третьего и т. д. порядков, расположенные симметрично относительно белой полосы и имеющие вид радужных полос. В каждом из спектров максимумы для фиолетового света располагаются ближе к центральной полосе, максимумы для красного света – дальше всего от нее.

При нормальном падении на дифракционную решетку света, содержащего волны, длины которых образуют дискретный ряд значений $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$ (например света ртутной лампы), образуются *линейчатые* спектры (состоящие из отдельных цветных спектральных линий) разных порядков, симметрично расположенные относительно центральной полосы. Она в этом случае образуется в результате наложения максимумов волн всех длин $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. На рис. 2.17.4 схематично изображена дифракционная картина, наблюдаемая при прохождении решетки света от ртутной лампы, состоящая из центральной светлой полосы O и видимых линейчатых спектров различных порядков.

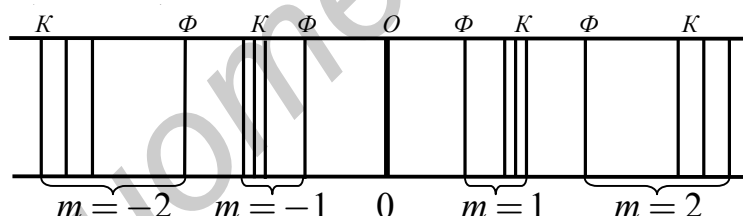


Рис. 2.17.4

Благодаря этим свойствам дифракционная решетка используется для пространственного разделения света (электромагнитного излучения) в спектр и измерения длин волн.

Основными характеристиками дифракционной решетки являются угловая дисперсия и разрешающая способность решетки.

Угловая дисперсия D , характеризующая степень углового разделения волн с разными длинами, определяется как

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (2.17.7)$$

где $d\varphi$ – угловое расстояние между двумя соседними главными максимумами одного порядка для волн длинами λ и $\lambda + \delta\lambda$.

Расчетную формулу для D найдем, продифференцировав выражение (2.17.5):

$$d \cos \varphi \, d\varphi = m \, d\lambda,$$

откуда
$$D = \frac{m}{d \cos \varphi}. \quad (2.17.8)$$

Таким образом, угловая дисперсия дифракционной решетки не зависит от общего числа нанесенных на нее штрихов, а определяется лишь ее периодом d и порядком спектра m . Чем меньше период решетки и чем выше порядок спектра, тем больше ее угловая дисперсия (рис. 2.17.5).

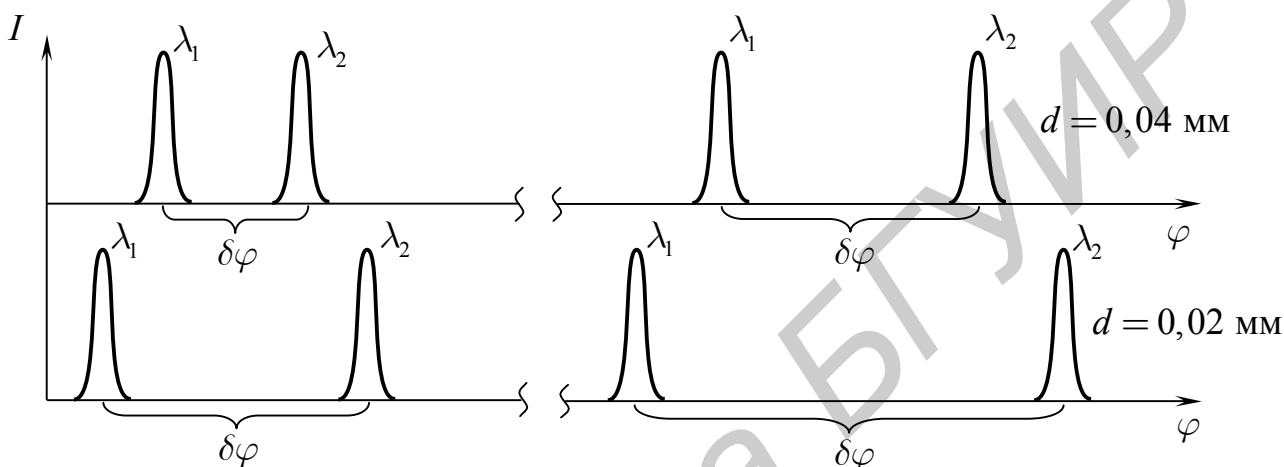


Рис. 2.17.5

Если n – число штрихов, нанесенных на единицу длины дифракционной решетки (обычно указывается число штрихов на 1 мм), то ее период

$$d = \frac{1}{n}. \quad (2.17.9)$$

Подставив соотношение (2.17.9) в выражение (2.17.8), получим расчетную формулу для угловой дисперсии дифракционной решетки:

$$D = \frac{n \cdot m}{\cos \varphi}. \quad (2.17.10)$$

Разрешающей способностью дифракционной решетки называют безразмерную величину, равную

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda_{\min}}, \quad (2.17.11)$$

где $\delta \lambda_{\min}$ – минимальная разность длин волн, соответствующих двум спектральным линиям, при которой эти линии воспринимаются еще отдельно, т. е. разрешаются.

Величина $\delta \lambda_{\min}$ относится к числу величин, не имеющих точного определения. Для дифракционной решетки Рэлей предложил следующий критерий спектрального разрешения: спектральные линии, соответствующие разным длинам волн, но одинаковой интенсивности (рис. 2.17.6, а), считаются разрешенными, если главный максимум одной спектральной линии совпадает по своему положению с первым минимумом другой спектральной линии в том же

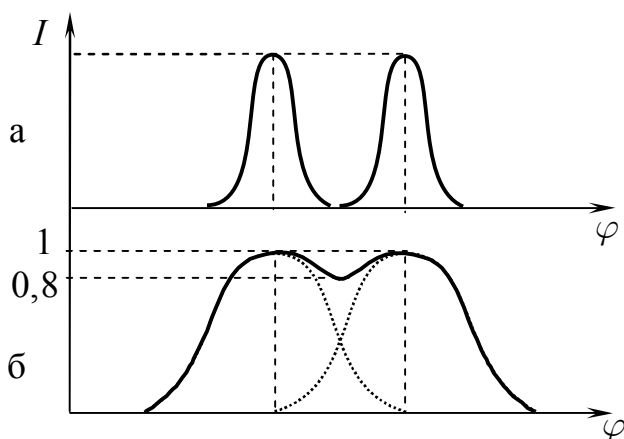


Рис. 2.17.6

дифракционном порядке (рис. 2.17.6, б). Поскольку волны различных длин являются некогерентными, то при их наложении результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей этих волн. На рис. 2.17.6, б она представлена сплошной кривой. Если формы кривых интенсивностей двух волн одинаковы, то согласно критерию Рэлея минимум результирующей интенсивности между этими кривыми составляет около 80 % от соседних максимумов.

максимумов.

Воспользовавшись критерием Рэлея, можно получить следующее выражение для разрешающей способности дифракционной решетки:

$$R = m \cdot N, \quad (2.17.12)$$

где m – порядок спектра; N – число штрихов (щелей) решетки.

Если n – число штрихов, нанесенных на единицу длины решетки, и ℓ – длина решетки, то

$$N = n \cdot \ell. \quad (2.17.13)$$

С учетом (2.17.13) разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = m \cdot n \cdot \ell. \quad (2.17.14)$$

Из (2.17.12) видно, что разрешающая способность решетки не зависит от периода решетки, а определяется лишь общим числом щелей N и порядком спектра m .

Описание экспериментальной установки

Для наблюдения дифракционного спектра в работе используется гониометр (рис. 2.17.7). Основными частями гониометра являются коллиматор K , зрительная труба T и металлическое кольцо с делениями – лимб L .

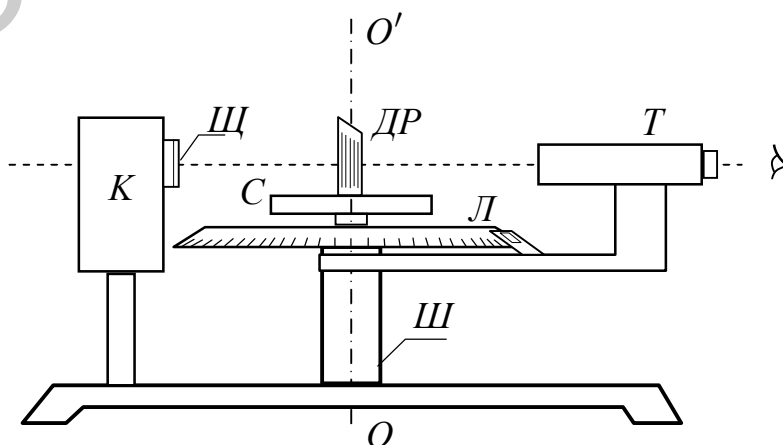


Рис. 2.17.7

Коллиматор неподвижно укреплен на штативе *III* прибора и служит для создания параллельного пучка света. Для освещения щели *Щ* коллиматора используется ртутная лампа. Горизонтально расположенная зрительная труба *T* может вращаться вокруг вертикальной оси *OO'* прибора. Угол поворота зрительной трубы вокруг оси *OO'* измеряется по шкале лимба, состоящей из основной шкалы с ценой деления 1° и вспомогательной шкалы (нониуса), цена деления которой равна $5'$. В центре столика *C* установлена прозрачная дифракционная решетка *ДР*.

Если свет от щели коллиматора, пройдя через дифракционную решетку, попадает в объектив зрительной трубы, то в его фокальной плоскости образуется дифракционная картина, состоящая из центральной светлой полосы и видимых линейчатых спектров различных порядков (см. рис. 2.17.4).

При нормальном падении света на решетку угловые положения цветных спектральных линий удовлетворяют уравнению (2.17.5), с помощью которого можно определить соответствующие им длины волн. Для этого нужно измерить угол дифракции φ волн, образующих спектральную линию определенного цвета, т. е. угловое расстояние между центральной светлой полосой и этой линией, наблюдаемой в спектре m -го порядка.

Тогда из уравнения (2.17.5) при подстановке в него соотношения (2.17.9) между периодом d решетки и числом n нанесенных на единицу длины штрихов получаем расчетную формулу для длины волны:

$$\lambda = \frac{\sin \varphi}{n \cdot m}. \quad (2.17.15)$$

Порядок выполнения работы

1. Включите прибор в сеть и подождите 3–5 мин.
2. Зрительную трубу установите так, чтобы наблюдалась дифракционная картина, состоящая из светлой полосы, находящейся посередине указателя, и видимых линейчатых спектров различных порядков, расположенных симметрично относительно центра картины слева и справа. Рассмотрите цветные спектральные линии (фиолетовые, зеленые, оранжевые), из которых состоят дифракционные спектры.
3. Поверните зрительную трубу так, чтобы фиолетовая линия первого спектра ($m = 1$), расположенного *слева* от центральной светлой полосы, совместилась с серединой указателя. По шкале лимба (с точностью до $5'$) отсчитайте угол γ_1 ($180^\circ < \gamma_1 < 360^\circ$), соответствующий данному положению трубы. Значение внесите в табл. 2.17.1.
4. Выполните п. 3 для зеленой и оранжевой линий.
5. Выполните пп. 3–4 для спектров 2-го ($m = 2$) и 3-го порядков ($m = 3$).
6. Поверните зрительную трубу так, чтобы фиолетовая линия первого

спектра ($m = 1$), расположенного *справа* от центральной светлой полосы, совместились с серединой указателя. По шкале лимба отсчитайте угол γ_2 ($0^\circ < \gamma_2 < 180^\circ$), соответствующий данному положению трубы. Значение внесите в табл. 2.17.1.

Таблица 2.17.1

Цвет	m	γ_1	γ_2	φ	λ	$\lambda_{\text{ср}}$
Фиолетовый	1					
	2					
	3					
Зеленый	1					
	2					
	3					
Оранжевый	1					
	2					
	3					

7. Выполните п. 6 для зеленой и оранжевой линий.
8. Выполните пп. 6–7 для спектров 2-го ($m = 2$) и 3-го порядков ($m = 3$).
9. Угловые расстояния φ между центром дифракционной картины и спектральными линиями вычислите по формуле

$$\varphi = \frac{(360^\circ - \gamma_1) + \gamma_2}{2}.$$

10. По формуле (2.17.15) вычислите длины волн. Дифракционная решетка имеет 100 штрихов на 1 мм ($n = 100$ шт./мм).

11. Определите средние значения длин волн, соответствующих фиолетовой, зеленой и оранжевой спектральным линиям. Вычислите погрешности измерений длин волн.

12. По формуле (2.17.10) вычислите угловую дисперсию дифракционной решетки.

13. По формуле (2.17.14) вычислите разрешающую силу дифракционной решетки. Длина решетки равна $l = 20$ мм.

14. Напишите вывод в соответствии с поставленной целью работы, в котором отразите анализ полученных результатов.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление дифракции света?
2. Чем отличается дифракция Фраунгофера от дифракции Френеля?
3. Как практически осуществить дифракцию Фраунгофера?
4. Каковы основные особенности дифракции Фраунгофера на щели?
5. Что называют дифракционной решеткой?
6. По каким направлениям возникают главные минимумы, главные максимумы и добавочные минимумы?
7. Чем определяется число добавочных минимумов?
8. Укажите порядок трех главных максимумов, которые исчезнут в дифракционной картине от решетки при условии $d = 3b$ (b – ширина щели, d – период решетки).
9. Какой вид имеет дифракционная картина при дифракции на решетке:
а) монохроматического света; б) белого света; в) света ртутной лампы?
10. Дайте определение и поясните физический смысл величины «угловая дисперсия спектрального прибора».
11. Чем определяется угловая дисперсия дифракционной решетки?
12. Как изменится угловая дисперсия дифракционной решетки в спектре второго порядка, если, не изменяя периода решетки d , увеличить число щелей в три раза?
13. Дайте определение и поясните физический смысл величины «разрешающая способность спектрального прибора».
14. Сформулируйте критерий спектрального разрешения Рэлея.
15. Чем определяется разрешающая способность дифракционной решетки?

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 5 кн. Кн. 2 / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982. – С.172–179, 198–204.
2. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М. : Наука, 1976. – С. 391–406.

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Цель работы

1. Изучить теорию явления поляризации света.
2. Ознакомиться с принципом действия установки и методикой проведения эксперимента по изучению поляризации света.
3. Провести анализ поляризованного света.

Методическое обоснование работы

Теория явления поляризации света

Поляризация света. Как известно, световые волны есть волны электромагнитные. Опыт показывает, что за световое воздействие такой волны отвечает вектор \vec{E} . В связи с этим вектор напряженности \vec{E} электромагнитного поля волны называют световым вектором. В силу поперечности электромагнитной волны световой вектор всегда перпендикулярен к направлению распространения волны.

Обычные источники света являются совокупностью огромного числа быстро высвечивающих элементарных излучателей (атомов или молекул), испускающих независимо друг от друга волны с различными направлениями светового вектора. Накладываясь друг на друга, эти волны образуют результирующую волну, в которой колебания светового вектора в различных направлениях быстро и беспорядочно сменяют друг друга и с равной вероятностью могут происходить во всех направлениях. Такой свет называется естественным, или неполяризованным. Из сказанного ясно, что поле неполяризованной световой волны обладает осевой симметрией.

У поляризованных световых волн в отличие от неполяризованных ориентация светового вектора в любой точке пространства с течением времени остается неизменной или изменяется по определенному закону. В зависимости от характера этих изменений можно определить различные виды поляризации световых волн. Так, если колебания светового вектора происходят только в одной плоскости, свет называется плоско (или линейно) поляризованным. В эллиптически поляризованной световой волне конец светового вектора в данной точке пространства описывает эллипс, который называют эллипсом поляризации. Частными случаями эллиптической поляризации являются линейная поляризация (эллипс вырождается в отрезок прямой) и круговая поляризация (конец вектора \vec{E} при этом описывает окружность). Эллиптически поляризованный свет может иметь правую или левую поляризацию. Если наблюдатель смотрит навстречу лучу, то при правой поляризации вектор \vec{E} вращается по часовой стрелке, а при левой – против часовой стрелки.

Свет, у которого изменения направления светового вектора в пространстве упорядочены лишь частично, называется частично поляризованным. Его можно рассматривать как смесь естественного и поляризованного света.

Как известно из механики, сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний одной и той же частоты приводит к движению по эллипсу. Из этого следует, что свет любой поляризации всегда можно представить как наложение двух линейно поляризованных волн с одинаковой частотой во взаимно перпендикулярных направлениях. Поляризация волны определяется значениями разности фаз и амплитуд складываемых волн. Так, волна с линейной поляризацией получается при наложении волн с разностью фаз $\Delta\varphi = k\pi$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. При $\Delta\varphi = \pm\pi/2 + k\pi$ и одинаковых амплитудах складываемых волн результирующая волна будет поляризована по кругу. При других значениях сложение волн дает свет эллиптической поляризации. Если же амплитуды волн одинаковы, но разность фаз не имеет определенного значения (волны не когерентны), получается естественный свет.

Двойное лучепреломление. Явление двойного лучепреломления заключается в том, что упавшая на кристалл волна внутри кристалла разделяется на две волны, распространяющиеся в общем случае в различных направлениях с разными скоростями и имеющие различную поляризацию. Это явление наблюдается лишь в анизотропных средах и возникает вследствие зависимости скорости света от направления колебаний светового вектора волны. У двоякопреломляющих веществ имеются одно или два направления, вдоль которых свет с любым направлением колебаний светового вектора распространяется с одной и той же скоростью. Эти направления называются *оптическими осями*. Для кристаллов с одной оптической осью (одноосных кристаллов) плоскость, проходящая через оптическую ось и световой луч, называется *главной плоскостью*. Скорость одной из волн в таких кристаллах не зависит от направления ее распространения. Эта волна называется *обыкновенной*, плоскость колебаний светового вектора в ней перпендикулярна к главной плоскости. У другой волны, которая называется *необыкновенной*, световой вектор лежит в главной плоскости, а ее скорость зависит от направления распространения. Ход обыкновенного и необыкновенного лучей в свою очередь можно определить с помощью принципа Гюйгенса.

Рассмотрим нормальное падение поляризованного света на поверхность пластинки, вырезанной параллельно оптической оси Y (рис. 2.19.1). Падающий на пластинку свет представим как совокупность двух волн, поляризованных вдоль оптической оси и перпендикулярно к ней. Первая из этих волн необыкновенная, вторая – обыкновенная. В пластинке обе волны распространяются в одном направлении, но с различными скоростями. Пройдя через пластинку толщиной d , волны приобретут дополнительную разность хода $d(n_0 - n_e)$, где n_0 и n_e – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Тогда на выходе из пластинки разность фаз между двумя рассматриваемыми волнами будет равна

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d, \quad (2.19.1)$$

где $\Delta\varphi_0$ – разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами в момент падения на пластинку; λ – длина волны.

После выхода из пластинки обыкновенный и необыкновенный лучи, складываясь, дают в общем случае свет эллиптической поляризации. Продемонстрируем этот эффект.

Чтобы упростить рассмотрение данного вопроса, предположим, что $\Delta\varphi_0 = 0$. Обозначим амплитуду колебаний обыкновенного луча через a , а необыкновенного – через b (см. рис. 2.19.1).

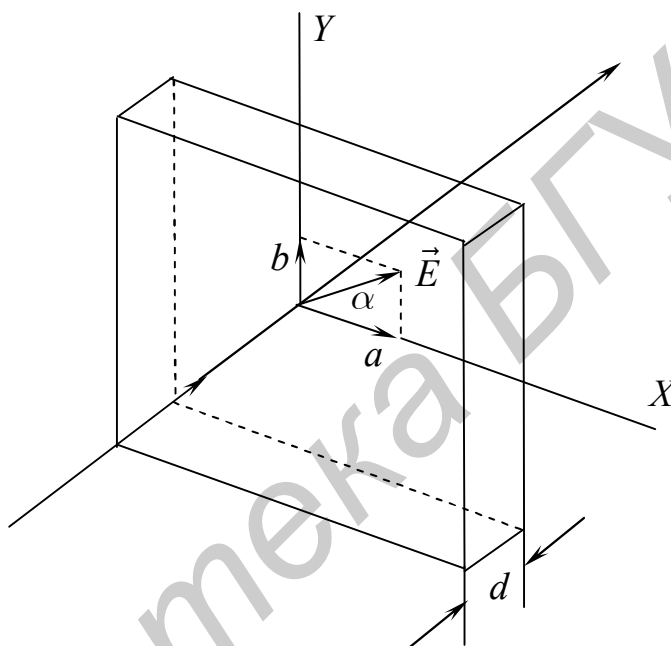


Рис. 2.19.1

Тогда колебания обыкновенного и необыкновенного лучей могут быть представлены в виде

$$x = a \cdot \cos \omega t, \quad (2.19.2)$$

$$y = b \cdot \cos(\omega t - \Delta\varphi), \quad (2.19.3)$$

где ω – циклическая частота электромагнитной волны, а $\Delta\varphi$ – разность фаз, возникающая между лучами при прохождении ими кристаллической пластинки.

Определим из (2.19.2) $\cos \omega t$:

$$\cos \omega t = \frac{x}{a}. \quad (2.19.4)$$

Перепишем (2.19.3) в виде

$$\frac{y}{b} = \cos(\omega t - \Delta\varphi) = \cos \omega t \cdot \cos \Delta\varphi + \sin \omega t \cdot \sin \Delta\varphi. \quad (2.19.5)$$

С учетом (2.19.4) равенство (2.19.5) примет вид

$$\sin \omega t \cdot \sin \Delta\varphi = \frac{y}{b} - \frac{x}{a} \cos \Delta\varphi. \quad (2.19.6)$$

Запишем равенство:

$$\cos \omega t \cdot \sin \Delta\varphi = \frac{x}{a} \cdot \sin \Delta\varphi. \quad (2.19.7)$$

Возведем в квадрат левые и правые части равенств (2.19.6) и (2.19.7) и почленно просуммируем:

$$\sin^2 \Delta\varphi = \frac{x^2}{a^2} - \frac{2xy}{ab} \cos \Delta\varphi + \frac{y^2}{b^2}. \quad (2.19.8)$$

Как следует из (2.19.8), при прохождении через кристаллическую пластинку линейно поляризованный свет становится в общем случае эллиптически поляризованным.

Ориентация осей эллипса и соотношение между ними будут зависеть от поляризации падающего на пластинку света, толщины и ориентации пластинки.

Прохождение света через поляризатор. Поляризаторы представляют собой устройства для получения линейно поляризованного света. К наиболее распространенным типам поляризаторов относятся различные поляризационные призмы (Николя, Глана и др.) и поляроидные пленки.

Действие этих приборов основано на том, что они пропускают световые колебания лишь в определенной плоскости, которую называют *плоскостью поляризатора*. В поляризационных призмах это достигается за счет пространственного разделения обыкновенного и необыкновенного лучей, в поляроидах – за счет дихроизма, т. е. неодинакового поглощения обыкновенного и необыкновенного лучей.

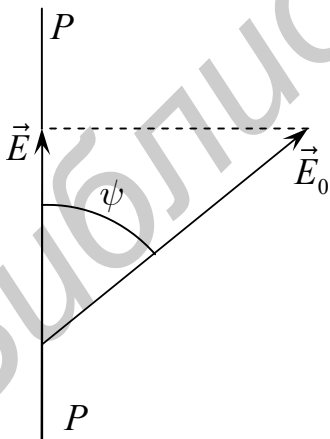


Рис. 2.19.2

При прохождении линейного поляризованного света через поляризатор последний пропустит не все колебания \vec{E}_0 , а только его составляющую \vec{E} , лежащую в плоскости поляризатора PP (рис. 2.19.2). Если амплитуда колебаний в падающей волне E_0 , то в пропущенной – $E_0 \cdot \cos \psi$, где ψ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Поскольку интенсивность световой волны пропорциональна квадрату ее амплитуды, для интенсивности света I на выходе из поляризатора получим

$$I = I_0 \cos^2 \psi, \quad (2.19.9)$$

где I_0 – интенсивность падающего на поляризатор линейно поляризованного света. Это соотношение носит название закона Малюса.

Теория метода

Для получения и анализа поляризованного света, как правило, используют поляризаторы в сочетании с кристаллическими пластинками, вырезанными параллельно оптической оси.

Выше отмечалось, что при прохождении линейно поляризованного света через кристаллическую пластинку его поляризация в общем случае становится эллиптической.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Разность хода, создаваемая пластинкой между обыкновенным и необыкновенным лучами, удовлетворяет условию

$$\Delta = d(n_0 - n_e) = \pm \frac{\lambda}{4} + k\lambda, \quad (2.19.10)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Такая пластинка называется *пластинкой в четверть длины волны* (пластинка в $\lambda/4$). Из формулы

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \quad (2.19.11)$$

описывающей взаимосвязь между разностью фаз и разностью хода, следует, что на выходе из пластинки в четверть длины волны разность фаз равна $\pm \frac{\pi}{2} + 2\pi k$. Подставив это значение разности фаз в формулу (2.19.8), получим уравнение

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1. \quad (2.19.12)$$

Следовательно, после прохождения пластинки в $\lambda/4$ линейно поляризованный свет становится эллиптически поляризованным. Однако если оси пластинки расположены так, что угол $\alpha = 45^\circ$ (см. рис. 2.19.1), то амплитуды колебаний векторов \vec{E} обыкновенного и необыкновенного лучей будут равны ($a = b$), а на выходе из пластинки свет окажется поляризованным по кругу. При этом положительное значение разности фаз соответствует поляризации по левому кругу, а отрицательное – по правому. При $a = b$ получаем уравнение окружности

$$x^2 + y^2 = a^2. \quad (2.19.13)$$

2. Для пластинки в половину длины волны (пластинка в $\lambda/2$) разность хода

$$\Delta = d(n_0 - n_e) = \frac{\lambda}{2} + k\lambda, \quad (2.19.14)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Этой разности хода соответствует разность фаз

$$\Delta\varphi = \pi + 2k\pi. \quad (2.19.15)$$

Подстановка данного выражения в (2.19.8) приводит к уравнению

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} = 0. \quad (2.19.16)$$

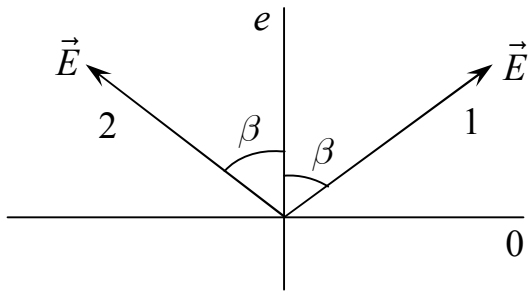


Рис. 2.19.3

Следовательно, выходящий из полудлинноволновой пластинки свет остается линейно поляризованным, но плоскость колебаний вектора \vec{E} зеркально симметрично отражается относительно оптической оси пластинки (рис. 2.19.3). На рис. 2.19.3 изображено направление колебаний вектора \vec{E} до (1) и после (2) пластинки.

3. Для пластинки в целую длину волны разность хода

$$d(n_o - n_e) = k\lambda, \quad (2.19.17)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Учитывая, что в этом случае разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами составляет $\Delta\varphi = 2k\pi$, получаем после подстановки в (2.19.8) уравнение, описывающее поляризацию излучения:

$$\frac{x}{a} - \frac{y}{b} = 0. \quad (2.19.18)$$

Это означает, что при прохождении света через пластинку в целую длину волны он остается линейно поляризованным, причем не изменяет направления плоскости колебаний.

Анализ поляризованного света

Анализ поляризованного света производится с помощью поляризаторов и кристаллических пластинок в два этапа. На первом этапе анализ производится только с помощью одного поляризатора.

Если при вращении поляризатора интенсивность света будет изменяться от некоторого максимального значения до нуля, то это означает, что падающий на поляризатор свет является линейно поляризованным.

Если при повороте поляризатора интенсивность проходящего через него света остается неизменной, то свет может быть либо естественным, либо светом круговой поляризации.

Если же при повороте поляризатора интенсивность света изменяется от некоторого максимального до минимального, не равного нулю значения, то падающий на поляризатор свет имеет эллиптическую поляризацию или является светом частично поляризованным.

Для того чтобы отличить свет круговой поляризации от естественного и свет, поляризованный по эллипсу, от частично поляризованного света (являю-

щегося смесью света линейно поляризованного с естественным), применяется оптическая система: пластинка в четверть волны – поляризатор.

При прохождении света круговой поляризации через пластинку $\lambda/4$ между обыкновенным и необыкновенным лучами появляется дополнительная разность фаз в $\pi/2$. Это приводит к тому, что на выходе из пластинки свет становится линейно поляризованным. Свет естественный после прохождения пластинки остается естественным, изменяя свою внутреннюю структуру, т. е. вместо совокупности хаотически расположенных относительно оси распространения линейных осцилляторов будет наблюдаться совокупность эллипсов с хаотическим расположением их осей. С помощью расположенного за пластинкой поляризатора легко отличить линейно поляризованный свет от естественного.

Для того чтобы различить свет эллиптической поляризации и частично поляризованный, необходимо с помощью поляризатора определить направление осей эллипса. Установив кристаллическую пластинку в $\lambda/4$ таким образом, чтобы ее оси составляли угол $\pm\pi/4$ по направлению к большой оси эллипса, пропускают свет через данную пластинку. Свет, поляризованный эллиптически, пройдя через пластинку и получив дополнительную разность фаз в $\pi/2$, останется эллиптически поляризованным, изменив при этом ориентацию осей эллипса. При прохождении через четвертьволновую пластинку частично поляризованного света его составляющая, имеющая линейную поляризацию, превратится в свет круговой поляризации, а естественная составляющая, как отмечалось выше, лишь изменит свою внутреннюю структуру. При пропускании такого излучения через поляризатор интенсивность прошедшего через него света не будет зависеть от угла поворота плоскости поляризатора.

Описание экспериментальной установки

Источником света в данной установке является полупроводниковый лазер L , который генерирует монохроматическое ($\lambda = 636,6$ нм), линейно поляризованное излучение (рис. 2.19.4). Пройдя сквозь двулучепреломляющую пластинку Π и анализатор (поляризатор) A , свет попадает на фотодиод $\Phi Д$, ток которого прямо пропорционален интенсивности падающего света.

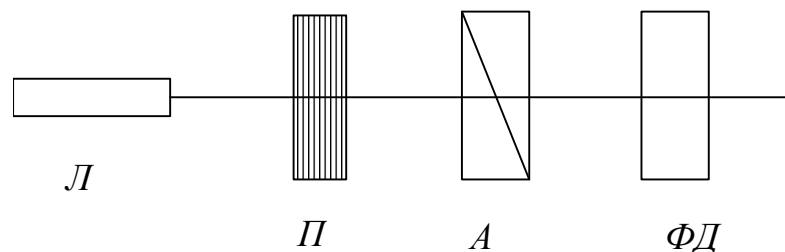


Рис. 2.19.4

Порядок выполнения работы

1. Исследование лазерного излучения проводят при извлеченной из установки пластинке. Для этого, вращая анализатор (поляризатор), через каждые 10° регистрируют величину фототока. На участках, где фототок приближается к нулю, измерения проводят через каждые 5° . В полярных координатах строят график зависимости силы фототока от положения анализатора. Проверяют соответствие экспериментально полученного графика закону Малюса. Для этого в полярной системе координат строят график зависимости $I = I_0 \cdot \cos^2 \psi$, где I_0 – максимальное значение силы фототока; ψ – угол, отсчитываемый от одного из максимумов на экспериментальном графике.

2. Устанавливают анализатор в положение, при котором его ось перпендикулярна вектору \vec{E} . При этом фототок должен быть равен нулю. Устанавливают в установку пластинку в четверть длины волны. Оставляя неподвижным анализатор, вращают пластинку и измеряют силу фототока при различных положениях осей пластинки. Строят в полярных координатах график и объясняют полученный результат.

3. При взаимно перпендикулярной ориентации оси поляризатора к плоскости колебаний вектора \vec{E} лазерного излучения (в отсутствии пластинки фототок равен нулю) устанавливают пластинку $\lambda/4$ в одно из положений, при котором фототок близок к нулю, а затем поворачивают пластинку на угол, равный 45° . Поворачивая анализатор, измеряют зависимость силы фототока от ориентации анализатора. Строят в полярных координатах график и объясняют полученный результат.

4. С помощью графика определяют отношение полуосей эллипса поляризации, равное $\sqrt{I_{\max} / I_{\min}}$, где I_{\max} и I_{\min} – максимальное и минимальное значения интенсивности прошедшего через анализатор света.

5. Скрещивают ось поляризатора и плоскость колебаний вектора \vec{E} лазерного излучения и устанавливают пластинку $\lambda/2$. Вращают пластинку и производят измерение зависимости силы фототока от положения пластинки. В полярных координатах строят график и объясняют полученный результат.

6. Используя результаты предыдущего упражнения, устанавливают пластинку $\lambda/2$ в одно из положений, в котором ее оптическая ось образует угол 45° с вектором \vec{E} падающего света. Вращая анализатор, проводят анализ света, выходящего из пластинки. Строят график в полярных координатах и с его помощью определяют отношение полуосей эллипса.

Контрольные вопросы

1. Каковы возможные состояния поляризации света?
2. В чем заключается сущность явления двулучепреломления?
3. Каковы основные закономерности двулучепреломления в одноосных кристаллах?
4. Как можно получить свет линейной, эллиптической и круговой поляризации?
5. Как отличить свет естественный от света, поляризованного по кругу?
6. Как отличить эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного?
7. Почему на графике зависимости, соответствующей полному обороту пластинки при скрещенных анализаторе и векторе \vec{E} , в полярных координатах получается четыре лепестка?

Литература

1. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – М. : Наука, 1976. – С. 370 – 387.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 3 т. Т. 2 / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1982. – С. 419 – 434.
3. Сивухин, Д. В. Общий курс физики. Оптика / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. – С. 455 – 479.

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЕ

Цель работы

1. Ознакомиться с некоторыми явлениями акустооптического взаимодействия в среде. Изучить основы теории дифракции.
2. Экспериментально наблюдать и изучить дифракцию света на ультразвуковой волне.
3. Определить длину волны и скорость ее распространения.

Теоретическое обоснование работы

Общие положения

Свет и *звук* – основные волновые явления, с которыми мы сталкиваемся в окружающем мире. Характер распространения этих волн в среде зависит от свойств самой среды. Но очевидно, что световая и акустическая волны сами возмущают среду при распространении в ней. Поэтому одновременное распространение в веществе света и звука приводит к взаимному влиянию на характер их распространения – *акустооптическому взаимодействию*.

Характер акустооптического взаимодействия в среде зависит от интенсивности светового потока. Если интенсивность света мала, то основную роль играют эффекты, обусловленные модуляцией показателя преломления среды звуковой волной. *Акустическая волна* представляет собой *сжатия* и *разрежения*, распространяющиеся в упругой среде. В областях сжатия плотность среды возрастает, а в областях разрежения – уменьшается. Чем выше плотность среды, тем больше ее показатель преломления, характеризующий так называемую оптическую плотность. Таким образом, распространение звуковой волны приводит к пространственной модуляции свойств среды, изменяющейся и во времени со звуковой частотой, т. е. медленно по сравнению с периодом электромагнитных колебаний в световой волне. Следовательно, однородная среда под действием звуковой волны становится оптически неоднородной.

Для низкочастотного звука (*инфразвука*), длина волны которого сравнима с поперечным размером светового пучка, распространение света в такой оптически неоднородной среде сопровождается искривлением хода световых лучей. Для высокочастотного звука (*ультразвука*) характерна дифракция света на периодической неоднородности показателя преломления, созданной акустической волной.

Воздействие оптического излучения на акустические явления определяется нелинейными квадратичными эффектами, поскольку частота света на много

порядков превосходит звуковую частоту. Известны два механизма оптоакустических явлений. Один из них, *динамический*, обусловлен высокочастотной *электрострикцией*, т. е. появлением в электрическом поле световой волны механических напряжений, пропорциональных квадрату поля волны. Вторым представляет собой *разогревный эффект*: периодический локальный нагрев среды светом за счет теплового расширения приводит к возникновению в среде переменных механических напряжений (*светотермоупругий эффект*). Результатом обоих эффектов является генерация акустических колебаний в поле светового излучения.

С повышением интенсивности оптического излучения основную роль начинают играть эффекты, обусловленные электрострикцией. В поле мощного оптического излучения возможно также и усиление ультразвука за счет одновременного воздействия эффектов акустооптической дифракции и электрострикции. При этом одновременно с усилением ультразвука будет происходить и нарастание интенсивности рассеянного света. Особый интерес представляет усиление акустических тепловых шумов в поле интенсивного светового излучения – явление *вынужденного рассеяния* Мандельштама – Бриллюэна.

Изучение взаимодействия света и звука началось с открытия Д. Брюстером и А. Зеебеком в начале XIX в. *упругооптического эффекта* – изменения показателя преломления среды под действием упругих деформаций. В 1920 – 1930 гг. возник интерес к дифракции света на акустических волнах, связанный с изучением механизмов молекулярного рассеяния света. Опираясь на представление о тепловом движении атомов и молекул в конденсированной среде как о суперпозиции некогерентных акустических волн, Л. Бриллюэн и Л. Мандельштам выдвинули идею о рассеянии света вследствие дифракции его на неоднородностях показателя преломления, создаваемых такими волнами. Такое рассеяние было обнаружено экспериментально Е. Гроссом, Г. Ландсбергом и Л. Мандельштамом в 1930 г. и получило название рассеяния Мандельштама – Бриллюэна.

В 1935 – 1936 гг. С. Раман и Н. Нат представили свою теорию дифракции, в первоначальном варианте которой предполагалось, что звуковой столб подобен двумерной фазовой решетке, в которой световые лучи не изменяют своего направления. Такое рассмотрение дало распределение интенсивности света по дифракционным порядкам, описываемое функциями Бесселя. Последующие исследования показали, что эта теория применима лишь для очень узких звуковых столбов, когда волновой параметр $Q = \lambda L / \Lambda^2 n$ много меньше единицы. В этом выражении λ – длина волны света в вакууме; L – длина области взаимодействия света и звука; Λ – длина волны ультразвука; n – показатель преломления среды. В дальнейших работах С. Раман и Н. Нат отказались от модели простой фазовой решетки и перешли от волнового уравнения к бесконечной системе связанных дифференциальных уравнений, которые описывают пространственное поведение различных дифракционных порядков при прохождении света че-

рез звуковой столб. Эти уравнения были введены для случая малых углов дифракции $\lambda/\Lambda n \ll 1$.

Существенный вклад в исследование дифракции света на ультразвуковых волнах внес С. Рытов. Он связал строгое решение Бриллюэна с приближенной теорией Рамана – Ната и разработал метод «плавных возмущений», позволивший рассчитать интенсивности спектров в случае нормального падения света на ультразвуковой столб.

Физическая картина дифракции света на упругой волне может быть описана следующим образом. Распространение акустической волны в упругооптической среде сопровождается появлением в этой среде бегущей периодической последовательности изменений показателя преломления. Если период этой последовательности меньше ширины светового пучка, то в среде происходит дифракция света на бегущей со скоростью звука фазовой дифракционной решетке. Характер этой дифракции существенно зависит от длины области взаимодействия света и звука L . При достаточно малом L дифракционная решетка может рассматриваться как плоская. В этом случае направления на дифракционные максимумы определяются как в обычной плоской дифракционной решетке: $\Theta_p = \sin \Theta_0 + p\lambda/\Lambda n$, где Θ_p – направление на p -й дифракционный максимум; Θ_0 – угол падения света.

Таким образом, при достаточно малом L дифракционная картина представляет собой набор значительного числа дифракционных максимумов, расположенных симметрично относительно направления падающего света. Такая дифракция называется *дифракцией Рамана – Ната*; она происходит при любом угле падения света на ультразвуковой столб.

При дифракции Рамана – Ната можно считать, что световой луч проходит через область взаимодействия прямолинейно. Пренебрежение искривлением луча внутри области взаимодействия эквивалентно предположению о чисто фазовой модуляции света при его взаимодействии с упругой волной. Разлагая фазомодулированную волну на выходе из области взаимодействия в угловой спектр, можно получить характерную для дифракции Рамана – Ната картину с большим числом дифракционных максимумов (рис. 2.20.1, а). Существенно иной характер имеет дифракция света на ультразвуке при большой длине l . Дифракционная решетка в этом случае является трехмерной, и при анализе дифракционной картины необходимо учитывать фазовые соотношения между волнами в направлении длины области взаимодействия. Характер дифракции света на ультразвуковой волне с большим L подобен дифракции рентгеновских лучей на кристаллической структуре. Такая дифракция происходит только при определенном угле падения света на ультразвуковой столб, удовлетворяющем так называемому условию Вульфа – Брэгга. Эта дифракция носит название *дифракции Брэгга*. Для дифракции Брэгга характерно наличие лишь одного дифракционного максимума, который образуется отражением падающего света от фронта бегущей световой волны (рис. 2.20.1, б).

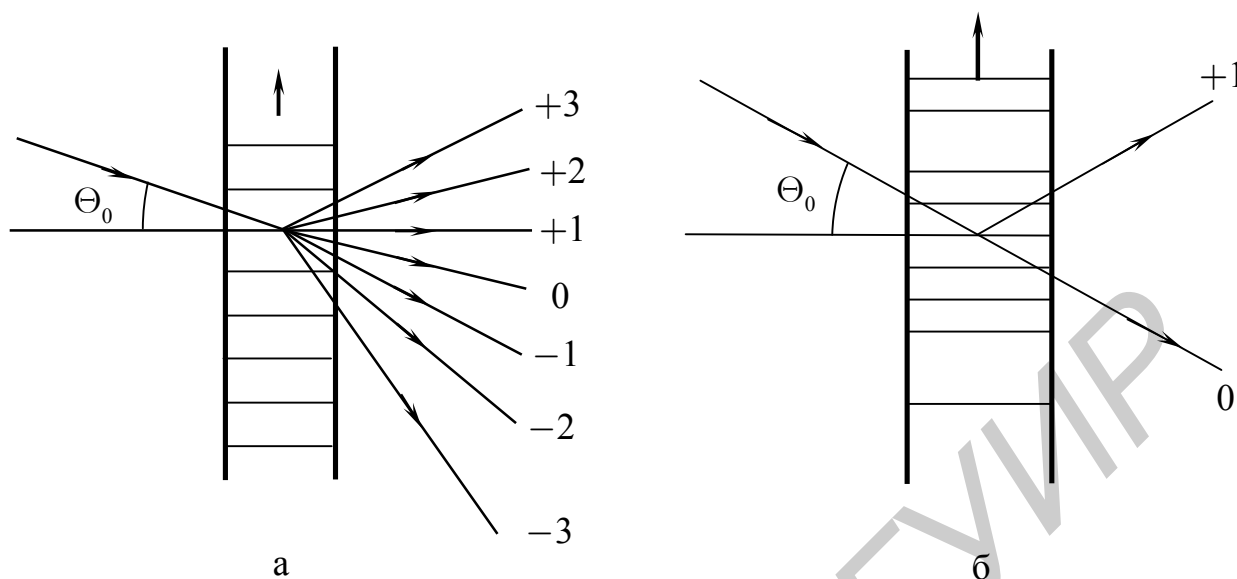


Рис. 2.20.1

Режимы дифракции Рамана – Ната и Брэгга представляют собой два предельных случая, соответствующих малым и большим длинам области взаимодействия света и звука. Плавный переход между этими режимами происходит при непрерывном изменении длины L . Таким образом, по мере увеличения L происходит уменьшение числа дифракционных максимумов и сужение допустимых пределов углов падения света. Строгие границы режимов дифракции не могут быть установлены еще и по той причине, что число дифракционных максимумов существенно зависит от мощности ультразвуковой волны P_a , вызывающей дифракцию света. С увеличением P_a число дифракционных максимумов, вообще говоря, растет.

Явление дифракции света на ультразвуковой волне

Акустическая волна создает в оптической среде периодическое по пространству распределение показателя преломления n . Возникает, следовательно, структура, аналогичная дифракционной решетке, которая обладает периодичностью акустической волны и движется вместе с ней со скоростью звука. Электромагнитная волна (например световая) при своем распространении в такой среде дифрагирует на неоднородностях показателя преломления, при этом образуется ряд максимумов излучения с различными направлениями волнового вектора.

Наблюдать дифракцию света на акустической ультразвуковой (УЗ) волне можно, если посылать световую волну на образец, в котором излучатель звука Z возбуждает УЗ-волну (рис. 2.20.2, а).

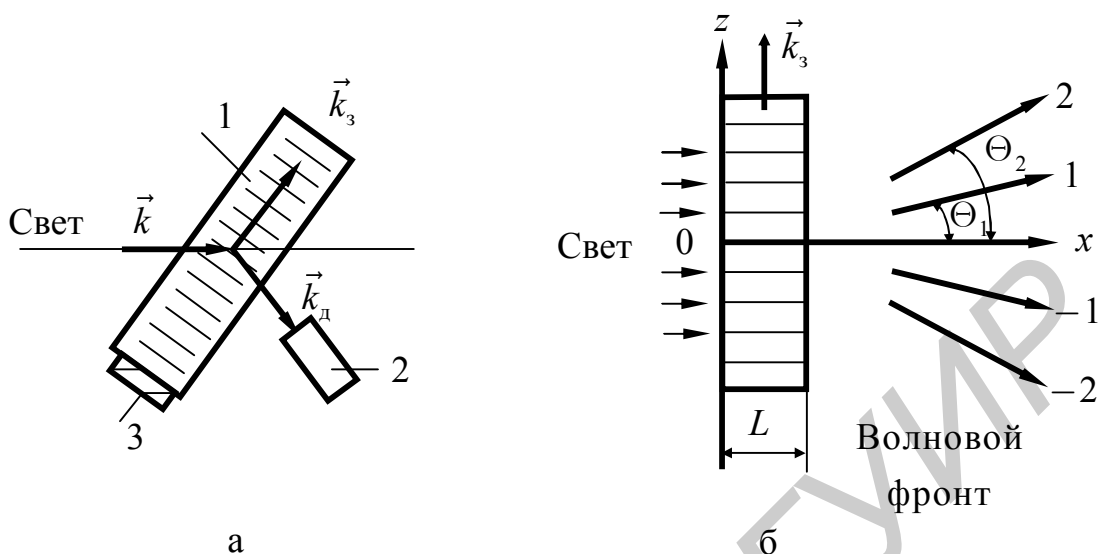


Рис. 2.20.2

Приемником 2 анализируют дифрагированный свет, распространяющийся по разным направлениям. Если излучатель УЗ выключен, наблюдается лишь световое пятно от проходящего света. При включении УЗ справа и слева от центрального пятна возникают дифракционные максимумы различных порядков (рис. 2.20.2, б). При рассеянии света на движущейся решетке (бегущей УЗ-волне) за счет эффекта Доплера возникает сдвиг частоты дифрагированного света

$$\omega_m = \omega \pm m\Omega, \quad (2.20.1)$$

где ω_m – частота дифрагированного света; ω и Ω – частота соответственно световой и УЗ-волны; m – порядок дифракционного максимума.

При отклонении света в сторону распространения УЗ-волны частота света увеличивается (знак плюс в выражении (2.20.1)), при отклонении в противоположную сторону – уменьшается. Прямое взаимодействие световой волны с ультразвуковой обуславливает появление только 1-го порядка дифракции. Возникновение 2-го (3-го и т. д.) порядка связано с последующей дифракцией света, отклоненного уже в 1-й (2-й и т. д.) порядок, на УЗ-решетке. Поэтому ясно, что интенсивность света в высших порядках дифракции мала.

Частота дифрагированного света изменяется мало, поскольку обычно $\omega \gg \Omega$. В изотропной среде волновые числа дифрагированной волны и падающей приблизительно равны: $k_d \approx k$. Механизм возникновения и характер дифракции света на УЗ-волне в значительной степени зависит от соотношения между длинами волн света λ , звука Λ и длиной L оптико-акустического взаимодействия. В том случае, когда $\lambda L / \Lambda^2 n \ll 1$, дифракция имеет место при нор-

мальном падении света на УЗ-решетку. Классическая теория дифракции для этого случая в наиболее простой форме развита в работах С. Рамана и Н. Ната. Деформация в среде, создаваемая бегущей акустической волной с волновым числом k_3 , распространяющейся вдоль оси z , представляется как

$$U = U_0 \cos(\Omega t - k_3 z). \quad (2.20.2)$$

Если ширина L акустического столба в направлении распространения света мала, можно считать, что световые волны проходят через акустический столб прямолинейно (это основное допущение в теории Рамана – Ната). В этом приближении оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, вызванным УЗ-волной, влияет только на фазу света, прошедшего акустический столб. Таким образом, световое поле в плоскости $x = L$ модулировано только по фазе, но постоянно по амплитуде; волновой фронт на выходе УЗ-ячейки становится «гофрированным».

Из-за появления в УЗ-ячейке участков сжатия и разрежения, отличающихся друг от друга значением показателя преломления (явление *фотоупругости*), такая ячейка представляет собой для падающего света *квазистационарную дифракционную решетку*. Квазистационарность такой решетки обусловлена тем, что за время распространения световой волны через УЗ-ячейку характер распределения узлов и пучностей УЗ-волны практически не изменяется (скорости распространения света и УЗ-волны в среде различаются в $\sim 10^6$ раз, поэтому за время прохождения света через акустический столб последний можно считать неподвижным). Принимая такое допущение, можно рассчитать дифракционную картину при произвольном мгновенном значении акустического поля, а затем учесть зависимость этого поля от времени, которая проявится в смещении частоты дифрагированного света. Пусть на входе УЗ-ячейки (т. е. при $x = 0$; см. рис. 2.20.2, б) световая волна имеет плоский фронт с амплитудой E_0 , тогда при $x = L$ в случае бегущей УЗ-волны, затухающей на заднем торце звукопровода, имеем

$$E|_{x=L} = E_0 \exp\left[ikL(n + \Delta n \cdot \cos(\Omega t - k_3 z))\right]. \quad (2.20.3)$$

Здесь n – показатель преломления среды звукопровода; Δn – амплитуда изменения показателя преломления среды звукопровода под действием УЗ-волны. По известному полю в плоскости $x = L$ можно найти поле в любой точке полупространства $x > L$. Обычно представляет интерес поле в дальней зоне, т. е. на расстояниях, больших по сравнению с размерами УЗ-ячейки. Известно, что интенсивность прямо пропорциональна квадрату усредненного светового поля, т. е. $I = \sqrt{\epsilon_0 / \mu_0} \langle \vec{E} \rangle^2$. Тогда распределение интенсивности света в дифракционном спектре соответствует диаграмме направленности вектора напряженности электрического поля, описываемой интегралом вида

$$E = \frac{b}{\lambda} \int_{-l/2}^{l/2} E|_{x=L} \exp(ikz \sin \Theta) dz, \quad (2.20.4)$$

где b и l – поперечные (вдоль осей y, z) размеры дифракционной решетки; Θ – угол наблюдения.

Подставив выражение (2.20.3) в интеграл (2.20.4), получим напряженность электрического поля в случае бегущей ультразвуковой волны

$$E = E_0 \frac{S}{\lambda} \exp(ikLn) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp \left[im \left(\Omega t - \frac{\pi}{2} \right) \right] \times \\ \times J_m(kL\Delta n) \frac{\sin \left[(\pi l / \lambda) (\sin \Theta - m\lambda / \Lambda) \right]}{(\pi l / \lambda) (\sin \Theta - m\lambda / \Lambda)}, \quad (2.20.5)$$

где S – площадь сечения светового потока; J_m – функция Бесселя m -го порядка.

Анализируя полученный результат, можно показать, что направления главных дифракционных максимумов в рассматриваемом случае удовлетворяют простому соотношению

$$\sin \Theta_m = m\lambda / \Lambda. \quad (2.20.6)$$

Условие (2.20.6) идентично условию положений главных дифракционных максимумов в «обычной» прозрачной решетке, если период решетки отождествлять с длиной Λ УЗ-волны. Зависимость угла Θ_m боковых максимумов дифрагированного света от длины УЗ-волны позволяет использовать это явление для управления положением светового луча в пространстве. Интенсивность света в m -м максимуме пропорциональна квадрату целочисленной функции Бесселя m -го порядка:

$$I_m = I_{\text{об}} \cdot J_m^2(\psi), \quad (2.20.7)$$

где $I_{\text{об}}$ – интенсивность падающего света; $\psi = kL\Delta n = \frac{2\pi L\Delta n}{\lambda}$ – индекс фазовой модуляции световой волны (2.20.4).

Величина Δn связана с амплитудой упругой деформации U_0 в выражении (2.20.3), возникающей в фотоупругом материале при возбуждении в нем УЗ-волны, соотношением

$$\Delta n = \frac{U_0 p n_0^3}{2}, \quad (2.20.8)$$

где p – упругооптический коэффициент материала звукопровода (*постоянная Поккельса*); n_0 – коэффициент преломления фотоупругого материала для обыкновенной волны.

Согласно соотношению (2.20.7) при постоянном значении изменения показателя преломления Δn интенсивности всех максимумов неизменны. Поскольку, однако, значение Δn зависит от амплитуды упругой деформации U_0 ,

представляется возможным изменять (например модулировать) интенсивность света в дифракционных максимумах путем изменения энергии акустической волны.

Этот эффект составляет физическую основу действия акустооптических модуляторов света.

Энергия света, проходящая на 1-й боковой максимум, в режиме дифракции Рамана – Ната сравнительно мала из-за распределения энергии по многим максимумам (см. рис. 2.20.2, б). Вследствие этого в практически важных случаях, например при использовании УЗ-ячеек в качестве ультразвуковых модуляторов света, удобно использовать режим дифракции Брэгга, при которой энергия распределяется только между двумя максимумами – нулевым и первым. Брэгговская дифракция возникает при условии $\lambda L / \Lambda^2 n > 1$ и наклонном падении световой волны на УЗ-решетку. Световая волна, падающая под углом скольжения α на звукопровод, частично проходит через него, частично отражается от пучностей УЗ-волны, как на рис. 2.20.3, а.

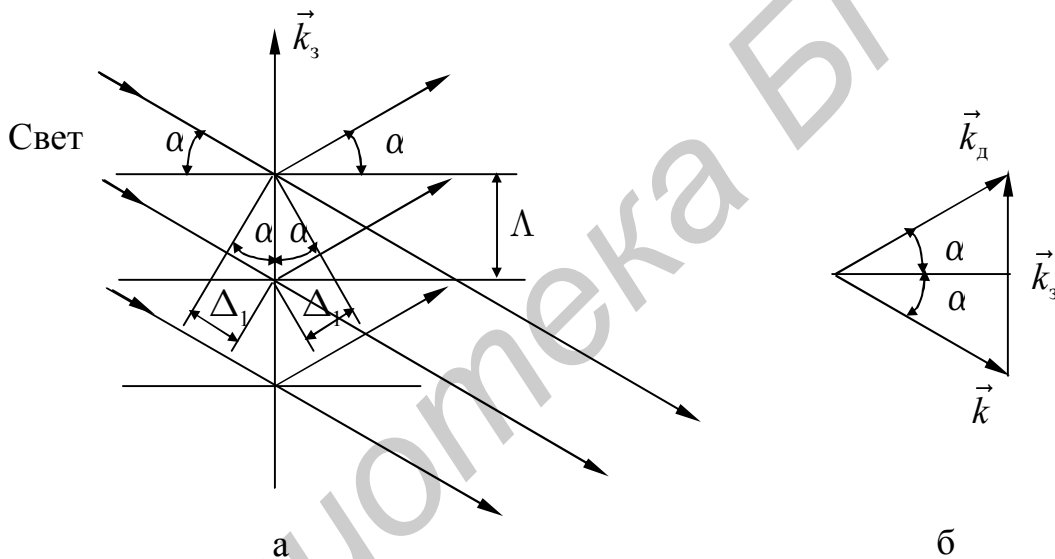


Рис. 2.20.3

Оптическая разность хода Δ световых волн, отраженных от соседних максимумов (пучностей) УЗ-волны, составляет, как видно из рис. 2.20.3, а, $\Delta = 2\Delta_1 = 2\Lambda \sin \alpha$. Если на разности хода Δ укладывается длина λ световой волны, отраженные лучи за счет интерференции усиливают друг друга. Следовательно, справедливо условие Вульфа – Брэгга для первого максимума интенсивности отраженного от решетки света

$$2\Lambda \sin \alpha = \lambda. \quad (2.20.9)$$

Условие (2.20.9) было получено независимо друг от друга русским кристаллографом Ю. Вульфом и английскими физиками отцом и сыном Брэггами при исследовании дифракции рентгеновского излучения на кристаллической решетке,

поэтому исторически принято считать, что формула (2.20.9) помогает решать две основные задачи:

1) по известной длине волны рентгеновского излучения, определяя угол скольжения β и порядок наивысших максимумов m дифракции, можно найти межплоскостное расстояние кристаллической решетки d (*период дифракционной решетки*). Решением этой задачи занимается *рентгеноструктурный анализ*;

2) по известной кристаллической структуре d , определяя α и m , можно вычислить неизвестную длину волны λ падающего рентгеновского излучения. Направление физики, которое занимается изучением спектрального состава рентгеновского излучения, называют *рентгеновской спектроскопией*.

Треугольник волновых векторов для дифракции Брэгга на УЗ-волне, удовлетворяющий закону сохранения импульса, показан на рис. 2.20.3, б. Видно, что угол между падающим и дифрагированным светом равен 2α . Таким образом, при дифракции Брэгга имеет место наибольшее отражение при падении света на УЗ-решетку с периодом Λ под углом скольжения α , который находят как

$$\sin \alpha = \lambda / 2\Lambda = k_3 / 2k. \quad (2.20.10)$$

В данной лабораторной работе исследуется только дифракция света в режиме Рамана – Ната (при нормальном падении света на звукопровод и условии $\lambda L / \Lambda^2 n \ll 1$).

Применение дифракции на ультразвуке

В настоящее время исследования взаимодействия света и звука ведутся по нескольким направлениям:

1. Изучаются механизмы акустооптического взаимодействия в различных средах в широком диапазоне частот электромагнитного спектра от ультрафиолета до далекой инфракрасной области.

2. Исследуются различные режимы акустооптической дифракции и ее особенности в анизотропных и активных средах, планарных и других волноводных системах.

3. Разрабатываются принципы практического использования эффектов акустооптической дифракции в оптике, лазерной технике, оптоэлектронике, системах обработки информации и других областях науки и техники.

Дифракция на ультразвуке используется в приборах и установках, предназначенных для измерения упругих и упругооптических констант, различных веществ в жидком, твердом и кристаллическом состоянии.

Например, в методе Шефера – Бергмана образец возбуждается при высоких частотах (обертонх), так что упругие волны, распространяясь по многим направлениям, образуют пространственную решетку упругих деформаций. Когда образец освещается световым пучком, то можно получить изображение дифрагированного света, которое отражает упругую симметрию кристалла и обра-

зует картину, которую можно связать с анизотропными упругими постоянными. Большим достоинством такого метода является то, что он позволяет определить на одном образце все упругие постоянные.

Метод удобен для измерения скорости распространения звука в прозрачных веществах, модулей упругостей. Прослеживая изменение интенсивности дифрагированного света вдоль распространения акустического пучка, можно определить коэффициент затухания звука, в том числе его частотную зависимость. По затуханию звука можно вычислить диссипативные характеристики среды (вязкость, теплопроводность).

По изменению спектрального состава дифрагированного света можно определить степень нелинейности модулей упругости среды. Это связано с тем, что в упруго-нелинейной среде при распространении гармонического сигнала возникают кратные и иные гармоники, наличие и интенсивность которых влияют на спектральный состав дифрагированного света.

Существуют методы визуализации акустического поля, в которых используется режим Брэгга.

Промышленно выпускаются акустооптические модуляторы света, работающие как в режиме Рамана – Ната, так и в режиме Брэгга.

Известны отклоняющие устройства, предназначенные для изменения распространения луча света, например лазерного. Они бывают градиентные и дифракционные. В первых используется низкочастотные акустические колебания, когда диаметр луча много меньше длины волны звука. Тогда луч отклоняется в сторону градиента показателя преломления. В дифракционных устройствах используется явление дифракции света на ультразвуке, описанное в данном практикуме.

Существуют и другие полезные применения эффекта дифракции света на ультразвуке.

Например, во второй половине 30-х гг. XX в. была разработана система проекционного телевидения. В этой системе использовалась жидкостная ячейка, в которой возбуждались упругие волны на частоте 10 МГц, модулированные по интенсивности видеосигналом. Чтобы в ячейке поместилась вся телевизионная строка, она делалась достаточно длинной и равномерно освещалась световым пучком, направленным параллельно фронту упругой волны. Недифрагированный свет отклонялся фокусировкой на светонепроницаемый экран; дифрагированный свет, пройдя через экран, давал изображение видеосигнала.

Описание экспериментальной установки

Оптическая схема установки для наблюдения дифракции света на ультразвуковой волне представлена на рис. 2.20.4.

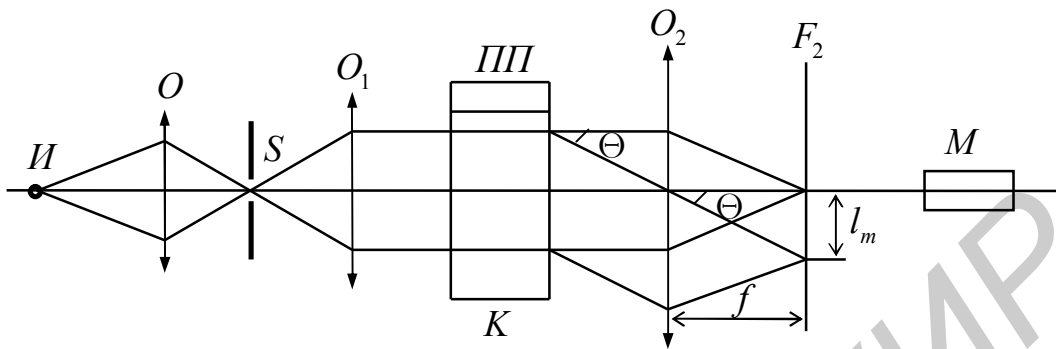


Рис. 2.20.4

Источник света I , в качестве которого используется ртутная лампа ДРШ-250, через конденсор O освещает щель S , расположенную в фокальной плоскости объектива O_1 . Ширину щели устанавливают с помощью микрометрического винта порядка 0,05 мм. Выходящий из объектива O_1 параллельный пучок света проходит через кювету K с дистиллированной водой и в фокальной плоскости F_2 второго объектива O_2 образуется изображение щели S , которая играет роль точечного источника света. Ультразвуковые волны, возбуждаемые в воде пластинкой III из титаната бария, распространяются перпендикулярно к световой волне. На пьезопластинку подается напряжение ультразвуковой частоты от генератора (на рис. 2.20.4 он не показан). Частота генератора может быть более точно определена с помощью электронного частотомера. При определенной частоте в фокальной плоскости второго объектива O_2 образуется дифракционная картина, наблюдаемая при помощи микроскопа M , снабженного окулярным микрометром. На рис. 2.20.5 приведена фотография установки.



Рис. 2.20.5

Окулярный микрометр представляет собой окуляр 1, в который вмонтирована измерительная шкала 2 (рис. 2.20.6). Шкала расположена точно в плоскости действительного изображения, создаваемого объективом микроскопа, и вместе с этим изображением рассматривается через окуляр. При вращении измерительного барабана 4 в поле зрения окулярного микрометра, как показано на рис. 2.20.6, перемещается крестообразный указатель *A* и связанный с ним индекс в виде двойной линии *B*, которые выгравированы на нижней стороне стеклянной пластинки 3 (рис. 2.20.7).

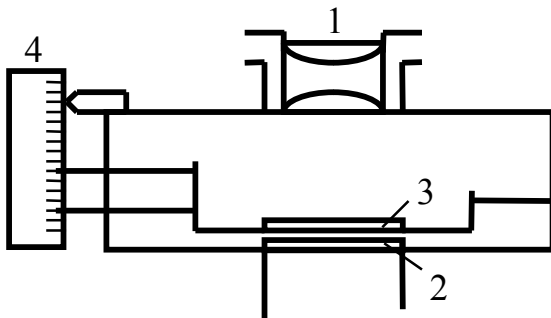


Рис. 2.20.6

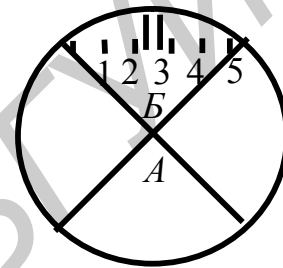


Рис. 2.20.7

Настройка установки

Для получения дифракционной картины достаточно большой яркости нужно установить пластинку титаната бария так, чтобы она была параллельна противоположной стенке кюветы. При этом в жидкости образуется стоячая ультразвуковая волна и амплитуда давлений в ней в два раза больше, чем в бегущей. Поэтому изменение показателя преломления выражено резко и дифракционная картина имеет большую яркость. Периоды же дифракционных решеток, образованных стоячей и бегущей ультразвуковыми волнами, одинаковы. Свет проходит через жидкость в кювете за ничтожно малое время, и бегущую волну можно при этом считать неподвижной.

В случае необходимости *настройку установки* (см. рис. 2.20.4) можно производить в следующем порядке:

1) удаляют с оптической скамьи кювету с жидкостью, объектив O_2 и микроскоп M . Изменяя расстояние между объективом O_1 и щелью S , добиваются того, чтобы из объектива выходил параллельный пучок света. Параллельность пучка контролируется с помощью зрительной трубы, настроенной на бесконечность;

2) устанавливают на скамью кювету с жидкостью, объектив и микроскоп, фокусируя его на изображение щели S , образующееся в фокальной плоскости F_2 объектива O_2 ;

3) включают генератор ультразвуковой частоты. Плавно изменяя частоту настройки генератора от 1 до 10 МГц, добиваются появления дифракционных полос в поле зрения микроскопа, вращая кювету с жидкостью вокруг вертикальной оси.

Четкость дифракционных полос зависит от ряда факторов:

- ширины щели S ;
- наклона ее по отношению к вертикали;
- угла наклона кюветы к падающему пучку световых лучей.

Обычно оптимальные условия наблюдения подбираются экспериментально.

Примечание. Особое внимание рекомендуется обратить на явление, возникающее при поворотах кюветы (когда изменяется угол между направлением света и ультразвуковой волной), причем дифракционные полосы искажаются.

Методика измерений

После настройки установки переходят к измерениям.

Из формулы (2.20.6) видно, что положение максимума определенного порядка m зависит от длины волны света. Так как ртутная лампа излучает свет, содержащий волны, длины которых образуют дискретный ряд значений, то каждый порядок максимума (кроме $m = 0$) разлагается в спектр, а число m называют порядком спектра. Каждый спектр представляет собой дискретный набор изображений щели S , представленных в различных цветах, а дифракционная картина состоит из нескольких таких спектров.

При помощи микроскопа (см. рис. 2.20.4), снабженного окулярным микрометром (см. рис. 2.20.5), измеряют расстояние между нулевым и дифракционным максимумами всех высших порядков, как положительных, так и отрицательных. В случае необходимости микроскоп можно смещать в направлении, перпендикулярном к оптической оси. При дифракции на ультразвуковой волне с частотой порядка 9 МГц измеряют расстояние между нулевым и дифракционными максимумами высших порядков для видимых цветов (синий, зеленый, желтый).

Принцип измерения состоит в том, что вращением измерительного барабана 4 (см. рис. 2.20.6) совмещают перекрестие крестообразного указателя с серединой нулевого дифракционного максимума (изображение щели S в отсутствии ультразвуковой волны) и замечают при этом его координату. Причем целые деления показывает индекс B (см. рис. 2.20.7) непосредственно в поле зрения, а сотые – указатель на шкале барабана. Точно таким же образом находят координаты любого дифракционного максимума высшего порядка. Разность двух координат, умноженная на цену деления, будет равна линейному расстоянию

между данными дифракционными максимумами. Цена деления зависит только от объектива и определяется предварительно с помощью объект-микрометра, а грубо может быть оценена с помощью обычной миллиметровой линейки.

Результаты измерений представляют в виде графиков, откладывая по оси ординат расстояние до дифракционных максимумов различных порядков l_m , а по оси абсцисс – номера соответствующих порядков m . В случае разрешения дифракционной картины по цветам графики строят для каждого цвета в отдельности.

По наклону графиков с помощью формулы

$$\Lambda = \lambda f \frac{(m_2 - m_1)}{(l_{m_2} - l_{m_1})} \quad (2.20.11)$$

определяют длину ультразвуковой волны, на которой происходила дифракция. Параметр f – фокусное расстояние объектива O_2 (см. рис. 2.20.3); λ – длина световой волны. Формула (2.20.11) получена из формулы (2.20.6) в предположении, что $\sin \Theta_m \approx \text{tg} \Theta_m = l_m / f$.

Зная длину ультразвуковой волны Λ и ее частоту Ω , можно рассчитать скорость распространения ультразвуковой волны в данной жидкости v и на данной частоте:

$$v = \Lambda \Omega. \quad (2.20.12)$$

Полученные результаты (усредненные) сравниваются с табличными данными.

Порядок выполнения работы

1. Проверить правильность настройки установки, т. е. убедиться, что в отсутствие ультразвуковой волны в микроскопе видно четкое изображение щели. В противном случае произвести юстировку системы так, как описано в инструкции по настройке установки.

2. Включить генератор и, плавно изменяя частоту Ω в интервале 2–3 МГц, получить дифракционную картину. Частота выбирается такой, чтобы яркость дифракционной картины была максимальной. Измерить расстояние между нулевым и дифракционным максимумами всех высших порядков, как положительных, так и отрицательных. Результаты измерений представить в виде графиков зависимости расстояния до дифракционных максимумов различных порядков от номера соответствующих порядков, $l_m = f(m)$. По формулам (2.20.11) и (2.20.12) рассчитать среднее значение длины ультразвуковой волны и скорости ее распространения. Длину волны света принять равной 546,1 нм. Результаты измерений и вычислений занести в табл. 2.20.1.

Таблица 2.20.1

Цвет	λ , нм	Ω , МГц	Порядок дифракции, m	l_m , дел.	Λ , мкм	v , м/с
Зеленый	546,1					
				

3. Получить дифракционную картину на частоте Ω ультразвука порядка 9 МГц. Измерить расстояние между нулевым и дифракционными максимумами высших порядков для трех световых волн: синей ($\lambda = 434,7$ нм), зеленой ($\lambda = 546,1$ нм) и желтой ($\lambda = 578,0$ нм). По измерениям построить график зависимости расстояния до дифракционных максимумов различных порядков от номера соответствующих порядков, $l_m = f(m)$. С использованием формул (2.20.11) и (2.20.12) рассчитать среднее значение длины ультразвуковой волны и скорости ее распространения в данной среде. Результаты измерений и вычислений занесите в табл. 2.20.2.

Таблица 2.20.2

Цвет	λ , нм	Ω , МГц	Порядок дифракции, m	l_m , дел.	Λ , мкм	v , м/с
Синий	434,7					
Зеленый	546,1					
Желтый	578,0					

Внимание! Оцените погрешность измерения скорости. Если полученный результат отличается более чем на три доверительных интервала от такого же результата из справочного материала (из научных исследований), опыт следует повторить.

Параметры установки:

1. Цена деления микрометра $b = 0,8$ мм/дел.
2. Фокусное расстояние объектива $f = 0,38$ м.

Параметры установки могут быть изменены.

Контрольные вопросы

1. Описать дифракцию света на амплитудной дифракционной решетке.
2. Чем различаются между собой амплитудные и фазовые дифракционные решетки?
3. Что называют оптической толщиной?
4. В чем сущность акустооптических и оптико-акустических эффектов?
5. Объяснить возникновение дифрагированного излучения на ультразвуковой волне.
6. Описать оптическую схему установки для наблюдения дифракции света на ультразвуковой волне.
7. От каких факторов зависит четкость дифракционных полос?
8. В чем сущность пьезоэффекта?
9. Что понимают под упругооптическим эффектом?
10. Каким соотношением определяют изменение показателя преломления при явлении фотоупругости?
11. В чем сущность эффекта Доплера? Как определить частоту дифрагированного излучения на ультразвуке?
12. В чем заключается физический смысл диаграммы направленности светового излучения?
13. Почему при повороте ячейки количество наблюдаемых порядков уменьшается?
14. При каком условии возникает брэгговская дифракция света на ультразвуке? Какое практическое применение имеет формула Вульфа – Брэгга?
15. Какой режим дифракции света на ультразвуке реализуется в опыте?
16. Что понимают под дифракцией света в режиме Рамана – Ната? При каком условии возможен режим Рамана – Ната?
17. Получить формулу для определения длины ультразвуковой волны, на которой происходила дифракция.
18. Описать окулярный микрометр, его схему и принцип измерений.
19. Привести примеры практического использования дифракции света на ультразвуке.

Литература

1. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 5 т. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика / И. В. Савельев. – М. : Наука, 1988, (§§ 93–94, 96–98, 100–103, 130–131, 143, 151).
2. Сивухин, Д. В. Общий курс физики : Оптика / Д. В. Сивухин. – М. : Наука, 1980. (§§ 9, 10, 11).
3. Ландсберг, Г. С. Оптика / Г. С. Ландсберг. – 5-е изд. – М. : Наука, 1976. (§§ 71, 72, 76, 77, 78).

4. Иродов, И. Е. Волновые процессы. Основные законы. Волновая оптика / И. Е. Иродов. – М. : Высш. шк., 1983. – Ч. 2. – §§ 2.6, 5.7, 5.9, 7.3.
5. Калитеевский, Н. И. Волновая оптика / Н. И. Калитеевский. – М. : Высш. шк., 1978.
6. Матвеев, А. Н. Оптика / А. Н. Матвеев. – М. : Высш. шк., 1985.
7. Саржевский, А. М. Оптика / А. М. Саржевский. – Минск : Университетское, 1984. – Т. 1, 1986. – Т. 2.
8. Гольдин, А. Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике / А. Л. Гольдин; под ред. А. Л. Гольдина. – 2-е изд. – М. : Наука, 1973.
9. Иверонова, В. И. Физический практикум. Электричество и оптика / В. И. Иверонова; под ред. В. И. Ивероновой. – 2-е изд. – М. : Наука, 1968.
10. Кембровский, Г. С. Физический практикум / Г. С. Кембровский ; под ред. Г. С. Кембровского. – Минск : Университетское, 1986.
11. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1973.
12. Балакший, В. И. Физические основы акустооптики / В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. – М. : Радио и связь, 1985. – 280 с.

Учебное издание

Андрианова Елена Вилоровна
Дорошевич Ирина Леонидовна
Зарембовская Тамара Александровна и др.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Лабораторный практикум
по курсу «Физика»

Редактор Т. П. Андрейченко
Корректор Л. А. Шичко

Подписано в печать 20.10.2010.
Гарнитура «Таймс».
Уч.-изд. л. 3,1.

Формат 60x84 1/16.
Отпечатано на ризографе.
Тираж 200 экз.

Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 3,49.
Заказ 3.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»
ЛИ №02330/0494371 от 16.03.2009. ЛП №02330/0494175 от 03.04.2009.
220013, Минск, П. Бровки, 6