

**Н. В. Бердинская, Э. М. Ярош**

**ВОЛНОВАЯ ОПТИКА**

Омск  
Издательство ОмГТУ  
2015

МИНОБРНАУКИ РОССИИ  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Омский государственный технический университет»

**Н. В. Бердинская, Э. М. Ярош**

**ВОЛНОВАЯ ОПТИКА**

*Учебное электронное издание  
локального распространения*

Омск  
Издательство ОмГТУ  
2015

Электронный аналог печатного издания:  
Н. В. Бердинская, Э. М. Ярош  
Волновая оптика : конспект лекций. – Омск :  
Изд-во ОмГТУ, 2009. – 76 с.

*Рекомендовано редакционно-издательским советом  
Омского государственного технического университета*

Издательство ОмГТУ  
644050, Омск, пр. Мира, 11  
E-mail: [info@omgtu.ru](mailto:info@omgtu.ru)

© ОмГТУ, 2015

# Глава 1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

## 1.1. Волновая природа света

Оптика – это учение о природе света. Раздел оптики, в котором свет рассматривается как электромагнитная волна, называется волновой оптикой.

Электромагнитная волна представляет собой процесс распространения периодически изменяющихся в пространстве и во времени электрического и магнитного полей.

Бегущая в пространстве электромагнитная волна описывается векторами напряженности электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей, изменяющихся во взаимно перпендикулярных плоскостях в одинаковых фазах.

«Мгновенная» фотография бегущей электромагнитной волны графически изображается следующим образом (рис. 1.1):

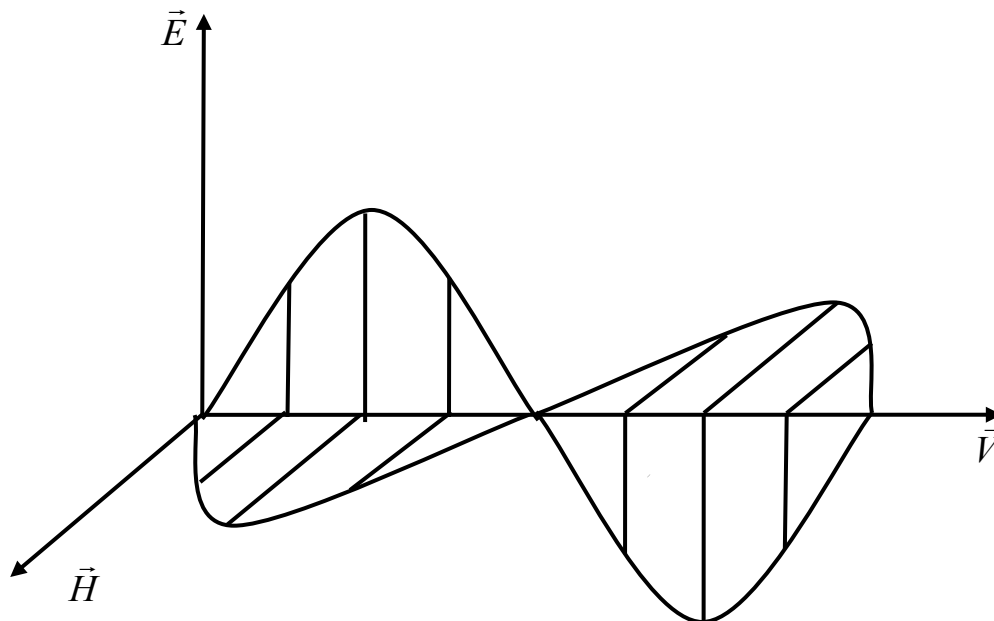


Рис.1.1

Уравнение плоской монохроматической электромагнитной волны, распространяющейся в направлении радиуса-вектора  $\vec{r}$ , имеет вид

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t - kr + \alpha_0) \\ \vec{H} = \vec{H}_0 \sin(\omega t - kr + \alpha_0). \end{cases} \quad (1.1)$$

Подавляющее число проявлений световых волн, их физиологическое, фотохимическое и другие действия, вызываются колебаниями вектора  $\vec{E}$ . Его называют световым вектором. Поэтому при описании волновых свойств света принято анализировать поведение вектора  $\vec{E}$ .

Скорость распространения света в вакууме

$$C = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}. \quad (1.2)$$

В любой другой среде она зависит от электрических и магнитных свойств этой среды

$$V = \frac{C}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{C}{n}, \quad (1.3)$$

где  $n = \sqrt{\epsilon \mu}$  – абсолютный показатель преломления среды, равный  $n = C/V$ . Он показывает, во сколько раз скорость распространения света в вакууме больше, чем в данной среде.

Фаза световой волны в общем случае

$$\varphi = \omega t - \vec{k}\vec{r} + \alpha_0,$$

где  $\vec{k}$  – волновой вектор.

В заданный момент времени она зависит от частоты колебаний светового вектора –  $\omega$ , от радиуса-вектора  $\vec{r}$ , а также от волнового числа

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Длина световой волны в любой среде

$$\lambda = VT = \frac{C}{n}T = \frac{\lambda_0}{n},$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме.

При переходе из одной среды в другую длина световой волны изменяется, следовательно, меняется и волновое число:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_0} n.$$

Произведение геометрического пути, проходимого световой волной от источника света до точки наблюдения, на показатель преломления среды  $n$  носит название оптического пути

$$S = nr. \quad (1.4)$$

Таким образом, фаза световой волны зависит от оптического пути, пройденного волной:

$$\varphi = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} nr + \alpha_0. \quad (1.5)$$

## 1.2. Интерференция света. Когерентные световые волны

Известно, что при наложении двух или нескольких волн происходит перераспределение переносимой ими энергии между отдельными точками области их наложения. Это явление носит название интерференции волн.

Поскольку свет – это электромагнитные волны, при их наложении должно наблюдаться явление интерференции.

Устойчивая интерференционная картина будет наблюдаться в том случае, когда происходит наложение световых волн, обладающих следующими свойствами:

- а) частоты волн ( или периоды) должны быть одинаковы;
- б) разность фаз колебаний векторов  $\vec{E}$  в таких волнах в каждой точке области их наложения должна оставаться постоянной;
- в) направления, в которых совершаются колебания векторов  $\vec{E}$ , должны совпадать.

Волны, удовлетворяющие перечисленным свойствам, называются когерентными.

Из повседневного опыта известно, что при наложении световых волн, идущих от нескольких независимых источников света (ламп, свечей и т.д.), интерференции света не наблюдается. Это объясняется тем, что световые волны, излучаемые независимыми источниками света, всегда некогерентны. Обусловлено это самим механизмом испускания световых волн. Световая волна, излучаемая светящимся телом, представляет собой ре-

зультат наложения огромного количества волн, испускаемых возбужденными атомами этого тела.

Атом может находиться в возбужденном состоянии в течение времени  $\tau = 10^{-8}$  с, и примерно столько же длится процесс излучения. Поэтому волна, излучаемая атомом, может быть в первом приближении представлена в виде **волнового цуга** – обрывка синусоиды. Длина цуга равна примерно

$$l = c\tau = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с} \cdot 10^{-8} с = 3 м.$$

На длине цуга укладывается около  $5 \cdot 10^6$  длин световых волн. Такое количество колебаний можно делить на части. Отдельные части цуга будут являться когерентными, способными к интерференции.

А так как свет излучается одновременно огромным количеством атомов и излучают они независимо друг от друга, то реальная световая волна представляет собой набор волновых цугов с беспорядочно меняющейся фазой.

Две волны, фазы которых меняются случайно и независимо друг от друга, называются некогерентными. При наложении двух таких волн разность фаз складываемых колебаний не остаётся во времени постоянной, а в каждой точке области наложения волн быстро и беспорядочно меняется. Интерференционные картины настолько быстро сменяются, что мы наблюдаем усреднённую картину, т.е. равномерное распределение освещённости.

Получить когерентные световые волны можно путем деления одной световой волны (волнового цуга) на две или более.

### **1.3. Распределение интенсивности света в интерференционной картине при наложении двух когерентных волн**

Рассмотрим интерференционную картину, возникающую при наложении двух когерентных плоских электромагнитных волн, испускаемых источниками света  $O_1$  и  $O_2$  (рис. 1.2). Выберем в области наложения волн произвольную точку  $P$  и выясним, от чего зависит результат интерферен-

ции волн в этой точке. Волна, приходящая от источника  $O_1$  в точку  $P$ , описывается уравнением

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \text{Sin}(\omega t - kr_1),$$

от источника  $O_2$  – уравнением

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \text{Sin}(\omega t - kr_2).$$

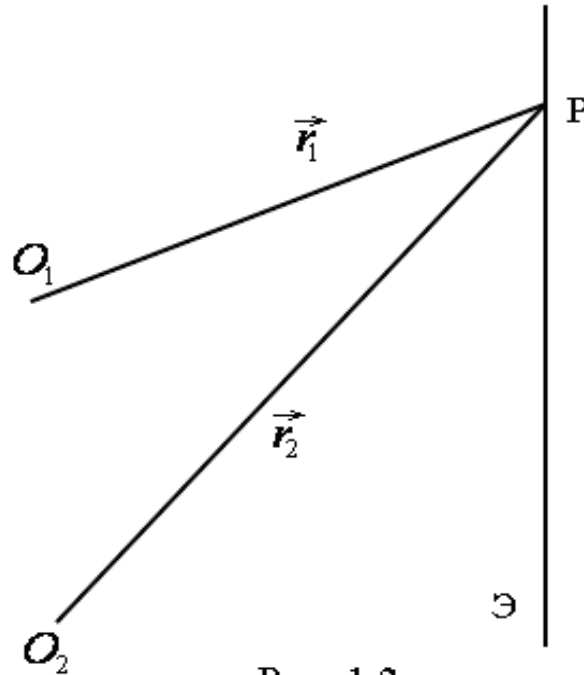


Рис. 1.2

Для упрощения рассуждений будем считать начальные фазы колебаний источников света равными нулю. Частоты волн одинаковы, это принципиально – интерференция может возникнуть только при сложении волн одинаковой частоты. На языке оптики это означает, что волны монохроматичны – одноцветны.

В точке  $P$  происходит сложение двух одинаково направленных гармонических колебаний одинаковой частоты.

Как известно, амплитуда результирующего колебания в этом случае будет определяться по формуле:

$$E_{0\text{рез}}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \text{Cos}(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.6)$$

Она зависит от амплитуд складываемых волн и от их разности фаз  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ .

Если фазы складываемых волн одинаковые (разность фаз равна чётному числу  $\pi$ ), т.е.

$$\Delta\varphi = \pm 2m\pi, \quad (1.7)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,

то  $\text{Cos}\Delta\varphi = +1$  и разность фаз колебаний

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = k(r_1 - r_2) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta, \quad (1.8)$$

где  $\Delta$  – оптическая разность хода волн. Она равна разности оптических путей, проходимых волнами от их источников  $O_1$  и  $O_2$  до точки наблюдения  $P$ .

$$\Delta = nr_1 - nr_2.$$

При распространении волн в воздухе  $n = 1$  и оптическая разность хода волн равна их геометрической разности хода

$$\Delta = r_1 - r_2. \quad (1.9)$$

Подставим (1.8) в (1.7), получим  $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta = \pm 2m\pi$ , отсюда

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.10)$$

При выполнении условия (1.10) равенство (1.6) записывается так:

$$E_{0\text{рез}}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02}. \quad (1.11)$$

Интенсивность света  $J$  пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора

$$J \sim E_0^2.$$

В таком случае выражение (1.11) принимает вид

$$J_{\text{рез}} = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 \cdot J_2}, \quad (1.12)$$

то есть  $J_{\text{рез}} > J_1 + J_2$  и в точке  $P$  наблюдается максимальная интенсивность.

Таким образом, при интерференции двух когерентных волн они усиливают друг друга, если приходят в рассматриваемую точку в одинаковых фазах. В этом случае в оптической разности хода волн укладывается чётное число длин полуволн.



В случае, когда волны приходят в точку  $P$  в противоположных фазах, т.е. разность фаз равна нечётному числу  $\pi$ , т.е.

$$\Delta\varphi = \pm(2m+1)\pi, \quad (1.13)$$

где  $m = 0, 1, 2, \dots$ ,

тогда  $\text{Cos}\Delta\varphi = -1$  и

$$E_{0\text{рез}}^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 - 2E_{01} \cdot E_{02},$$

$$J_{\text{рез}} = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 \cdot J_2},$$

то есть  $J_{\text{рез}} < J_1 + J_2$  и наблюдается минимум интерференции.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \pm(2m+1)\pi, \text{ откуда}$$

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}. \quad (1.14)$$

Это условие минимума интерференции.

Волны при наложении ослабляют друг друга, если в рассматриваемую точку приходят в противоположных фазах. В этом случае в оптической разности хода укладывается нечётное число длин полуволн.

Если на пути волн поместить экран, то на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде системы чередующихся светлых и темных полос.

Кривая распределения интенсивности света в интерференционной картине имеет вид, показанный на рисунке 1.3.

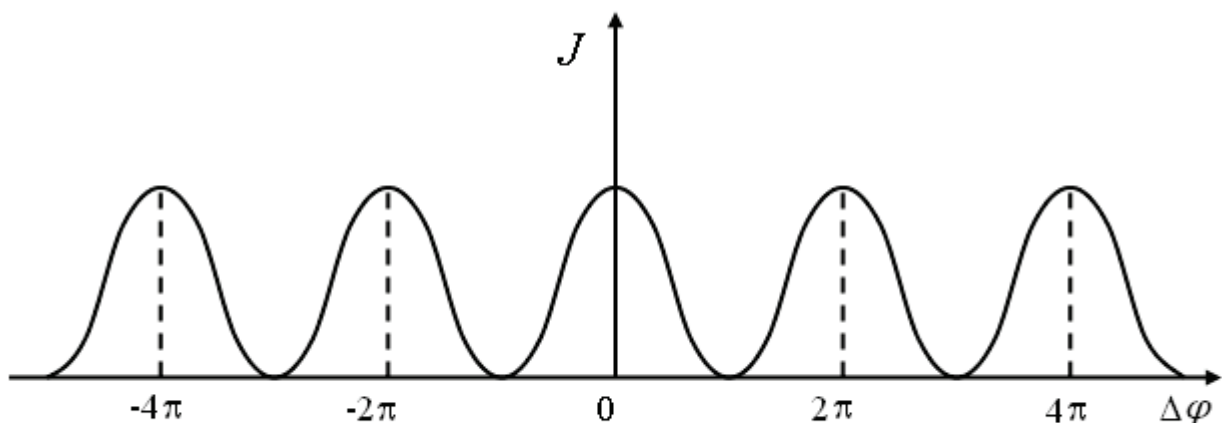


Рис.1.3

## 1.4. Способы получения когерентных световых волн

К наиболее распространённым способам получения когерентных волн относятся: опыт Юнга, бипризма Френеля, зеркала Френеля.

### 1.4.1. Опыт Юнга

Большой вклад в развитие волновой оптики внёс английский учёный Томас Юнг. В 1802 году он провёл следующий опыт по наблюдению явления интерференции света. На пути световой волны, идущей от интенсивного источника монохроматического света  $S$ , был помещён экран с узкой щелью (рис. 1.4). Как только свет достигал щели, она становилась источником полусферической волны. На пути этой волны находился ещё один экран с двумя щелями, расположенными симметрично относительно первой щели. Полусферическая волна одновременно достигала обеих щелей и разделялась на две волны, которые являлись когерентными.

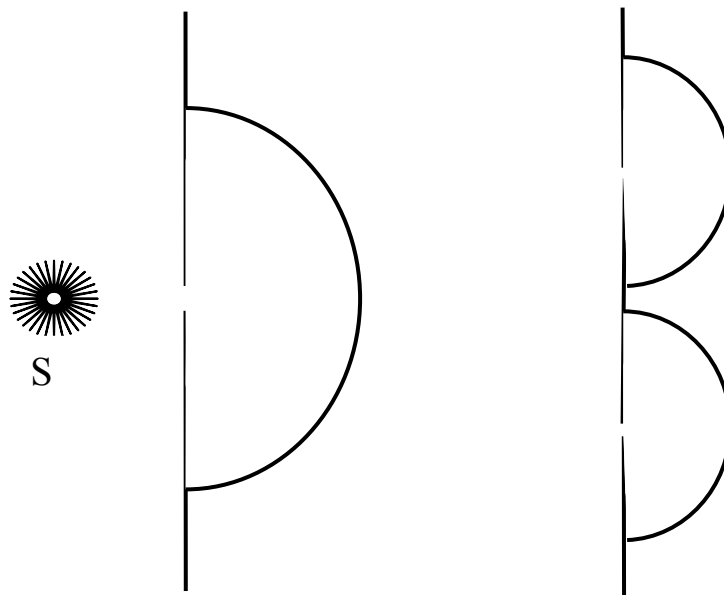


Рис. 1.4

Опыт Юнга можно представить в виде такой схемы (рис. 1.5). Щели являются источниками  $O_1$  и  $O_2$  двух когерентных волн. Они расположены на расстоянии  $d$  друг от друга. На расстоянии  $L$  от щелей помещён экран, причём  $d$  должно быть во много раз меньше  $L$ . На экране Э наблюдается интерференционная картина в виде чередующихся тёмных и светлых полос, параллельных щелям. В центре картины расположена светлая полоса.

Проведём расчёт интерференционной картины. Рассмотрим одну из интерференционных полос, расположенную в точке  $M$  на экране на расстоянии  $Z$  от центра интерференционной картины. Найдём связь  $Z$  с параметрами установки. Как уже известно, результат интерференции волн в точке  $M$  зависит от того, в каких фазах они приходят в эту точку. А разность фаз в свою очередь зависит от оптической разности хода волн  $\Delta$ . Найдём её.

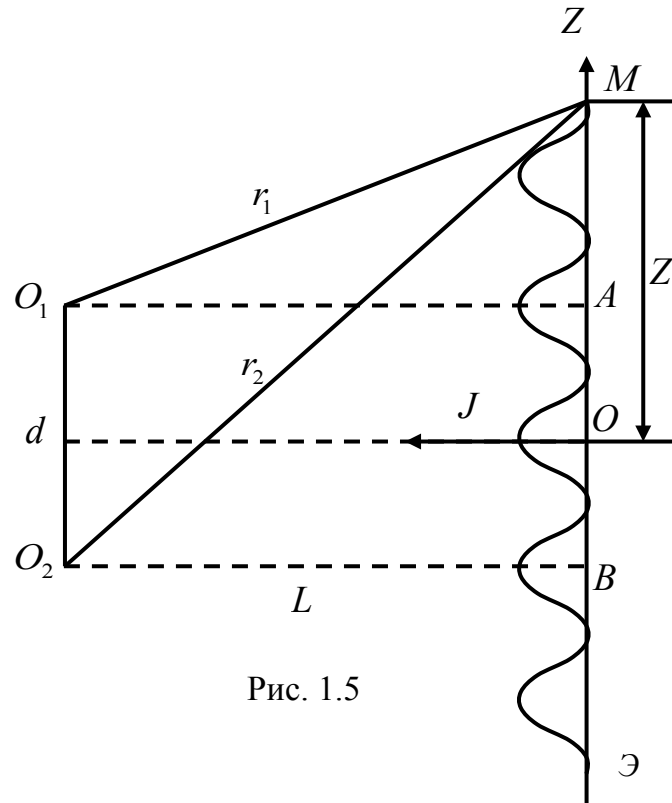


Рис. 1.5

Для этого рассмотрим треугольники  $O_1 M A$  и  $O_2 M B$ . Из них находим:

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

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

Из второго равенства вычитаем первое:

$$r_2^2 - r_1^2 = 2Zd, \quad r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1), \quad r_2 - r_1 = \Delta;$$

При условии, что  $d \ll L$  и  $Z \ll L$

$r_2 + r_1 \approx 2L$ , тогда  $\Delta 2L = 2Zd$ . Отсюда  $\Delta = \frac{Zd}{L}$ .

Светлая полоса в точке  $M$  будет наблюдаться при условии, что  $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots$

$$\text{Тогда } \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \frac{Zd}{L}.$$

Отсюда

$$Z_{\text{свет}} = \pm m \frac{\lambda L}{d}. \quad (1.15)$$

Тёмная полоса в точке  $M$  будет наблюдаться при условии  $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ,

$$\text{тогда } \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} = \frac{Zd}{L}.$$

Отсюда

$$Z_{\text{тём}} = \pm (2m + 1) \frac{\lambda L}{2}. \quad (1.16)$$

Расстояния между серединами соседних светлых полос равны расстояниям между серединами соседних темных полос

$$\Delta Z = \frac{\lambda L}{d}. \quad (1.17)$$

Положение светлых и темных полос и расстояние между ними зависят от длины волны  $\lambda$ . Если на установку направить белый свет, то в центре интерференционной картины будет наблюдаться белая полоса, а вместо светлых полос – спектры, начинающиеся с фиолетового цвета и заканчивающиеся красным.

### 1.4.2. Бипризма Френеля

Бипризма Френеля – это две одинаковые призмы с малыми преломляющими углами  $\gamma$ , сложенные основаниями.

Тупой угол при вершине бипризмы близок к  $180^\circ$ . Источником света служит узкая ярко освещённая щель  $S$ , параллельная преломляющему ребру бипризмы (рис. 1.6). Каждая из двух призм отклоняет лучи в противоположных направлениях на небольшой угол  $\theta$ . Благодаря этому возни-

кают два мнимых когерентных источника света  $S_1$  и  $S_2$ , лежащих в одной плоскости с источником света  $S$ . Лучи от этих источников перекрываются на экране в области  $AB$  и дают интерференционную картину в виде чередующихся тёмных и светлых полос, параллельных ребру бипризмы.

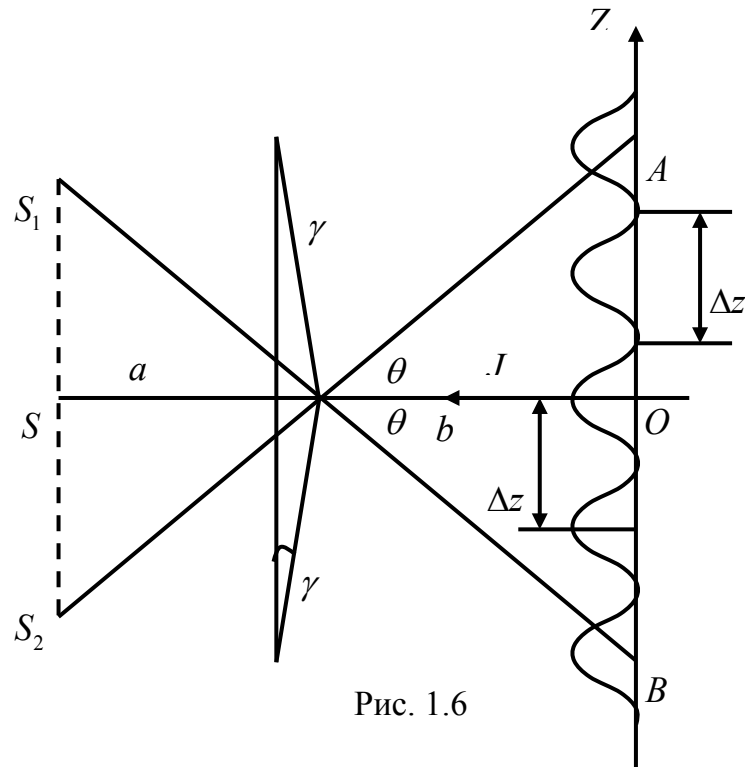


Рис. 1.6

Рассмотрим ход лучей в верхней половине бипризмы (рис. 1.7). Лучи от источника  $S$  падают на неё почти параллельным пучком и с гранью  $OD$  образуют малый угол  $\alpha = \gamma$ .

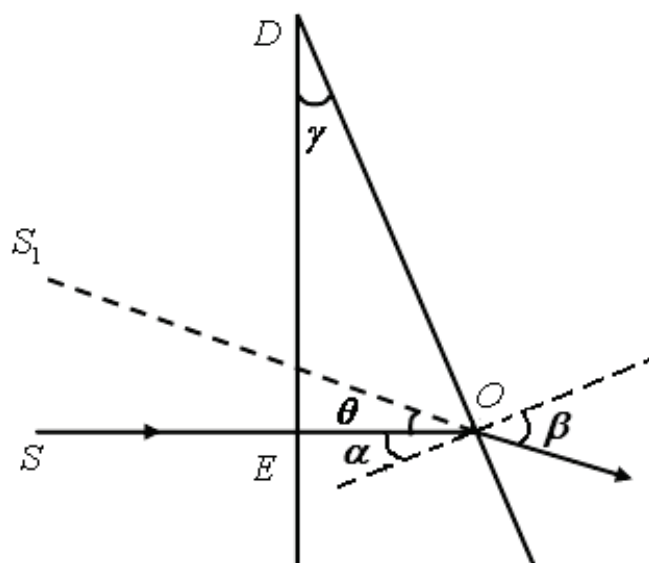


Рис. 1.7

После преломления в призме они выходят из неё под углом  $\beta$ , как если бы их источником была узкая щель  $S_1$ . На основании закона преломления света  $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{n_0}{n}$ , где  $n$  – показатель преломления вещества призмы;

$n_0$  – показатель преломления воздуха.

Так как углы  $\alpha$  и  $\beta$  малы, то  $\beta = n\alpha$ . Угол  $\theta$  между лучами, идущими от источников  $S$  и  $S_1$  определяется как  $\theta = \beta - \alpha = n\alpha - \alpha = \alpha(n - 1)$  или  $\theta = \gamma(n - 1)$ .

Расстояние  $SS_1 = (SE + EO) \operatorname{tg}\theta$ , причем  $SE = a$ , а  $\operatorname{tg}\theta = \theta$ .

Толщина призмы  $EO \ll a$ , ей можно пренебречь, тогда  $SS_1 = a\gamma(n - 1)$ . Аналогично происходит преломление лучей в нижней призме. Мнимый источник  $S_2$  располагается симметрично мнимому источнику  $S_1$ .

Расстояние между ними

$$d = S_1S_2 = 2(n - 1)a\gamma. \quad (1.18)$$

Расстояние от источника света до экрана  $L = a + b$ .

Дальнейший расчёт интерференционной картины можно проводить по тем же формулам, которые используются в опыте Юнга (1.15), (1.16), (1.17).

Область экрана, где наблюдается интерференционная картина, имеет протяжённость

$$AB = 2b\gamma(n - 1). \quad (1.19)$$

### 1.4.3. Зеркала Френеля

Френель предложил в качестве двух когерентных источников световых волн использовать изображение одного и того же источника в двух плоских зеркалах, расположенных под углом, близким к  $180^\circ$  (рис. 1.8).

Источник света  $S$  находится на расстоянии  $r$  от места соприкосновения зеркал.

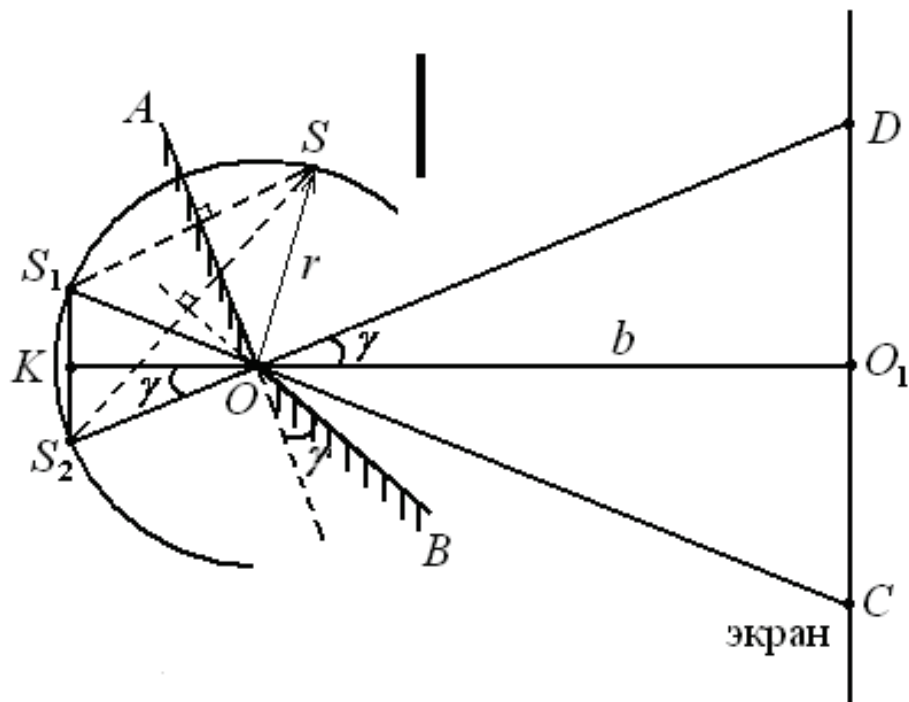


Рис. 1.8

Когерентные волны, идущие от двух мнимых изображений источника  $S$  в зеркалах  $AO$  и  $OB$ , перекрываются и интерферируют. На экране, расположенном на расстоянии  $L$  от изображений  $S_1$  и  $S_2$  источника света  $S$  в зеркалах, в области  $CD$  наблюдается интерференционная картина в виде чередующихся светлых и тёмных полос, параллельных линии соприкосновения зеркал. Рассматриваемая интерференционная схема аналогична интерференционной схеме в опыте Юнга. Поэтому расчёт интерференционной картины можно проводить по тем же формулам, которые используются в опыте Юнга.

Расстояние между когерентными источниками  $S_1$  и  $S_2$

$$d = 2r \cdot \operatorname{tg} \gamma \approx 2r\gamma. \quad (1.20)$$

Расстояние от  $S_1$  и  $S_2$  до экрана

$$L = KO_1 = KO + b = r \operatorname{Cos} \gamma + b \approx r + b \quad (1.21)$$

(в силу того, что угол  $\gamma$  мал,  $\operatorname{tg} \gamma \approx \gamma$ ,  $\operatorname{Cos} \gamma \approx 1$ ).

$$CD = 2b \cdot \operatorname{tg} \gamma \approx 2b\gamma \quad (1.22)$$

## **1.5. Интерференция света в тонких плёнках**

В рассмотренных ранее случаях интерференция наблюдалась от точечных источников света. В естественных условиях чаще всего наблюдается интерференция от протяжённого источника, которым служит рассеянный дневной свет.

Случай подобного рода имеет место при освещении тонких прозрачных плёнок. Необходимое для образования двух когерентных волн расщепление световой волны происходит в результате отражения её от верхней и нижней поверхностей плёнки.

Явление это, известное под названием “цветов тонких плёнок”, легко наблюдается на мыльных пузырях, на тончайших плёнках бензина, плавающих на поверхности воды, на плёнках прозрачных окислов, появляющихся на поверхности стекла или металла.

Когда на тонкую прозрачную плёнку падает световая волна, она частично отражается от её верхней поверхности, частично проходит внутрь плёнки и от нижней поверхности опять частично отражается, а частично выходит из плёнки. В результате многократного отражения и преломления падающая на плёнку волна разделяется на ряд волн, отражённых и преломлённых. При наложении они интерферируют. Для наблюдения интерференционной картины нужно использовать собирающую линзу, или роль линзы может выполнять хрусталик нашего глаза.

### **1.5.1. Интерференция в отраженном свете**

Рассмотрим расчёт интерференционной картины, наблюдаемой в отражённом свете.



На тонкую прозрачную плоскопараллельную плёнку толщиной  $h$  и с показателем преломления  $n$  падает плоская волна под углом  $\alpha$  (рис 1.9). Изобразим волну одним лучом. В результате отражения от верхней и

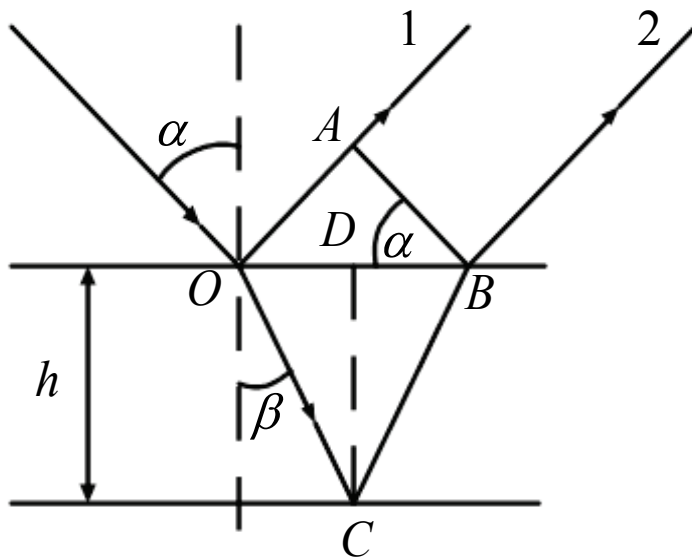


Рис. 1.9

нижней поверхностью плёнки волна разделится на две когерентные волны, изображённые лучами 1 и 2. Лучи, полученные в результате трех, пяти и более кратного отражения, имеют малую интенсивность и в расчёт приниматься не будут. Определим оптическую разность хода лучей 1 и

2. Для этого проведём фронт отражённой волны – плоскость  $AB$ , перпендикулярную лучам 1 и 2. Начиная с фронта  $AB$ , никакой разности хода между этими лучами не появляется. Найдём оптические пути лучей 1 и 2 (от точки  $O$  до фронта волны  $AB$ ). Первый луч проходит расстояние  $OA$  в воздухе с  $n_0 = 1$ , поэтому его оптический путь равен геометрическому пути. Кроме того, нужно учесть, что первый луч в точке  $O$  отражается от границы раздела двух сред. В теории электромагнитных волн доказывается, что при отражении волны от среды с большим показателем преломления фаза волны меняется на противоположную, что эквивалентно изменению оптического пути на  $\frac{\lambda}{2}$ . Поэтому оптический путь первого луча

$$S_1 = OA + \frac{\lambda}{2}.$$

Второй луч проходит расстояние  $OC + CB$  ( $OC = CB$ ) в среде с показателем преломления  $n$ , а в точке  $C$  отражается от среды с меньшим показателем преломления. При этом фаза волны не меняется. Оптический путь второго луча  $S_2 = (OC + CB)n$ .

Оптическая разность хода лучей  $\Delta = S_2 - S_1 = (OC + CB)n - OA - \frac{\lambda}{2}$ .

Рассмотрим треугольник  $OAB$ .

$$OA = OB \cdot \sin \alpha = 2OD \cdot \sin \alpha.$$

Из треугольника  $OCD$ :  $OD = h \cdot \operatorname{tg} \beta$ ;  $OC = \frac{h}{\cos \beta}$ ,

где  $\beta$  – угол преломления.

Тогда

$$\Delta = \frac{2h}{\cos \beta} n - 2h \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot \sin \alpha - \frac{\lambda}{2}. \quad (1.23)$$

По закону преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \text{ откуда } \sin \alpha = n \sin \beta.$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sin \beta}{\cos \beta}.$$

Подставим выражения для  $\sin \alpha$  и  $\operatorname{tg} \beta$  в (1.23).

$$\Delta = \frac{2hn}{\cos \beta} - \frac{2hn \sin^2 \beta}{\cos \beta} - \frac{\lambda}{2} = 2hn \cos \beta - \frac{\lambda}{2}. \quad (1.24)$$

$$\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

Окончательно, оптическая разность хода лучей 1 и 2 равна:

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (1.25)$$

### 1.5.2. Интерференция в проходящем свете

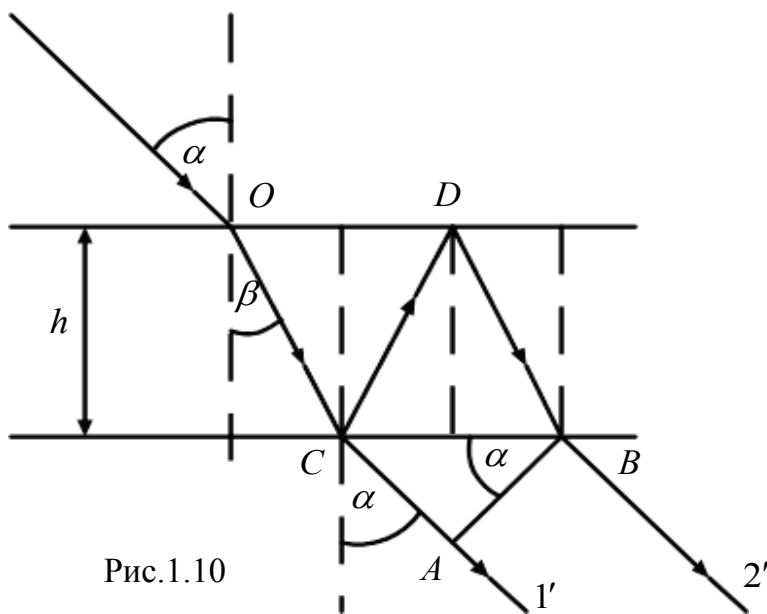


Рис.1.10

Проведём расчёт интерференционной картины, наблюдаемой при наложении волн, проходящих через плёнку (рис 1.10). Изобразим их лучами 1' и 2' и найдём

оптическую разность хода. Оптический путь луча 1' равен

$$S_1' = OC \cdot n + CA, \text{ второго луча } 2' - S_2' = (OC + CD + DB) \cdot n.$$

В точках  $C$  и  $D$  волна отражается от среды с меньшим показателем преломления, потери полуволны  $\frac{\lambda}{2}$  не происходит.

После преобразований

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}. \quad (1.26)$$

Если на поверхность плёнки направить белый свет, то плёнка в отражённом свете будет окрашена в такой цвет, для длины волны которого выполняется условие максимума:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

В проходящем свете плёнка будет окрашена в цвет, для длины волны которого в отражённом свете выполняется условие минимума:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}.$$

### 1.5.3. Интерференция в рассеянном свете (полосы равного наклона)

Выясним, какая интерференционная картина будет наблюдаться при падении на пленку расходящегося пучка лучей. Например, при освещении пленки сферической монохроматической волной. Рассмотрим два произвольных луча, падающих на поверхность пленки под разными углами  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (рис. 1.11).

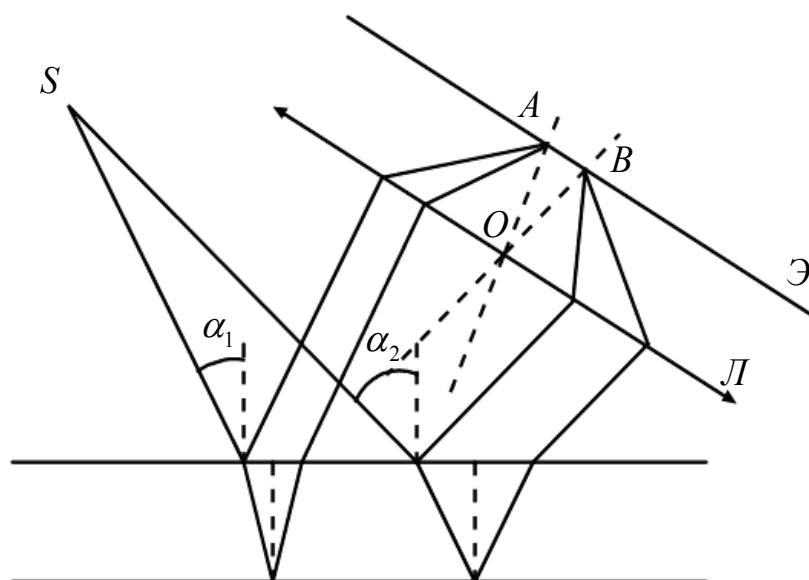


Рис. 1.11

Вследствие отражения от верхней и нижней поверхностей пленки каждый луч разделяется на два когерентных луча. Для каждой пары лучей оптическая разность хода определяется по формуле (1.25). Поскольку углы  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  разные, оптическая разность хода для каждой пары лучей тоже будет разной. Для наблюдения интерференционной картины на пути отраженных лучей нужно поместить собирающую линзу, а в её фокальной плоскости – экран. Лучи, параллельные между собой, будут пересекаться в побочном фокусе линзы.

Положение побочного фокуса определяется как точка пересечения с фокальной плоскостью побочной оптической оси, проходящей через оптический центр линзы  $O$  параллельно лучам. Первая пара лучей будет пересекаться в точке  $A$ , вторая – в точке  $B$ . Поскольку оптическая разность хода лучей разная, то и интенсивность света в точках  $A$  и  $B$  будет разной. Однако в сферической волне имеется множество лучей, падающих на пленку под одним и тем же углом  $\alpha$ . Они расположены по поверхности конуса. Условия интерференции для таких лучей будут одинаковыми. На экране появится совокупность точек с одинаковой освещенностью. Эти точки образуют интерференционную полосу, которая называется полосой равного наклона. Лучи, падающие на пленку под другим углом, образуют

на экране совокупность точек с другой, но тоже одинаковой освещенно-

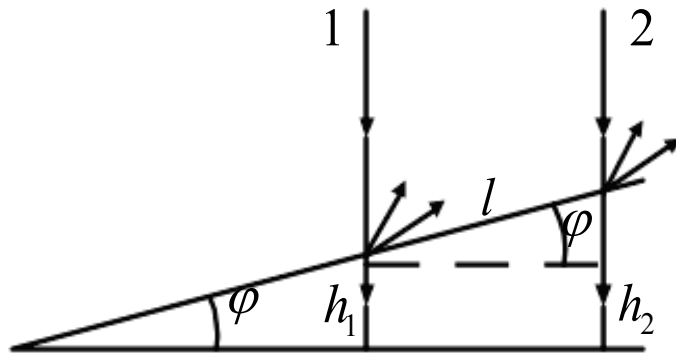


Рис. 1.12

стью. Интерференционная картина будет иметь вид чередующихся светлых и темных полос.

Если линза расположена параллельно поверхности пленки, то полосы равного наклона имеют форму окружностей. При наклонном положении

линзы – форму эллипса.

### 1.6. Полосы равной толщины (интерференция на клине)

Интерференцию света можно наблюдать и в плёнках, толщина которых неодинакова в разных местах. Простейшим примером такого типа плёнки служит плёнка в виде плоского клина с малым преломляющим углом  $\varphi$  между верхней и нижней гранями.

Пусть на поверхность такого клина, перпендикулярно к ней, падает плоская волна монохроматического света.

Клин изготовлен из вещества с показателем преломления  $n$ . Рассмотрим два луча 1 и 2 (рис. 1.12). Вследствие отражения от верхней и нижней граней клина каждый из них разделяется на два когерентных луча, которые затем интерферируют. При малом преломляющем угле клина  $\varphi$  оптическая разность хода для каждой пары лучей с достаточной точностью может быть вычислена по той же формуле, что и для тонкой плёнки

$$\Delta_1 = 2h_1n - \frac{\lambda}{2}, \quad (1.27)$$

$$\Delta_2 = 2h_2n - \frac{\lambda}{2},$$

где  $h_1$  и  $h_2$  – толщина клина в местах падения на неё лучей 1 и 2. Оптическая разность хода для каждой пары лучей будет разной и результаты их интерференции тоже будут разными. Но в параллельном пучке лучей имеется множество таких, для которых толщина клина имеет одно и то же значение. В результате их интерференции появляется совокупность точек с одинаковой освещённостью. Они образуют интерференционную полосу, называемую полосой равной толщины.

В рассматриваемом примере полосы равной толщины имеют вид чередующихся тёмных и светлых полос, параллельных ребру клина. Найдём расстояние между соседними одинаковыми полосами. Предположим, что в местах падения лучей 1 и 2 наблюдаются две соседние светлые полосы  $m$ -го и  $(m+1)$ -го порядков (рис. 1.12). Тогда

$$\begin{aligned}\Delta_1 &= m\lambda, \\ \Delta_2 &= (m+1)\lambda.\end{aligned}\tag{1.28}$$

Из равенств (1.27) с учетом (1.28) найдём  $(h_2 - h_1)$

$$h_2 - h_1 = \frac{\lambda}{2n}.$$

Как видно из рисунка 1.12  $h_2 - h_1 = l \cdot \sin\varphi$ ,

где  $l$  – расстояние между соседними светлыми полосами. Так как угол  $\varphi$  мал, то  $\sin\varphi \approx \varphi$ .

Тогда

$$l = \lambda/2\pi\varphi.\tag{1.29}$$

### 1.7. Кольца Ньютона

Классический эксперимент по изучению полос равной толщины был поставлен Ньютоном. Он наблюдал кольцевые интерференционные полосы, которые возникали при падении света на систему, состоящую из плоскопараллельной стеклянной пластинки и плосковыпуклой линзы с большим радиусом кривизны.

Между линзой и пластинкой образуется воздушный зазор, имеющий форму клина. Вблизи места соприкосновения линзы с пластинкой угол клина достаточно мал. Рассмотрим случай, когда плоская монохроматическая волна падает нормально на установку. Проследим путь одного из лучей в отраженном свете (рис. 1.13). Часть света отражается от верхней грани воздушного клина, часть проходит дальше, отражается от поверхности пластины и возвращается назад. Образуются два когерентных луча 1 и 2. Оптический путь первого луча  $S_1 = 0$ . Оптический путь второго

$S_2 = 2hn + \frac{\lambda}{2}$ . Их оптическая разность хода,

$$\Delta = S_2 - S_1 = 2hn + \frac{\lambda}{2}, \quad (1.30)$$

где  $n$  – показатель преломления среды, заполняющей пространство между линзой и пластинкой.

Если в точке падения луча наблюдается максимум интерференции, то

$$\Delta_1 = 2m \frac{\lambda}{2}. \quad (1.31)$$

Если минимум, то

$$\Delta_2 = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (1.32)$$

Из треугольника  $OAC$  можно найти радиус кольца

$$r_m^2 = R^2 - (R - h)^2 = 2Rh \quad (1.33)$$

(с учётом того, что  $h \ll R$ ). Из формул (1.30 - 1.35) радиус светлого кольца

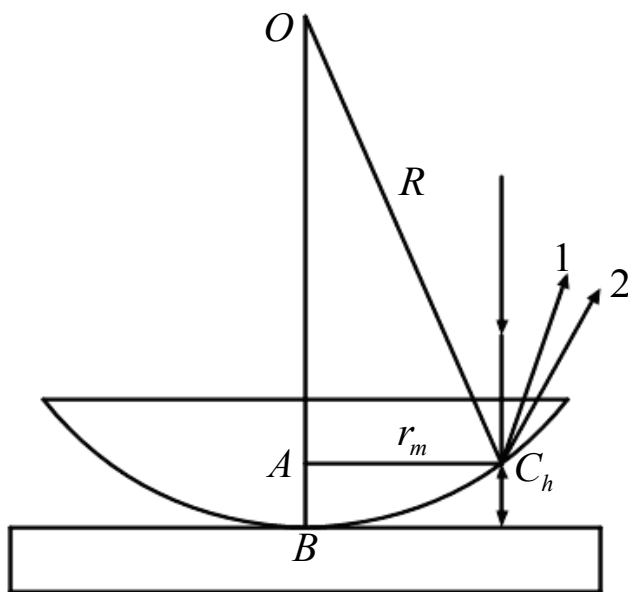


Рис. 1.13

$$r_m = \sqrt{\frac{(2m+1)R\lambda}{2n}} . \quad (1.34)$$

Радиус тёмного кольца

$$r_m = \sqrt{\frac{m\lambda R}{n}} . \quad (1.35)$$

Из формул (1.34) и (1.35) видно, что радиусы светлых и темных колец зависят от длины волны света  $\lambda$ . Поэтому при падении на установку белого света вместо каждого светлого кольца будет наблюдаться совокупность цветных колец от фиолетового до красного цвета.

## **1.8. Практическое применение явления интерференции света**

Явление интерференции света широко используется в различных технических задачах.

### **1.8.1. Для контроля качества обработки поверхности**

Исследуемая пластинка накладывается на контрольную пластинку с поверхностью известного рельефа и между ними создаётся воздушный клин. Сверху систему освещают светом от ртутной дуги и в отражённом свете наблюдают полосы равной толщины. Если поверхность исследуемой пластинки идеально плоская, то полосы параллельны между собой. Дефекты поверхности приводят к искривлению полос.

### **1.8.2. Для проверки степени параллельности плоских прозрачных пластинок**

При освещении пластинки расходящимся пучком лучей и при расположении линзы параллельно пластинке интерференционные полосы должны иметь вид концентрических окружностей. Изменение толщины пластинки на величину порядка  $10^{-8}$  м приводит к искажению формы колец.

### **1.8.3. Для улучшения качества оптических приборов**



В современных оптических устройствах объективы состоят из большого количества линз. При прохождении света через такую систему доля света, отражённого от поверхностей линз, составляет заметную величину. Это приводит к уменьшению интенсивности проходящего света в два и более раз. Возникает важная задача – уменьшить отражение света от оптических поверхностей. Для этого поверхность линзы покрывают тонкой прозрачной плёнкой определённой толщины с определённым показателем преломления. Эти величины  $d$  и  $n$  подбираются таким образом, чтобы в

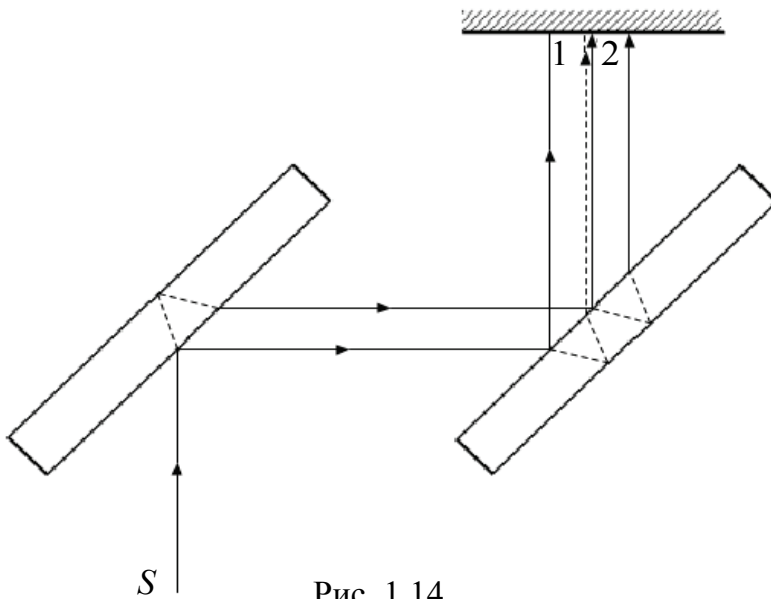


Рис. 1.14

результате интерференции в отражённом свете наиболее чувствительная область спектра (для визуальных наблюдений – зелёная, для фотографирования – фиолетовая) оказалась максимально ослабленной.

Если толщина

плёнки  $d = \lambda/4n$  и показатели преломления плёнки  $n$  и материала линзы  $n_L$  связаны соотношением  $n = \sqrt{n_L}$ , то суммарная интенсивность отражённого света оказывается равной нулю, соответственно увеличивается интенсивность проходящего света, линза, таким образом, «просветляется».

#### 1.8.4. Для точного измерения показателя преломления вещества или регистрации изменений в величине показателя преломления.

Приборы, служащие для этих целей, называются интерференционными рефрактометрами. Примером такого рефрактометра служит интерферометр Жамена (рис. 1.14). Он состоит из двух одинаковых плоскопараллельных пластин. В результате отражения света от верхней и нижней

граней пластинок появляется несколько лучей. Лучи 1 и 2 интерферируют. На пути одного из них помещают кювету с веществом, показатель преломления которой надо определить. Оптическая разность хода лучей меняется на величину  $h(n-1)$ , где  $h$  – толщина кюветы. Это приводит к смещению интерференционной картины на  $N$  полос

$$h(n-1) = N\lambda. \quad (1.36)$$

Отсюда можно рассчитать показатель преломления вещества  $n$ .

### 1.8.5. Для очень точного определения малых длин

Для этой цели используется интерферометр Майкельсона. Упрощённая схема такого интерферометра имеет вид, показанный на рисунке 1.15.

Вертикальный луч монохроматического света от источника  $S$  падает под углом  $45^\circ$  на пластину  $A$ , верхняя поверхность которой покрыта тонким полупрозрачным слоем серебра. Часть света отражается от этого слоя, часть проходит сквозь него (лучи 1 и 2). Луч 1 отражается от зеркала  $Z_1$  и частично проходит сквозь пластинку  $A$  (луч  $1'$ ). Луч 2 проходит сквозь пластинку  $B$ , параллельную пластинке  $A$ , отражается от зеркала  $Z_2$ , возвращается назад и отражается от слоя серебра (луч  $2'$ ).

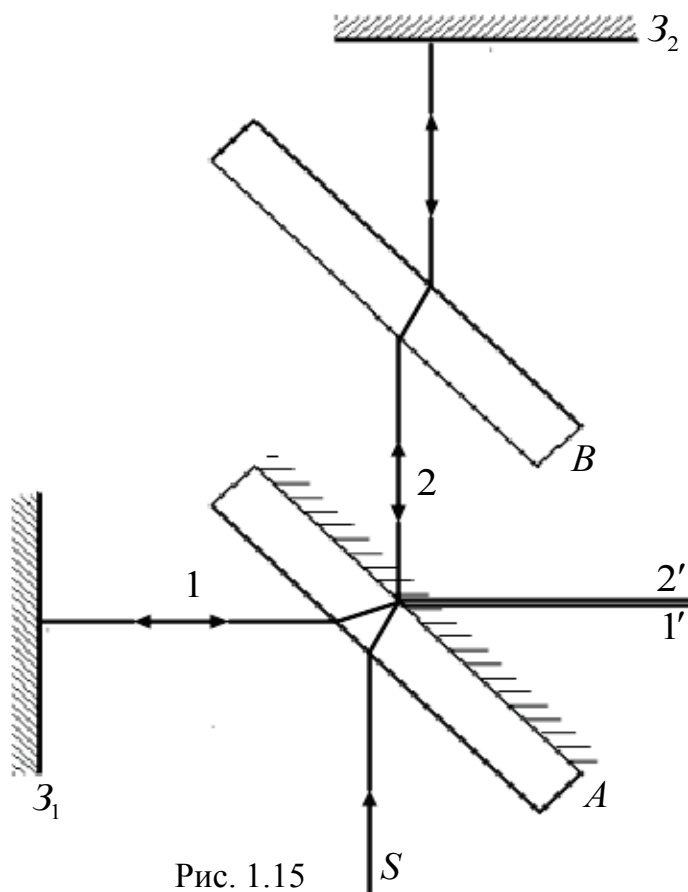


Рис. 1.15

Лучи  $1'$  и  $2'$  интерферируют. Смещение одного из зеркал приводит к смещению интерференционных полос. По этому смещению можно определить величину перемещения зеркала и очень точно измерить малые длины. Погрешность при измерении длины с помощью интерферометра Майкельсона составляет  $10^{-8}$  мм.

## Глава 2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Огибание волнами препятствий или отверстий, встречающихся на их пути, получило название дифракции.

Явление дифракции так же характерно для волновых процессов, как и явление интерференции.

## 2.1. Принцип Гюйгенса

Основоположником волновой теории света считается голландский физик Христиан Гюйгенс. В 1690 году он предложил простой способ, позволяющий найти положение фронта волны в любой момент времени  $t+\Delta t$  по его известному положению в момент времени  $t$ .

**Принцип Гюйгенса** гласит: каждая точка, до которой доходит световое возмущение, сама становится источником вторичных полусферических волн, огибающая которых представляет собой фронт распространяющейся волны.

Пусть, например, плоская волна встречает на своем пути экран со щелью (рис. 2.1). Как только волна доходит до щели, каждая точка открытой части волнового фронта становится источником вторичных полусферических волн. Огибающая этих волн дает новое положение фронта волны.

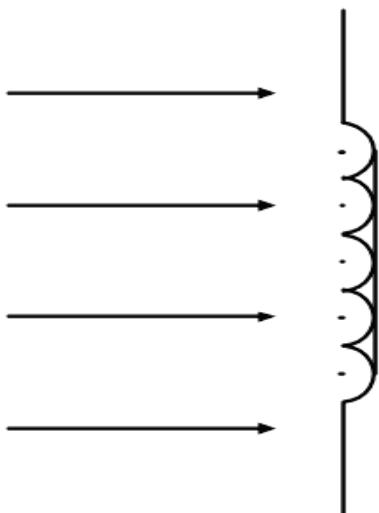


Рис. 2.1

Принцип Гюйгенса позволил объяснить законы отражения и преломления света и возникновение дифракции света. Однако этот принцип не позволял произвести количественный расчет дифракционной картины, т.е. найти интенсивность волн, распространяющихся в различных направлениях.

Кроме того, принцип Гюйгенса не позволял ответить на вопрос, как согласовать явление дифракции с наблюдаемым на опыте прямолинейным распространением света.

## 2.2. Принцип Гюйгенса – Френеля

Недостаток теории Гюйгенса был устранен французским физиком Огюстом Френелем.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных полусферических волн. Усовершенствованный таким образом принцип стал называться **принципом Гюйгенса – Френеля**. Пусть, например, сферическая поверхность  $S$  представляет собой положение волнового фронта в некоторый момент времени (рис. 2.2). Вторичные волны, идущие от этого фронта волны, налагаются друг на друга и интерферируют.

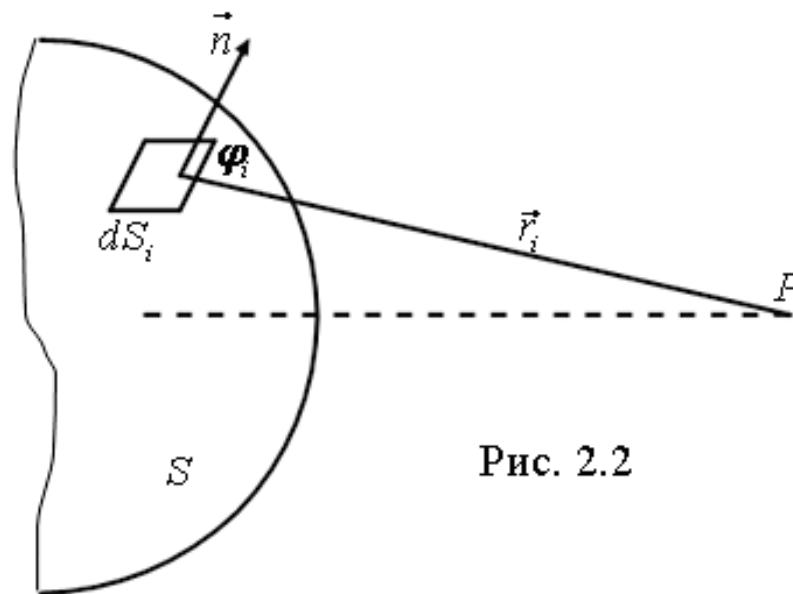


Рис. 2.2

Чтобы рассчитать результат их интерференции в произвольной точке  $P$ , нужно знать, с какими амплитудами и фазами волны приходят в эту точку.

Френель предложил разбить фронт волны на элементарные участки площадью  $dS_i$  и каждый такой участок рассматривать как самостоятельный источник вторичной волны. Амплитуда, с которой вторичная волна приходит в точку наблюдения  $P$ , прямо пропорциональна площади участка  $dS_i$ , обратно пропорциональна расстоянию от участка до рассматриваемой точки  $r_i$ , а также зависит от угла  $\varphi_i$  между нормалью  $\vec{n}$  к данному участку  $dS_i$  и направлением  $r_i$  на рассматриваемую точку.

С увеличением  $\varphi_i$  амплитуда волны убывает, стремясь к нулю при стремлении  $\varphi_i$  к  $\pi/2$ .

Фаза волны зависит от расстояния  $r_i$ , которое проходит волна до точки наблюдения  $P$ .

Если  $E_0$  – амплитуда колебаний вектора  $E$  в электромагнитной волне, то колебание, дошедшее в виде волны до точки наблюдения на экране, запишется в виде

$$dE_p = B(\varphi) \frac{E_0 \cdot dS}{r} \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}). \quad (2.1)$$

Амплитуда волны уменьшается обратно пропорционально расстоянию  $r$ , так как волна является сферической.

Волны, пришедшие от всех элементов  $dS_i$ , накладываясь, дают на экране интерференционную картину. Амплитуду результирующего колебания, возбуждаемого в точке  $P$  вторичными световыми волнами, можно получить интегрированием выражения (2.1) по всем элементам поверхности  $S$ :

$$E_p = \int_S B(\varphi) \cdot \frac{E_0 \cdot dS}{r} \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}). \quad (2.2)$$

Множитель  $B(\varphi)$  зависит от значения угла  $\varphi$  между нормалью  $n$  (волновым вектором  $\vec{k}$ ) к элементам  $dS$  и радиусом – вектором  $\vec{r}$  от элемента  $dS$  до точки наблюдения  $P$ . Величина  $B$  имеет максимальное значение, равное единице, для угла  $\varphi = 0$  и минимальное значение, равное нулю, для  $\varphi = \pi/2$ . В общем случае, когда фронт волны имеет произвольную форму, определение амплитуды результирующей волны представляет собой чрезвычайно трудную задачу.

Но в некоторых частных случаях этот принцип позволил объяснить ряд дифракционных явлений, а также устранить одно из основных затруднений волновой теории света, показав, как согласуется явление дифракции с законом прямолинейного распространения света.

### 2.3. Метод зон Френеля. Прямолинейность распространения света

Первой задачей, которую должен был решить Френель, явилась задача о прямолинейном распространении света. Френель решил эту задачу, применив чрезвычайно наглядный приём, получивший название **метода зон Френеля**. Рассмотрим этот метод.

Пусть в однородной среде от точечного источника  $S$  распространяется световая сферическая волна. В центре экрана (рис. 2.3) в точке  $P$  определим амплитуду результирующего колебания, возбуждаемого этой волной.

Фронт волны симметричен относительно прямой, соединяющей источник света  $S$  с точкой наблюдения  $P$ . Он разбивается на кольцевые зоны следующим образом. К расстоянию  $OP = b$  добавляется отрезок, равный половине длины волны ( $\lambda/2$ ), и из точки  $P$  радиусом  $b_1 = b + \lambda/2$  на фронте волны проводится окружность. Получается первая зона. Затем к расстоянию  $b_1$  добавляется еще  $\lambda/2$  и радиусом  $b_2 = b + 2\lambda/2$  из точки  $P$  на фронте волны проводится следующая окружность. Получается еще одна зона и т.д. Зона с номером  $m$  проводится радиусом  $b_m = b + m\lambda/2$ .

Благодаря такому построению зон расстояния от краев двух соседних зон до точки наблюдения  $P$  отличаются на  $\lambda/2$ .

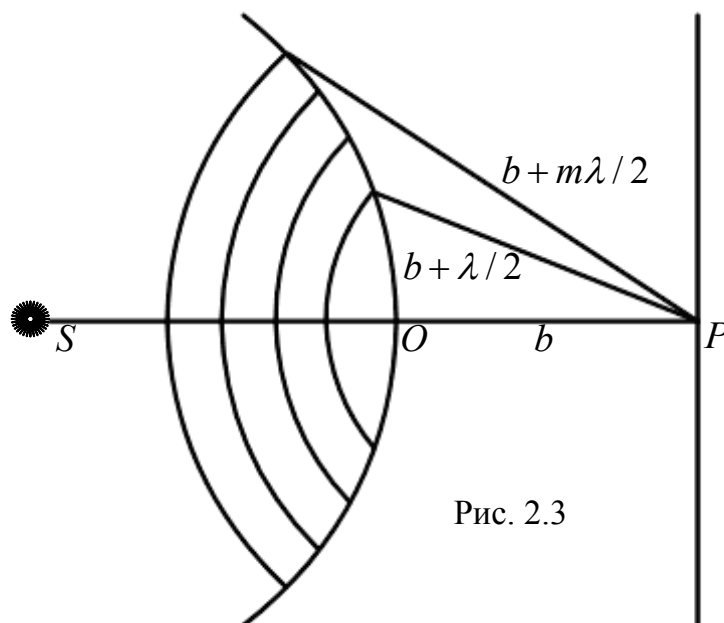


Рис. 2.3

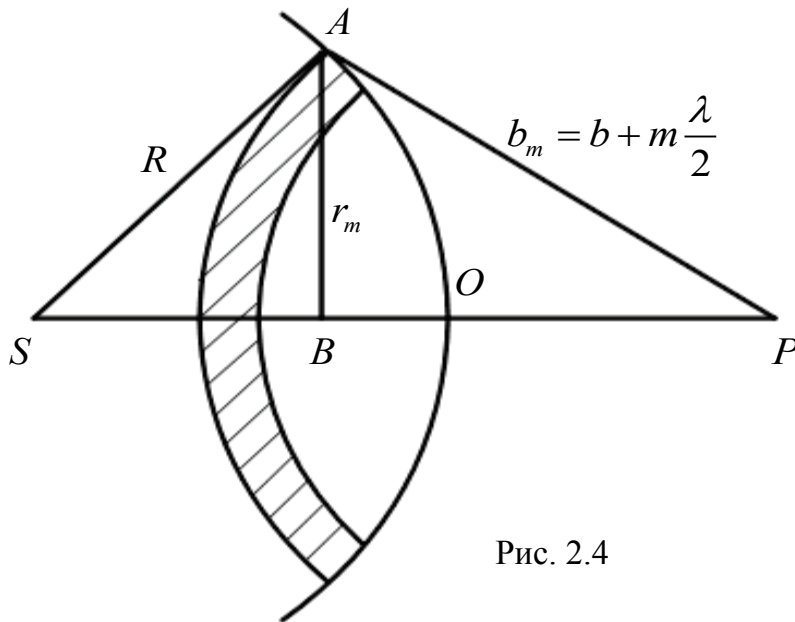
Каждая зона рассматривается как самостоятельный источник вторичной волны. Разность хода волн, приходящих в точку  $P$  от двух соседних зон, равна  $\lambda/2$ . Это значит, что волны будут иметь в точке  $P$  противоположные фазы. Поэтому амплитуда результирующего колебания, вызванного совместным действием двух соседних зон в точке  $P$ , будет равна разности амплитуд колебаний, возбуждаемых каждой зоной в отдельности.

Тогда амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого всеми зонами волнового фронта, будет определяться выражением

$$E_{0\text{рез}} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - \dots \quad (2.3)$$

Амплитуда колебания, возбуждаемого в точке  $P$  волной, приходящей от отдельной  $m$ -зоны, согласно принципу Гюйгенса – Френеля зависит от площади 0 зоны  $\Delta S_m$ , от расстояния  $b_m$  и угла  $\varphi_m$  между нормалью, восстановленной к соответствующей зоне, и направлением  $b_m$  на точку наблюдения.

Определим площадь  $m$ -ной зоны. Обозначим радиус  $m$ -ной зоны  $AB$  как  $r_m$ , высоту сферического сегмента  $OB$  как  $h_m$  (рис. 2.4).



Из  
ников  $SAB$

Рис. 2.4

треуголь-  
и  $ABP$

$$r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2 = 2Rh_m - h_m^2, \quad (2.4)$$

$$r_m^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2 = bm\lambda + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - 2bh_m - h_m^2.$$

Приравняем правые части этих выражений:

$$2Rh_m - h_m^2 = bm\lambda - 2bh_m - h_m^2.$$

Членом, содержащим  $\lambda^2$  пренебрегаем ввиду его малости. Получим:

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(R+b)}. \quad (2.5)$$



Подставим (2.5) в (2.4) и, пренебрегая  $h_m^2$ , получим радиус  $m$ -ной кольцевой зоны

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

Площадь кольцевой зоны

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}, \quad (2.7)$$

где  $S_{m-1}$  и  $S_m$  – площади  $(m-1)$ -го и  $m$ -го сферических сегментов.

Площадь  $m$ -го сферического сегмента

$$S_m = 2\pi R h_m. \quad (2.8)$$

Подставим (2.8) и (2.5) в (2.7):

$$\Delta S_m = 2\pi R(h_m - h_{m-1}) = 2\pi R \frac{b\lambda}{2(R+b)} [m - (m-1)], \text{ т.е.}$$

$$\Delta S_m = \frac{\pi R b \lambda}{R+b}. \quad (2.9)$$

Из формулы (2.9) следует, что площади кольцевых зон с точностью до членов, содержащих  $\lambda^2$ , не зависят от номера зоны, т.е. одинаковы.

Расстояние  $b_m$  от края зоны до точки наблюдения и угол  $\varphi_m$  увеличиваются с увеличением номера зоны. Это означает, что с увеличением номера зоны амплитуда колебания, возбуждаемого в точке  $P$  этой зоной, убывает

$$E_{01} > E_{02} > \dots$$

Если длина волны  $\lambda$  мала по сравнению с  $b$  и  $b_m$ , а это всегда имеет место для световых волн, то с достаточным приближением ряд чисел  $E_{01}, E_{02}, \dots$  можно рассматривать как арифметическую прогрессию. И тогда для амплитуд  $E_{0,m-1}$ ,  $E_{0,m}$  и  $E_{0,m+1}$  будет справедливо соотношение

$$\frac{E_{0,m-1}}{2} + \frac{E_{0,m+1}}{2} = E_{0m}. \quad (2.10)$$

Выражение (2.3) для результирующей амплитуды можно переписать так:

$$E_{0_{рез}} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2}\right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2}\right) + \dots$$

Согласно условию (2.10) выражения в скобках будут равны нулю. Тогда

$$E_{0рез} = \frac{E_{01}}{2}. \quad (2.11)$$

Это означает, что амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке  $P$  полностью открытым сферическим фронтом, равна половине амплитуды колебания, возбуждаемого одной лишь центральной зоной.

Пользуясь формулой (2.6) оценим размеры этой зоны для зеленого света. Если принять  $b = R = 1$  м, а  $\lambda = 500$  нм, то  $r_1 \sim 0,5$  мм.

Следовательно, свет от точечного источника  $S$  распространяется как бы в пределах узкого прямого канала, т.е. практически прямолинейно.

#### 2.4. Дифракция от круглого отверстия и круглого экрана

Метод зон Френеля позволил решить ряд задач по дифракции света.

В качестве примера рассмотрим случай дифракции от круглого отверстия.

Сферическая световая волна встречает на своем пути непрозрачный экран с круглым отверстием радиуса  $r_0$ .

Экран расположен так, что перпендикуляр, опущенный из источника света  $S$  на плоскость экрана, попадает в центр отверстия (рис. 2.5).

Дифракционная картина наблюдается на экране  $\mathcal{E}$ , расположенном параллельно плоскости отверстия.

В рассматриваемом случае открытым будет не весь фронт волны, а только та его часть, которая совпадает с отверстием. Построим на этой части волнового фронта зоны Френеля. Предположим, что число этих зон равно  $m$ .

Тогда амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке  $P$  вторичными световыми волнами, определится выражением

$$E_{0рез} = E_{01} - E_{02} + \dots \pm E_{0m}, \quad (2.12)$$

где знак “+” соответствует нечетному значению  $m$ , а “-” – четному.

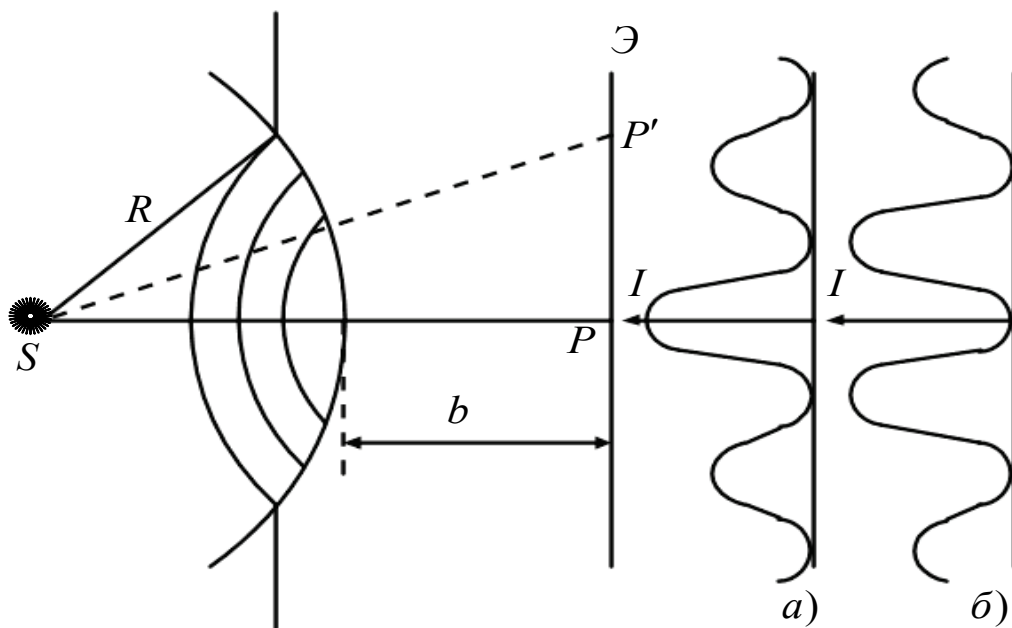


Рис. 2.5

Преобразуем выражение (2.12):

$$E_{0\text{рез}} = \frac{E_{01}}{2} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \dots \pm \frac{E_{0m}}{2}. \quad (2.13)$$

Из рассуждений, приведенных в предыдущем параграфе, следует, что выражения в скобках равны нулю.

Поэтому

$$E_{0\text{рез}} = \frac{E_{01}}{2} + \frac{E_{0m}}{2}, \text{ когда } m - \text{нечетное} \quad (2.14)$$

и

$$E_{0\text{рез}} = \frac{E_{01}}{2} - \frac{E_{0m}}{2}, \text{ когда } m - \text{четное}. \quad (2.15)$$

Число зон на открытой части волнового фронта можно определить, исходя из того, что радиус  $m$ -ной зоны совпадает с радиусом отверстия

$$r_m = r_0. \quad (2.16)$$

Подставим выражение (2.6) в (2.16) и возведем обе части равенства в квадрат

$$m \frac{Rb\lambda}{R+b} = r_0^2. \quad (2.17)$$

Преобразуем это соотношение к виду

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left( \frac{1}{b} + \frac{1}{R} \right). \quad (2.18)$$

Таким образом, число зон на открытой части волнового фронта зависит от соотношения между радиусом отверстия  $r_0$  и длиной волны  $\lambda$ , а также от расстояний  $b$  и  $R$ .

Если  $r_0^2$  того же порядка, что и  $\lambda$ , число зон  $m$  будет мало. Число зон может быть мало и при значительных размерах отверстия, если только  $R$  и  $b$  достаточно велики.

При малых значениях  $m$  амплитуды колебаний, возбуждаемых в точке  $P$  первой и  $m$ -ой зонами мало отличаются друг от друга

$$E_0 \approx E_{0m}.$$

Тогда, согласно формулам (2.14) и (2.15) при нечетном числе зон  $m$

$$E_{0p} = E_{01},$$

а при четном  $m$

$$E_{0p} = 0.$$

Это означает, что в случае, когда размеры отверстия малы ( $m$  – мало), на экране будет наблюдаться дифракционная картина, в центре которой будет светлое или темное пятно в зависимости от числа зон, укладывающихся в отверстии. При четном числе зон в центре будет темное пятно, при нечетном – светлое.

В других точках экрана будет наблюдаться та или иная освещенность в зависимости от их расстояния до центра экрана.

Рассмотрим, например, точку  $P'$  (рис. 2.5). Для нее прямая  $SP'$  не является осью симметрии открытой части фронта волны. Ограниченная краями отверстия картина зон Френеля для точки  $P'$  имеет вид, показанный на рисунке 2.6. Нечетные зоны заштрихованы. Зоны частично закрыты непрозрачным экраном. Поэтому действие этих зон в точке  $P'$  определяется не только их числом, но и тем, какая часть каждой из зон открыта. Точный подсчет амплитуды результирующего колебания в точке  $P'$  сложен, но ясно, что при удалении от центра дифракционной картины периодически встречаются места с большей или меньшей освещенностью.

Если действие открытых частей нечетных зон перевесит действие открытых частей четных зон (или наоборот), то в точке  $P'$  будет наблюдаться максимум интенсивности, только более слабый, чем в центре картины.



Рис. 2.6

Если действие открытых частей четных и нечетных зон взаимно компенсируется, то наблюдается минимум интенсивности.

Из соображений симметрии очевидно, что вся картина будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центром в точке  $P$ . Чем дальше точка  $P'$  находится от точки  $P$ , тем слабее интенсивность максимума.

Зависимость интенсивности  $I$  света от расстояния  $r$  от центра дифракционной картины изображена на рисунке 2.5а ( $m$  – нечетное) и 2.5б ( $m$  – четное).

При больших размерах отверстия  $r_0^2 \gg \lambda$  число зон Френеля, укладываемых на открытой части фронта волны, велико, поэтому  $E_{01} \gg E_{0m}$ .

Из равенства (2.13) следует, что в этом случае

$$E_{0рез} = \frac{E_{01}}{2} .$$

То есть, результат получается такой же, как и для полностью открытого волнового фронта – свет распространяется прямолинейно.

Пользуясь методом зон Френеля, нужно всегда иметь в виду, что он является лишь приближенным расчетным приемом, заменяющим строгое решение задачи.

Отыскание точных решений связано со столь большими математическими трудностями, что пока они найдены лишь для некоторых простейших случаев дифракции.

Из теории Френеля можно получить еще ряд замечательных, иногда парадоксальных следствий. Одно из них – возможность использования в роли собирающей линзы зонной пластинки.

Если на пути монохроматической световой волны поместить пластинку, на которой в месте расположения всех четных зон нанесены концентрические кольца из непрозрачного материала, то в точку наблюдения будут приходить колебания только от нечетных зон, происходящие в одной и той же фазе:

$$E_{0\text{рез}} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots + E_{0(2k+1)}.$$

В результате интерференции этих колебаний должен возникнуть максимум: освещенность в точке  $P$  должна значительно возрасти, после того как почти половина площади отверстия будет закрыта непрозрачным экраном!

Опыт полностью подтверждает правильность этого предположения. Действие зонной пластинки не опровергает, как это может показаться, закона сохранения энергии. Закрывание половины зон непрозрачным экраном сопровождается не только увеличением амплитуды световых колебаний в точке наблюдения, но и одновременно уменьшением амплитуды световых колебаний в других точках, т. е. зонная пластинка действует подобно собирающей линзе. Полная энергия светового потока, проходящего через зонную пластинку, равна лишь половине энергии светового потока, который проходит через отверстие в отсутствие этой пластинки.

Второе замечательное следствие теории Френеля – предсказание существования светлого пятна в области геометрической тени от непрозрачного круглого экрана. Если на пути распространения света от точечного источника поместить небольшой непрозрачный экран, закрывающий одну или несколько зон, то чтобы найти освещенность в центре области геометрической тени, нужно рассчитать результат сложения волн от всех оставшихся незакрытыми зон. В центре геометрической тени всегда должно быть светлое пятно, освещенность которого равна освещенности, создаваемой половиной первой незакрытой зоны Френеля, отсчитываемой от края экрана.

На это следствие из теории Френеля обратил внимание С. Пуассон. Считая это предсказание противоречащим здравому смыслу, он привел его в качестве довода против теории Френеля. Однако Д. Араго специально поставил опыт, в котором доказал реальность существования светлого пятна в центре геометрической тени, и этот результат из довода против теории Френеля превратился в один из веских аргументов в ее пользу.

Для наблюдения светлого пятна в области геометрической тени необходимо, чтобы непрозрачный экран перекрывал небольшое число зон Френеля (одну – две), а размеры неровностей на краю его поверхности не превышали длины световой волны. Распределение интенсивности света на экране будет аналогично, показанному на рисунке 2.5а.

## 2.5. Дифракция света от одной щели

Рассмотренные ранее случаи дифракции можно наблюдать без помощи каких-либо оптических приборов.

Иной способ наблюдения дифракции предложил Фраунгофер.

Схема наблюдения дифракции Фраунгофера представлена на рисунке 2.7. Точечный источник света  $S$  расположен в фокальной плоскости собирающей линзы  $L_1$ .

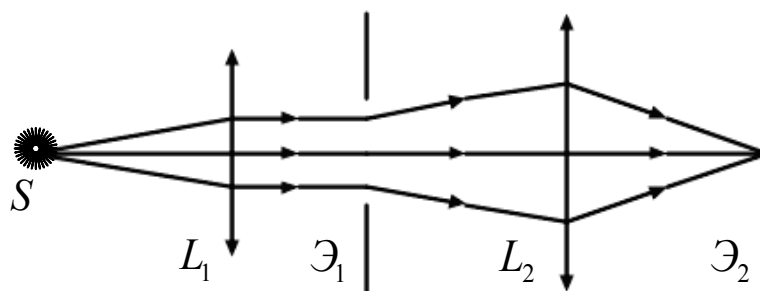


Рис. 2.7

Из линзы выходит параллельный пучок лучей, на пути которых расположен непрозрачный экран  $\mathcal{E}_1$  с отверстием в виде узкой длинной щели. В фокальной плоскости собирающей линзы  $L_2$  расположен экран  $\mathcal{E}_2$ , на котором наблюдается дифракционная картина.

Рассмотрим один из возможных способов расчета дифракционной картины, образующейся при падении параллельного пучка лучей на узкую длинную щель. Как только фронт волны достигнет щели, каждая точка его, согласно принципу Гюйгенса, становится источником вторичных полусферических волн, распространяющихся во всех направлениях. Волны, идущие под одним и тем же углом к первоначальному направлению, собираются линзой в одной точке на экране Э (рис. 2.8). Фронт падающей волны, плоскость щели и экран расположены параллельно друг другу.

Найдем амплитуду результирующего колебания в произвольной точке  $P$ , в которой собираются волны, идущие под углом  $\alpha$  к первоначальному направлению. Для этого разобьем открытую щель часть волнового фронта на зоны, имеющие форму узких полос одинаковой ширины, параллельных краям щели. Каждую зону будем рассматривать как самостоятельный источник световой волны. Ширина зоны должна быть столь малой, чтобы фазы колебаний, возбуждаемых в точке  $P$  различными участками этой зоны можно было бы считать одинаковыми. Воспользуемся методом векторных диаграмм.

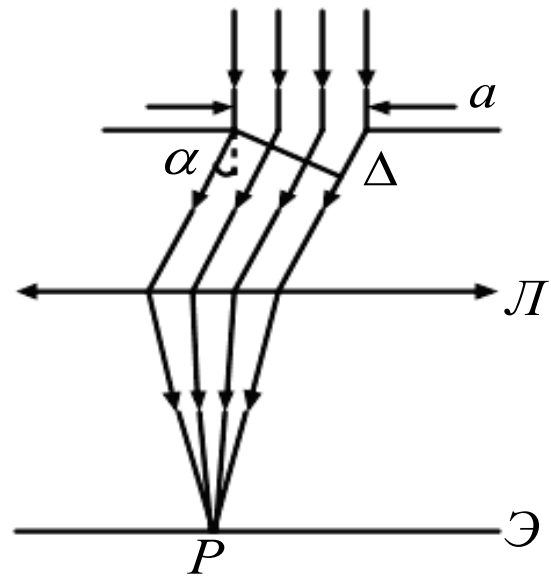


Рис. 2.8

Будем изображать колебание, возбуждаемое в точке  $P$  отдельной зоной, вектором  $\vec{\Delta A}_i$ . Это такой вектор, длина которого равна амплитуде колебания  $\Delta A_i$ , а угол наклона к опорной прямой  $Ox$  – фазе колебаний. Все зоны в заданном направлении излучают колебания, амплитуды которых очень незначительно отличаются друг от друга. Но между колебаниями, возбуждаемыми любыми двумя соседними зонами, существует постоянная разность фаз  $\Delta\varphi_i$ , зависящая от угла  $\alpha$ . Результирующее колебание,



возбуждаемое в точке  $P$  всей щелью, изображается вектором  $\vec{A}$ , равным векторной сумме векторов  $\Delta\vec{A}_i$

$$\vec{A} = \sum \Delta\vec{A}_i$$

Графический результат сложения колебаний для любой точки экрана может быть представлен векторной диаграммой (рис. 2.9).

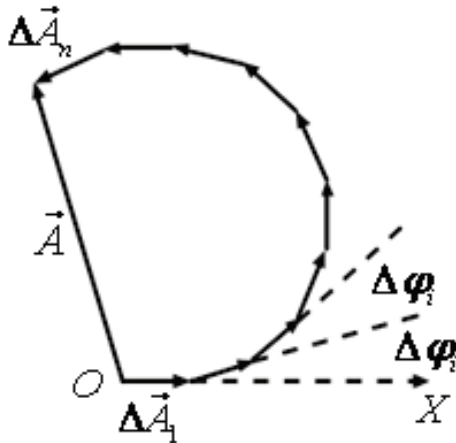


Рис. 2.9

Положим начальную фазу колебания, возбуждаемого крайней левой зоной, равной нулю. Колебание, возбуждаемое в точке  $P$  этой зоной, изображается на векторной диаграмме вектором  $\Delta\vec{A}_1$ , направленным вдоль оси  $Ox$ . Колебание, возбуждаемое второй зоной, – вектором  $\Delta\vec{A}_2$ , составляющим с  $\Delta\vec{A}_1$  угол  $\Delta\varphi_1$  и т.д. Совокупность векторов  $\Delta\vec{A}_i$

образует ломаную линию. Суммарное колебание изображается вектором  $\vec{A}$ , проведенным из начала вектора в конец вектора, и который является замыкающей этой ломаной линии.

Таким образом, величина вектора  $\vec{A}$  зависит от разности фаз  $\Delta\varphi_i$  складываемых колебаний, а значит и от угла  $\alpha$ .

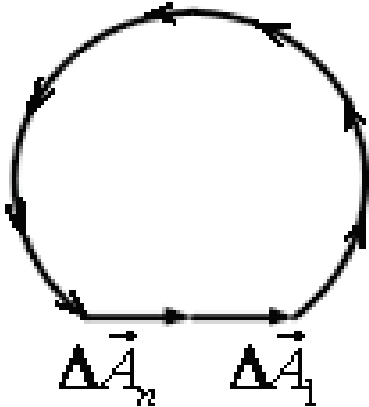
Амплитуда результирующего колебания будет иметь максимальное значение для волн, распространяющихся под углом  $\alpha = 0$ . То есть максимум освещенности получается в центре дифракционной картины. Так как линза не вносит дополнительной оптической разности хода, волны в центр

картины приходят в одинаковых фазах и векторная диаграмма имеет вид, показанный на рисунке 2.10. В этом случае амплитуда результирующего колебания равна сумме амплитуд колебаний, возбуждаемых волнами, идущими от всех зон.



Рис.2.10

Амплитуда результирующего колебания равна нулю тогда, когда векторная диаграмма представляет собой замкнутую ломаную линию (рис. 2.11), при этом векторы  $\Delta\vec{A}_1$  и  $\Delta\vec{A}_n$  располагаются вдоль одной прямой и начало первого вектора совпадает с концом последнего.



**Рис. 2.11**

В этом случае разность фаз колебаний, возбуждаемых крайними зонами

$$\Delta\varphi = n \cdot \Delta\varphi_i = \pm 2m\pi, \quad (2.19)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$

Как известно, разность фаз колебаний определяется их оптической разностью хода и связана с ней соотношением

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}. \quad (2.20)$$

Из рисунка 2.8 видно, что

$$\Delta = a \cdot \text{Sin}\alpha, \quad (2.21)$$

где  $a$  – ширина щели.

Подставим формулы (2.20) и (2.21) в (2.19), получим

$$2\pi \frac{a \cdot \text{Sin}\alpha}{\lambda} = \pm 2m\pi, \text{ откуда}$$

$$a \cdot \text{Sin}\alpha = \pm m\lambda. \quad (2.22)$$

Формула (2.22) представляет собой условие минимумов интенсивности в дифракционной картине, полученной от одной щели.

По обе стороны от центрального максимума располагаются боковые максимумы. Они наблюдаются для волн, распространяющихся в направлениях, для которых векторная диаграмма представляет собой незамкнутую ломаную линию. Для первого бокового максимума векторная диаграмма имеет вид (рис. 2.12а), для второго – (рис. 2.12б).

В этих случаях

$$\Delta\varphi = \pm(2m + 1)\pi \quad (2.23)$$

где  $m = 1, 2, 3, \dots$

Тогда  $2\pi \frac{a \sin \alpha}{\lambda} = \pm(2m+1)\pi$ .

Отсюда

$$a \cdot \sin \alpha = \pm(2m+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (2.24)$$

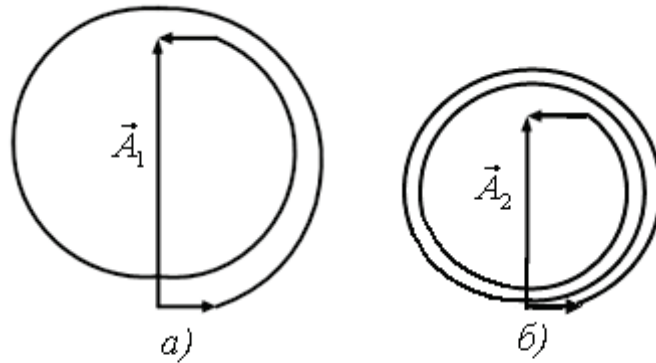


Рис. 2.12

В направлениях, определяемых формулой (2.24), наблюдаются боковые максимумы интенсивности. График зависимости интенсивности света  $I$  от угла  $\alpha$ , имеет вид (рис. 2.13).

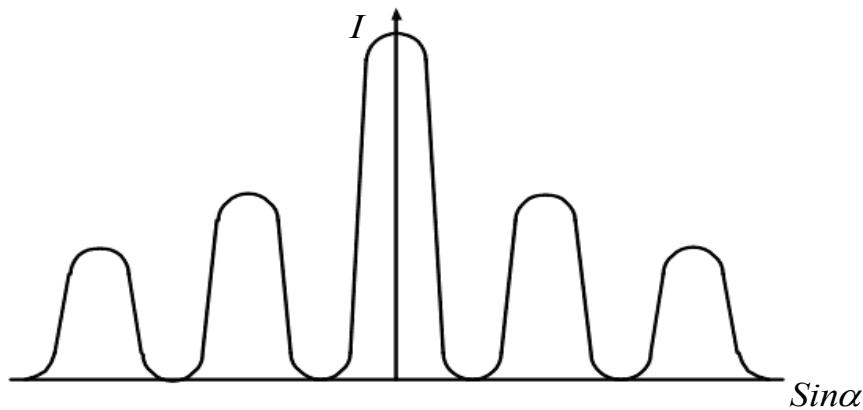


Рис. 2.13

Интенсивность света в боковых максимумах значительно меньше интенсивности центрального максимума.

## 2.6. Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одном и том же расстоянии щелей (рис.2.14).

Величина  $d = a + b$  называется периодом, или постоянной решетки.

Пусть на решетку падает плоская монохроматическая волна перпендикулярно к ней. Как только фронт волны доходит до решетки, каждая точка открытой части фронта волны становится источником вторичных полусферических волн, распространяющихся во всех направлениях. На их пути параллельно решетке располагают линзу  $L$ . Лучи, идущие под одним и тем же углом  $\alpha$ , собираются линзой в одной точке  $P$ . На экране  $\mathcal{E}$ , расположенном в фокальной плоскости линзы, наблюдается дифракционная картина.

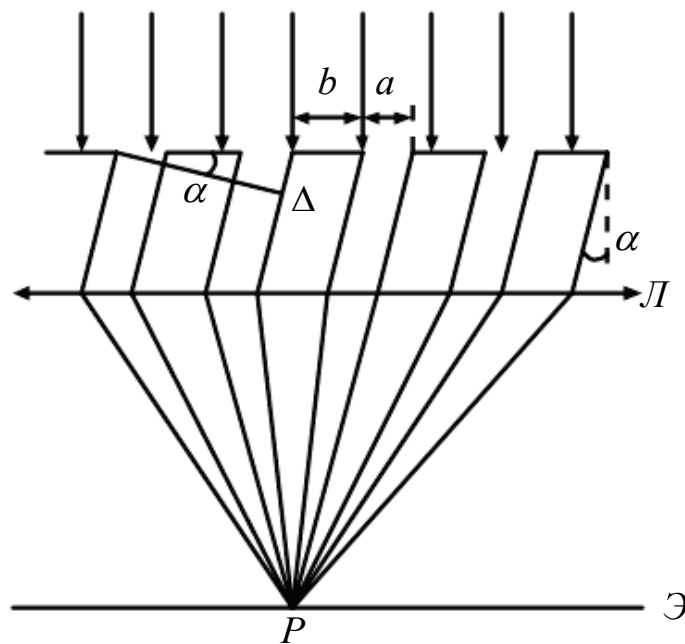


Рис. 2.14

Расчет этой картины будет проводиться тем же методом векторных диаграмм.

Изобразим колебание, возбуждаемое в точке  $P$  одной щелью, вектором амплитуды  $\vec{A}_i$ . Колебания, возбуждаемые в точке  $P$  волнами, идущими от всех щелей под одним и тем же углом  $\alpha$ , изображаются векторами с амплитудами одинаковой длины. При изменении угла  $\alpha$  длина вектора  $\vec{A}_i$  меняется. Тогда результирующее колебание в точке  $P$  изображается век-

тором 
$$\vec{A}_\alpha = \sum_{i=1}^N \vec{A}_i .$$

Длина этого вектора зависит от угла  $\alpha$ .

Между колебаниями, возбуждаемыми в точке  $P$  волнами, идущими от двух соседних щелей, существует разность фаз  $\Delta\varphi$ , поэтому на векторной диаграмме векторы  $\vec{A}_i$  и  $\vec{A}_{i+1}$  расположены под углом  $\Delta\varphi$ .

Разность фаз  $\Delta\varphi$  может быть выражена через оптическую разность хода волн, идущих от сходственных точек двух соседних щелей (рис. 2.14):

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta, \quad (2.25)$$

где  $\Delta = d \cdot \sin\alpha$ .

Для волн, приходящих в точку  $P$  от всех щелей в одинаковых фазах, векторная диаграмма имеет вид, показанный на рисунке 2.15. В этом слу-

чае вектор  $\vec{A}_\alpha$  имеет максимальное значение.

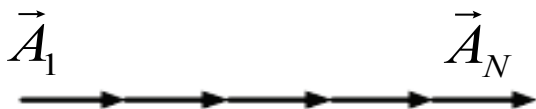


Рис.2.15

Векторы  $\vec{A}_i$  будут располагаться на одной прямой в том случае, когда между колебаниями, возбуждаемыми любыми двумя соседними щеля-

ми, существует разность фаз, равная целому числу  $2\pi$ .

$$\Delta\varphi = \pm k2\pi, \text{ где } k = 0, 1, 2, \dots$$

Тогда, с учетом (2.25),  $2\pi \frac{d \sin\alpha}{\lambda} = \pm k2\pi$ ,

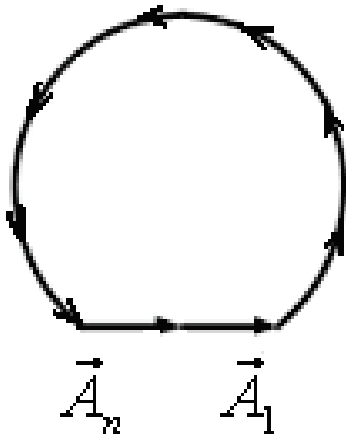
отсюда

$$d \sin\varphi = \pm k\lambda. \quad (2.26)$$

В дифракционной картине в направлениях, определяемых формулой (2.26), наблюдаются главные максимумы.  $k$  – порядок главного максимума. Максимум нулевого порядка – один. Максимумов первого, второго и т.д. порядков по два.

В направлениях, в которых наблюдаются минимумы интенсивности для каждой щели, будут наблюдаться минимумы и в дифракционной кар-

тине от решетки. Поэтому формула (2.22) представляет собой условие главных минимумов в дифракционной картине от решетки.



**Рис. 2.16**

В промежутках между главными максимумами образуются дополнительные минимумы. Они наблюдаются в направлениях, для которых векторная диаграмма представляет собой замкнутую ломаную линию (рис. 2.16). В этом случае сдвиг фаз между колебаниями, возбуждаемыми первой и последней щелью должен быть равен целому числу  $2\pi$ .

$$N \cdot \Delta\varphi = \pm k 2\pi .$$

Тогда  $2\pi \frac{d \sin\alpha}{\lambda} = \pm \frac{k}{N} 2\pi$ , отсюда

$$d \cdot \sin\alpha = \pm \frac{k}{N} \lambda , \quad (2.27)$$

где  $k = 1, 2, \dots, N - 1$ .  $k$  может принимать любые значения, кроме  $0, N, 2N, \dots$ , при которых условие (2.27) переходит в (2.26).

Таким образом, формула (2.27) определяет направления, в которых наблюдаются дополнительные минимумы. Между двумя соседними главными максимумами образуется  $N-1$  дополнительных минимумов.

Между соседними дополнительными минимумами образуется по одному дополнительному максимуму. Они возникают в тех направлениях, для которых векторная диаграмма имеет вид незамкнутой ломаной линии (рис. 2.17а, б).

Такая векторная диаграмма получается при условии, что разность фаз колебаний, возбуждаемых крайними щелями, равна нечетному числу  $\pi$ .

$$N \cdot \Delta\varphi = \pm(2k + 1)\pi . \quad (2.28)$$

С учетом формулы (2.25) получим

$$d \cdot \sin\alpha = \pm \frac{(2k + 1) \lambda}{N} , \quad (2.29)$$

где  $k = 1, 2, \dots, N - 2$ .

Между двумя соседними главными максимумами наблюдаются  $(N - 2)$  дополнительных максимума в направлениях, определяемых формулой (2.29).

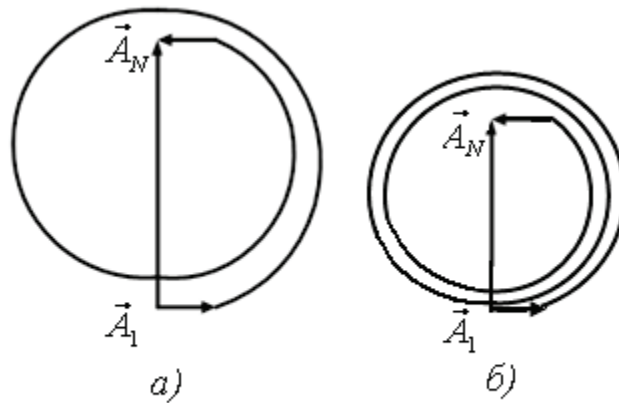


Рис. 2.17

Интенсивность дополнительных максимумов значительно меньше интенсивности главных максимумов.

Так как амплитуда результирующего колебания  $\vec{A}_\alpha$  зависит от угла  $\alpha$ , заметную интенсивность имеют лишь те главные максимумы, которые попадают в область центрального максимума дифракционной картины от одной щели.

В качестве примера рассмотрим дифракционную картину, даваемую решеткой с  $N = 4$  и  $d/a = 3$  (рис. 2.18).

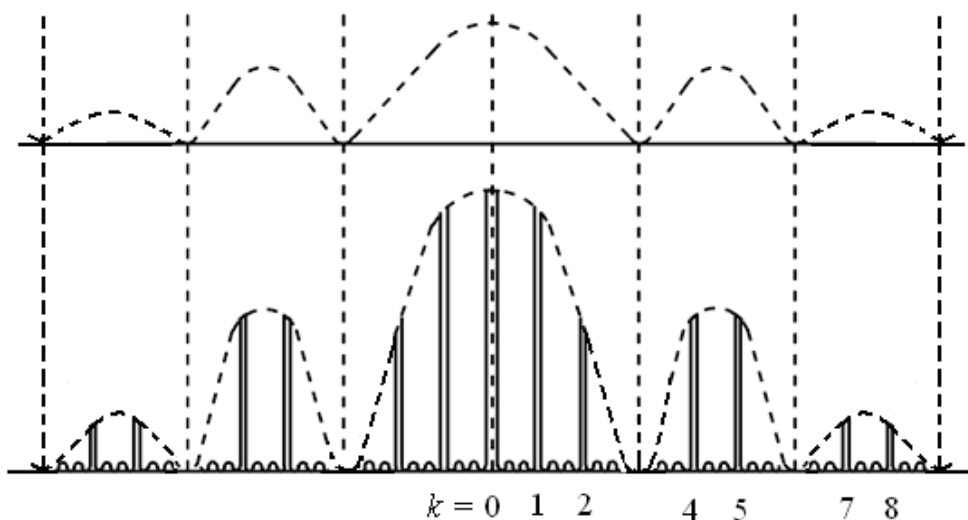


Рис. 2.18

Пунктирная кривая, проходящая через вершины главных максимумов, изображает распределение интенсивности в дифракционной картине от одной щели, умноженной на  $N^2$ . Между двумя соседними главными максимумами образуются два дополнительных максимума и три дополнительных минимума. Количество главных максимумов в дифракционной картине можно определить, используя условия главных максимумов и главных минимумов:

$$d \cdot \sin \alpha = \pm k \lambda$$

$$a \cdot \sin \alpha = \pm m \lambda$$

Поделим первое равенство на второе, получим

$$\frac{d}{a} = \frac{k}{m}$$

Если главный максимум  $k$ -го порядка попадает на главный минимум  $m$ -го порядка, то он исчезает.

При отношении  $d/a = 3$  главные максимумы третьего, шестого и т.д. порядков приходятся на главные минимумы первого, второго и т.д. порядков и пропадают.

При большом числе щелей  $N$  главные максимумы очень резки, а дополнительные слабы. При освещении решетки монохроматическим светом дифракционная картина на экране имеет вид весьма узких светлых полос, разделенных практически темными промежутками.

## **2.7. Дисперсия и разрешающая способность дифракционной решетки**

Положение главных максимумов дифракционной картины, даваемой дифракционной решеткой, зависит от длины волны света  $\lambda$ . Поэтому при падении на решетку белого света все главные максимумы, кроме центрального, разлагаются в спектр, фиолетовый конец которого обращен к центру дифракционной картины, а красный – наружу.

Таким образом, дифракционная решетка может служить спектральным прибором. Основными характеристиками всякого спектрального



прибора служат его дисперсия и разрешающая способность. Дисперсия определяет угловое или линейное расстояние между двумя спектральными линиями, отличающимися по длине волны на единицу длины.

Угловой дисперсией называют величину

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (2.30)$$

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

Воспользуемся условием главных максимумов

$$d \cdot \sin\varphi = k\lambda.$$

Продифференцируем это выражение слева по  $\varphi$ , справа по  $\lambda$ :

$$d \cdot \cos\varphi d\varphi = kd\lambda,$$

отсюда

$$D = \frac{k}{d\cos\varphi}. \quad (2.31)$$

В пределах небольших углов  $\cos\alpha \approx 1$  и

$$D \approx \frac{k}{d}. \quad (2.32)$$

Чем выше порядок спектра  $k$ , тем больше дисперсия. Дисперсия также увеличивается с уменьшением постоянной дифракционной решетки  $d$ .

Возможность увидеть отдельно две спектральные линии зависит не только от расстояния между ними, которое определяется дисперсией прибора, но также от ширины спектральных линий. Чем шире дифракционные максимумы, тем труднее различить отдельно две близкие по длине волны спектральные линии.

Согласно критерию, предложенному Рэлеем, две спектральные линии считаются полностью разрешенными, если середина дифракционного максимума для одной из них совпадает с серединой ближайшего минимума для другой (рис. 2.19). Количественной характеристикой разрешающей способности спектрального прибора, т. е. способности отдельного на-

блюдения двух спектральных линий, имеющих близкие длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , служит величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (2.33)$$

где  $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ .

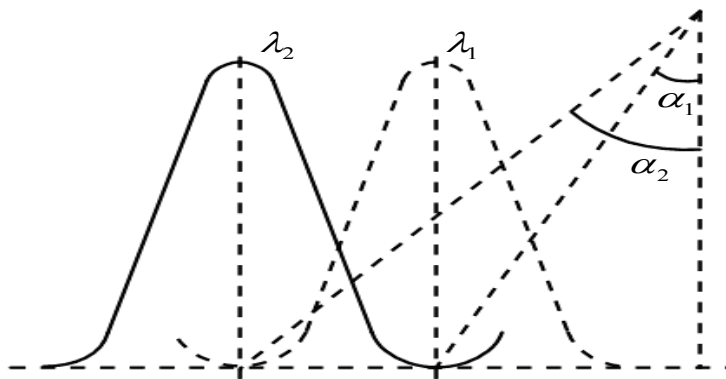


Рис. 2.19

Пользуясь условием Рэля, найдем выражение для разрешающей способности дифракционной решетки.

Направления, в которых в спектре  $k$ -го порядка наблюдаются главные максимумы для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  определяются отношениями

$$d \cdot \sin\alpha_1 = k\lambda_1 \quad (2.34)$$

$$d \cdot \sin\alpha_2 = k\lambda_2. \quad (2.35)$$

Чтобы спектральные линии были видны отдельно, главный максимум для длины волны  $\lambda_2 = \lambda_1 + \delta\lambda$  должен совпадать с ближайшим дополнительным минимумом для длины волны  $\lambda_1$ . То есть дополнительный минимум для длины волны  $\lambda_1$  должен наблюдаться тоже под углом  $\alpha_2$ . При переходе от  $k$ -го максимума для длины волны  $\lambda_1$  к ближайшему дополнительному минимуму разность хода волн, идущих от двух соседних щелей, меняется на  $\lambda_1/N$ .

Из условия (2.34) получаем

$$d \cdot \sin\alpha_2 = \left(k + \frac{1}{N}\right)\lambda_1. \quad (2.36)$$

Из условий (2.35) и (2.36)

$$k\lambda_2 = \left(k + \frac{1}{N}\right)\lambda_1, \text{ или } k(\lambda_2 - \lambda_1) = \frac{\lambda_1}{N}.$$

$\lambda_1$  и  $\lambda_2$  мало отличаются друг от друга, поэтому

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (2.37)$$

Большая разрешающая способность достигается за счет огромных значений числа щелей  $N$ . Обычно решетки, имеющие большую разрешающую способность, делаются с малым периодом  $d$ , т.е. обладают значительной дисперсией. Расположение соседних спектральных линий в дифракционных картинах для решеток, обладающих одинаковыми разрешающими способностями, но разными угловыми дисперсиями, представлено на (рис. 2.20).

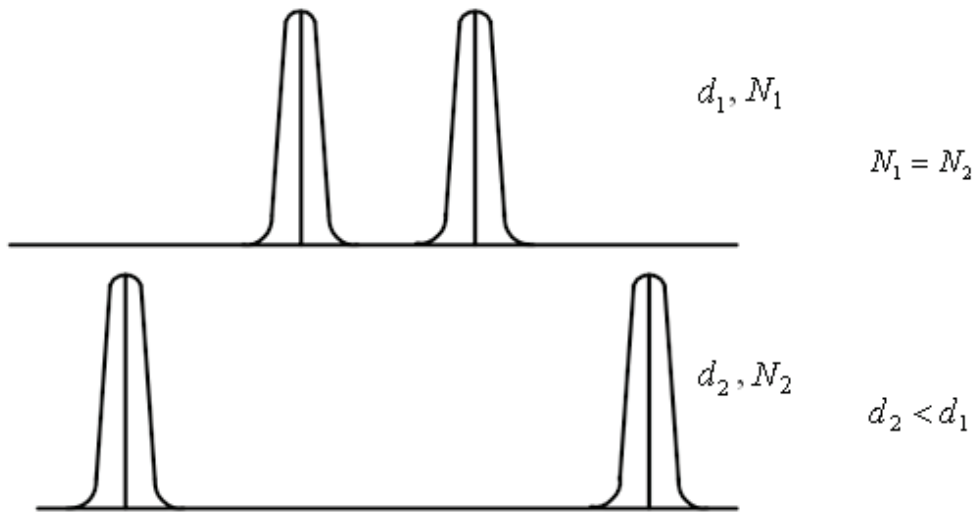
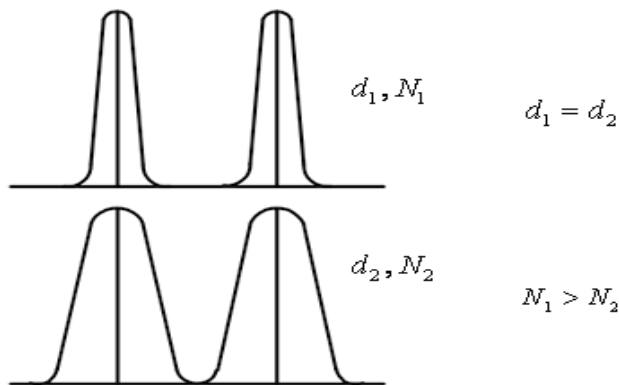


Рис. 2.20

Для решеток, обладающих одинаковой дисперсией, но разной разрешающей способностью, расположение соседних спектральных линий по-



казано на рисунке 2.21.

Рис. 2.21

## Глава 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

### 3.1. Дисперсия света

В рассмотренных ранее вопросах оптики не учитывалось взаимодействие света с веществом. Однако существуют явления, объяснение которых невозможно без учёта этого взаимодействия. К их числу относится явление дисперсии света.

Дисперсией света называются явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от длины волны (частоты) света.

Для каждого вещества показатель преломления является определённой функцией от длины волны  $\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны в вакууме)

$$n = f(\lambda). \quad (3.1)$$

Величину, показывающую как быстро изменяется показатель преломления вещества с изменением длины волны, условились называть дисперсией вещества  $D$ .

Если двум длинам волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответствуют значения показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$ , то средняя дисперсия вещества

$$\langle D \rangle = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (3.2)$$

Значение дисперсии вещества  $D$  вблизи данной длины волны  $\lambda$  равно

$$D = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.3)$$

Для бесцветных в видимой области спектра веществ показатель преломления монотонно возрастает с уменьшением длины волны  $\lambda$ . Это соответствует известному факту, что в прозрачных веществах фиолетовые лучи преломляются сильнее зелёных, а зелёные – сильнее красных.

На рисунке 3.1 приведены зависимости показателя преломления  $n$  от длины волны  $\lambda$  для прозрачных веществ: стекла-1, кварца-2 и флюорита-3.

Как видно из рисунка, показатель преломления  $n$  особенно сильно возрастает с уменьшением длины волны в области коротких длин волн.

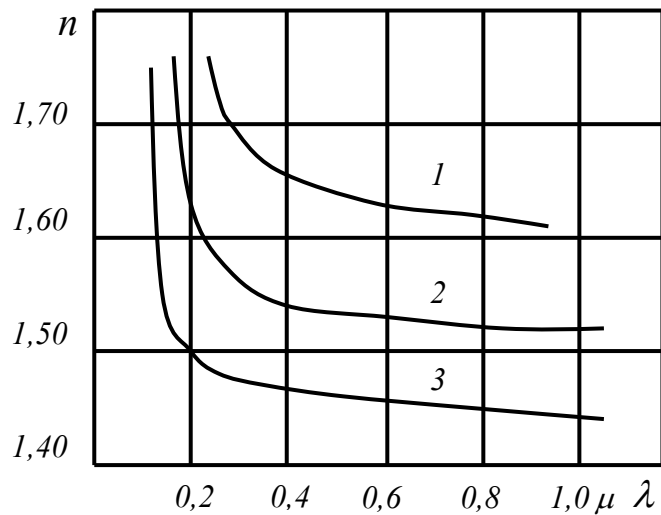


Рис. 3.1

Значит, дисперсия вещества  $D$  увеличивается по модулю с уменьшением длины волны  $\lambda$ .

Таким образом, для прозрачных веществ  $D = \frac{dn}{d\lambda} < 0$ . В этом случае дисперсия называется нормальной.

Иная картина наблюдается, если вещество поглощает какие-то длины волн. Кривая зависимости показателя преломления от длины волны вблизи линии поглощения имеет вид, показанный пунктирной линией на рисунке 3.2. Участки 1-2 и 3-4 соответствуют нормальной дисперсии  $\left(\frac{dn}{d\lambda} < 0\right)$ .

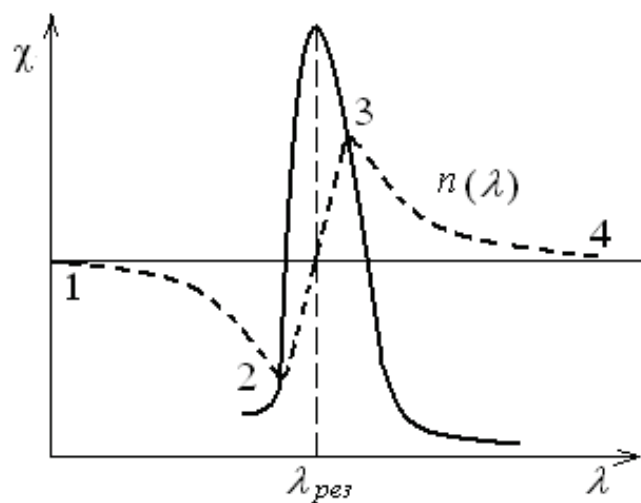


Рис. 3.2

На участке 2-3 показатель преломления возрастает с увеличением длины волны  $\lambda$ , т.е.  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ . В области поглощения и вблизи от неё ход дисперсии обнаруживает аномалию. Такой характер зависимости показателя преломления  $n$  от длины волны  $\lambda$  называется аномальной дисперсией.

### 3.2. Электронная теория дисперсии

Для объяснения явлений дисперсии света надо исходить из определённых представлений о природе света и строении вещества.

И свет, и вещество имеют весьма сложную природу. Однако для объяснения явления дисперсии света можно исходить из представлений о свете как об электромагнитных волнах и рассматривать вещество в рамках электронной теории Лоренца.

По теории Максвелла скорость света в любой среде равна

$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}},$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  – магнитная проницаемость среды.

В то же время

$$V = \frac{c}{n}, \quad (3.4)$$

значит

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (3.5)$$

Если для величин  $\epsilon$  и  $\mu$  брать значения, полученные на основании обычных электростатических и магнитостатических измерений, то это соотношение даёт правильные результаты только для длинных электромагнитных волн.

Для световых волн, частоты которых заключены в интервале  $10^{14} - 10^{15} \text{ c}^{-1}$ , те же значения  $\epsilon$  и  $\mu$  дают неправильные значения  $n$ .

Это противоречие объясняется тем, что при больших частотах значения  $\varepsilon$  сильно зависят от частоты волны. Эту зависимость можно объяснить, только учитывая взаимодействие световой волны с той сложной электромагнитной системой, которую представляет собой вещество.

Лоренц доказал, что для качественного понимания многих оптических явлений можно ограничиться гипотезой о существовании внутри атомов и молекул электронов, способных совершать колебания около своих положений равновесия под действием силы, пропорциональной смещению.

При прохождении через вещество световой волны на электроны со стороны её электрического поля действует сила

$$F = q_e E(t) = q_e E_0 \sin(\omega t - kr + \alpha_0). \quad (3.6)$$

Под действием этой силы электроны начинают совершать вынужденные колебания, частота которых равна частоте волны  $\omega$ . Смещение электрона от положения равновесия в каждый момент времени будет определяться из соотношения

$$\xi(t) = A \sin(\omega t - kr + \alpha_0 + \Delta\varphi), \quad (3.7)$$

где  $\Delta\varphi$  – разность фаз между колебаниями вектора напряженности в световой волне и вынужденными колебаниями электрона.

Амплитуда  $A$  этих колебаний определяется выражением

$$A = \frac{q_e E_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}, \quad (3.8)$$

а разность фаз  $\Delta\varphi$  – формулой

$$\operatorname{tg} \Delta\varphi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (3.9)$$

где  $m$  – масса электрона,  $q_e$  – его заряд,  $\omega_0$  – частота собственных колебаний электронов. Для упрощения рассуждений ограничимся рассмотрением случая, когда коэффициент затухания  $\beta$  очень мал. В таком случае выражение (3.8) принимает вид

$$A = \frac{q_e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)},$$

а сдвиг фаз  $\Delta\varphi = 0$  (за исключением  $\omega = \omega_0$ ).

Подставим эти значения в формулу (3.7). С учётом (3.6) получим

$$\xi(t) = \frac{q_e E(t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (3.10)$$

В результате смещения электронов от положения равновесия атом приобретает электрический дипольный момент.

Если она содержит несколько электронов, то её дипольный момент

$$P_e(t) = \sum_i q_{ei} \xi_i(t) = E(t) \sum_i \frac{q_{ei}^2}{m_i(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}. \quad (3.11)$$

Направления смещения электронов  $\vec{\xi}(t)$  совпадают с направлением  $\vec{E}(t)$ , поэтому векторное суммирование можно заменить алгебраическим.

Вектор поляризации вещества  $\vec{I}_E$  равен электрическому моменту молекул, заключённых в единице объёма, поэтому

$$I_E = NP_e(t), \quad (3.12)$$

где  $N$  – число молекул в единице объёма диэлектрика.

Известно, что

$$\varepsilon = 1 + \chi, \quad (3.13)$$

где  $\chi$  – диэлектрическая восприимчивость вещества.

В то же время

$$I_E = \chi \varepsilon_0 E(t). \quad (3.14)$$

Следовательно, с учетом (3.11), (3.12), (3.14)

$$\varepsilon = 1 + \frac{I_E}{\varepsilon_0 E(t)} = 1 + \frac{N \sum \frac{q_{ei}^2}{m_i(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}}{\varepsilon_0}. \quad (3.15)$$

Для всех прозрачных диэлектриков магнитная проницаемость  $\mu$  близка к 1.

Поэтому из формулы (3.5)

$$\varepsilon = n^2. \quad (3.16)$$

Отсюда

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum \frac{q_{ei}^2}{m_i(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}. \quad (3.17)$$



График зависимости  $n^2$  от частоты световой волны  $\omega$  изображен пунктирной линией на рисунке 3.3.

При стремлении  $\omega$  к одной из частот собственных колебаний электронов функция терпит разрыв; при  $\omega \rightarrow \omega_{0i}$  она обращается в  $+\infty$ , если  $\omega < \omega_{0i}$ , и в  $-\infty$ , если  $\omega > \omega_{0i}$  (при условии  $\beta = 0$ ).

В действительности коэффициент затухания  $\beta$  не равен нулю. В таком случае зависимости  $n^2$  от частоты световой волны  $\omega$  будет соответствовать сплошная линия на рисунке 3.3.

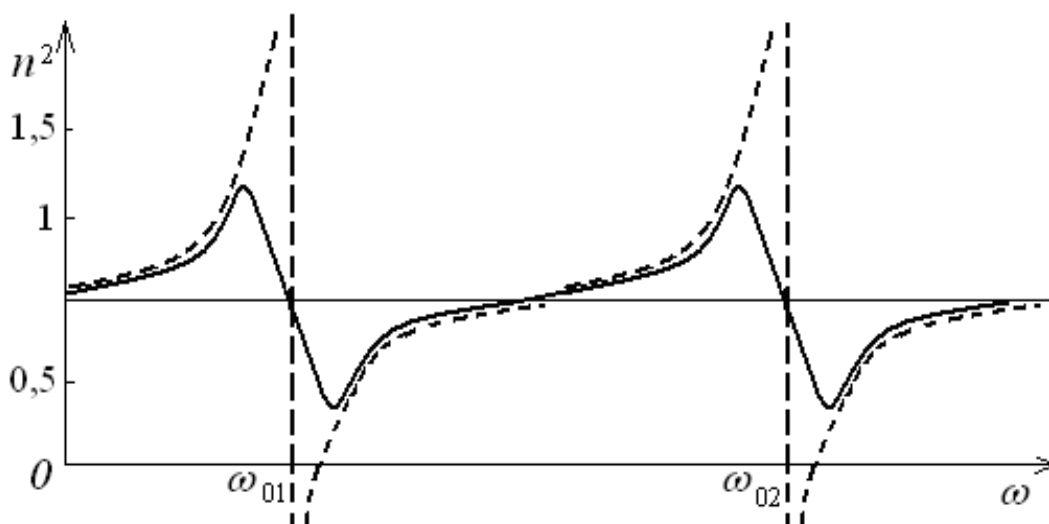


Рис. 3.3

П

ри  
пр  
ох  
ож  
де  
ни  
и  
св  
ет  
ов  
ой

волны через вещество интенсивность её уменьшается, так как часть энергии волны расходуется на возбуждение вынужденных колебаний электронов и частично переходит во внутреннюю энергию. Свет поглощается веществом. Способность вещества поглощать свет характеризуется коэффициентом поглощения. Опыт показывает, что изменение интенсивности света в слое вещества толщиной  $dl$  пропорционально его интенсивности

$$dI = -\chi \cdot I \cdot dl,$$

где  $\chi$  – коэффициент поглощения. Он равен относительному изменению интенсивности света при прохождении слоя вещества единичной толщины. Коэффициент поглощения зависит от частоты световой волны  $\omega$ . Вынужденные колебания электронов, а значит и поглощение света, становят-

ся особенно интенсивными при резонансной частоте. Если в формуле (3.17) частоту волны  $\omega$  выразить через длину волны  $\lambda$  и найти зависимость показателя преломления  $n$  от длины волны  $\lambda$ , то график этой зависимости будет иметь вид кривой, изображенной пунктиром на рисунке 3.2 (изображён лишь участок кривой в области одной из резонансных длин волн). Сплошная кривая на этом рисунке изображает зависимость коэффициента поглощения от длины волны.

### 3.3. Прохождение света через призму

Наиболее отчётливо дисперсия света проявляется при прохождении через призму. Если пропустить монохроматический пучок света через призму (рис. 3.4), то в результате преломления на гранях призмы лучи

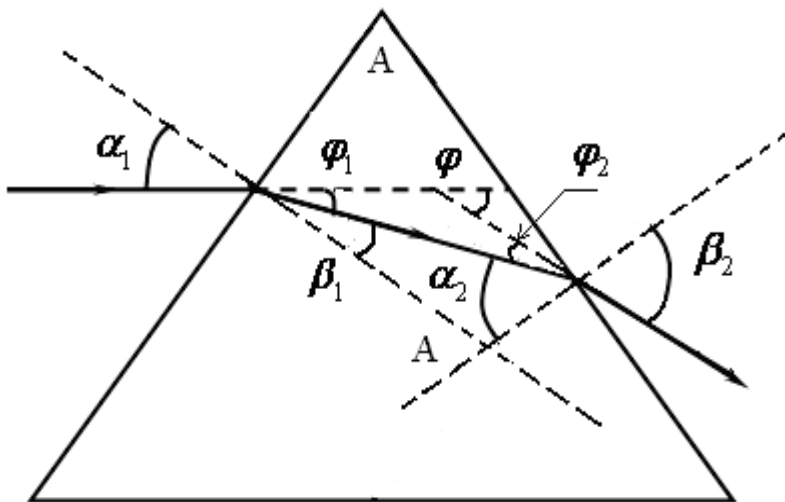


Рис. 3.4

света оказываются отклонёнными от первоначального направления на некоторый угол  $\varphi$ , как видно из рисунка 3.4

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$$

$$\varphi_1 = \alpha_1 - \beta_1$$

$$\varphi_2 = \beta_2 - \alpha_2$$

$$\varphi = \alpha_1 - \beta_1 + \beta_2 - \alpha_2$$

$$\alpha_2 + \beta_1 = A,$$

где  $A$  – преломляющий угол призмы.

Отсюда

$$\varphi = \alpha_1 + \beta_2 - A \quad (3.18)$$

Угол отклонения луча призмой  $\varphi$  зависит от угла падения луча на грань призмы  $\alpha_1$  и от преломляющего угла призмы  $A$ .

Покажем, что  $\varphi$  зависит также и от показателя преломления призмы  $n$ .

Если угол падения луча  $\alpha_1$  мал, выражение (3.18) можно упростить следующим образом.

Согласно закону преломления

$$\frac{\text{Sin}\alpha_1}{\text{Sin}\beta_1} = n; \quad \frac{\text{Sin}\alpha_2}{\text{Sin}\beta_2} = \frac{1}{n}.$$

При малых углах синусы углов можно заменить самими углами. Тогда

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n \quad \frac{\alpha_2}{\beta_2} = \frac{1}{n}$$

Поскольку  $\alpha_2 + \beta_1 = A$ , получим

$$\beta_2 = \alpha_2 n = (A - \beta_1) n = n \left( A - \frac{\alpha_1}{n} \right) = nA - \alpha_1. \quad (3.19)$$

Подставим  $\beta_2$  в (3.18), тогда

$$\varphi = nA - A = (n - 1)A. \quad (3.20)$$

Как видно из (3.20) угол отклонения тем больше, чем больше преломляющий угол призмы  $A$ . Поэтому для получения больших отклонений лучей пользуются призмами с большими преломляющими углами.

Поскольку показатель преломления  $n$  является функцией длины волны  $\lambda$ , то очевидно, что лучи с различной длиной волны после прохождения через призму окажутся отклонёнными на различные углы. В результате этого белый свет после прохождения через призму окажется разложенным на составные части, образуя спектр.

Свет Солнца дает сплошной спектр с непрерывным переходом одних цветов в другие от фиолетового до красного. При использовании некоторых искусственных источников света спектр получается линейчатым – он состоит из отдельных светлых полос (“линий”), разделённых тёмными промежутками.

Между спектром, даваемым дифракционной решёткой, и спектром, даваемым призмой, имеется существенное различие.

1. Дифракционная решётка разлагает свет по длинам волн. Поэтому по величине углов дифракции, соответствующих дифракционным максимумам, можно вычислить длину волны.

Призма разлагает свет по величине показателей преломления. Поэтому для определения длины волны с помощью призмённого спектрального прибора нужно предварительно найти зависимость показателя преломления призмы от длины волны, т.е. проградуировать прибор с помощью уже известного спектра.

2. Порядок расположения составных цветов в спектре призмы и в спектре дифракционной решётки различен. Дифракционный спектр начинается с фиолетовой линии (которая ближе к центральному максимуму), а заканчивается красной. Призма разлагает лучи в спектр по величине показателя преломления  $n$ , который уменьшается с увеличением длины волны  $\lambda$ . Показатель преломления красных лучей меньше, чем фиолетовых. Поэтому спектр призмы начинается с красного цвета и заканчивается фиолетовым.

## Глава 4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

### 4.1. Естественный и поляризованный свет

Из электромагнитной теории света следует, что световые волны являются волнами поперечными. Поперечные волны обладают по самой их природе присущим им свойством поляризации, то есть неэквивалентностью различных направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу.

Под поляризацией электромагнитной волны понимается пространственное соотношение между направлением распространения волны и направлением колебаний ее электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  векторов. Поскольку векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  в световой волне колеблются в одинаковых фазах во взаимно перпендикулярных плоскостях, для полного описания состояния поляризации требуется знать поведение лишь одного из них.

Опыт и теория показывают, что химическое, физиологическое и другие виды воздействия света на вещество обусловлены главным образом электрическими колебаниями. Поэтому, а также для упрощения рисунков, изображающих световую волну, обычно выбирается вектор  $\vec{E}$ , который еще называют световым вектором. Плоскость, в которой совершаются колебания светового вектора, называется плоскостью колебаний.

Свет, излучаемый каким-либо источником, представляет собой результат наложения огромного количества световых волн, испускаемых отдельными атомами светящегося тела. Атомы излучают световые волны независимо друг от друга, со всевозможными ориентациями плоскости колебаний. Все направления колебаний равновероятны и амплитуды этих колебаний во всех направлениях одинаковы. Такие световые волны являются неполяризованными.

Большинство природных и искусственных источников излучают именно такой неполяризованный свет. Поэтому его называют естественным светом.

Таким образом, естественным называется свет, в котором колебания вектора  $\vec{E}$  (и, следовательно,  $\vec{H}$ ) совершаются беспорядочно одновременно во всевозможных направлениях с одинаковой амплитудой.

Световую волну можно изображать графически так, как показано на рисунке 4.1а (луч перпендикулярен плоскости рисунка; векторы соответствуют амплитудным значениям напряженности  $\vec{E}$  электрического поля). Если все векторы  $\vec{E}$  спроектировать на два взаимно перпендикулярных направления, то естественный свет графически можно представить так, как показано на рисунках 4.1б и 4.1в.

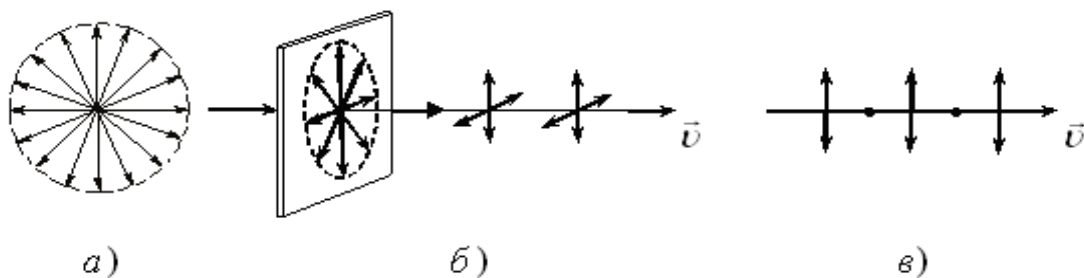


Рис. 4.1

Если в световой волне направление колебаний вектора  $\vec{E}$  каким-либо образом упорядочено, то свет называется поляризованным.

Под поляризацией света понимают выделение из естественного света световых колебаний с определенным направлением электрического вектора  $\vec{E}$ .

Существует три основных типа поляризации света: линейная, эллиптическая и круговая.

Линейно поляризованным называется свет, в котором колебания электрического вектора  $\vec{E}$  фиксированы строго в одном направлении (рис. 4.2).



Рис. 4.2

При сложении двух взаимно перпендикулярных линейно поляризованных световых волн с разными амплитудами и с разностью фаз  $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$  получается эллиптически поляризованный свет (рис. 4.3а). В этом случае конец вектора  $\vec{E}$  описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света.

В частном случае, когда амплитуды складываемых волн одинаковы ( $E_1 = E_2$ ), эллипс превращается в окружность. В этом случае поляризация называется круговой (рис. 4.3б).

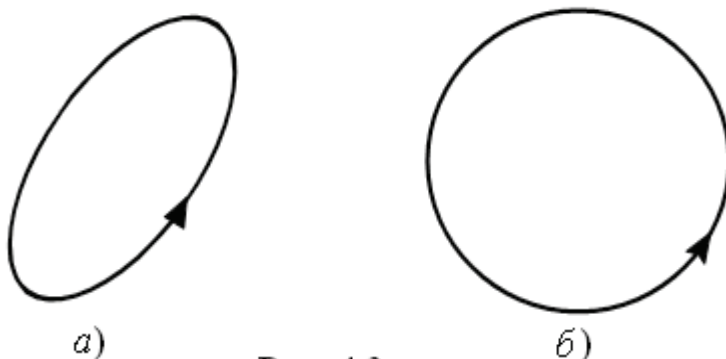


Рис. 4.3

Вращение вектора  $\vec{E}$  в случае эллиптической и круговой поляризаций может происходить как по часовой стрелке, так и против нее (это зависит от знака разности фаз складываемых волн). Если по одному направлению

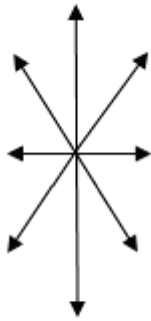


Рис. 4.4

пустить две световые волны, естественную и линейно поляризованную, то получится частично поляризованный свет (рис. 4.4).

Точно так же свет может быть частично эллиптически поляризованным и частично поляризованным по кругу.

## 4.2. Поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела изотропных диэлектриков

Существует целый ряд оптических явлений, в которых свет так или иначе поляризуется или меняет тип поляризации.

К числу наиболее известных и изученных относится поляризация света при отражении и преломлении на границе изотропных диэлектриков.

Опыт показывает, что свет, отраженный от гладкой полированной поверхности диэлектрика (стекла, пластмассы, мрамора, воды и других жидкостей), всегда частично или полностью поляризован.

Пусть на поверхность прозрачного диэлектрика (например, стекла) падает луч естественного света (рис. 4.5).

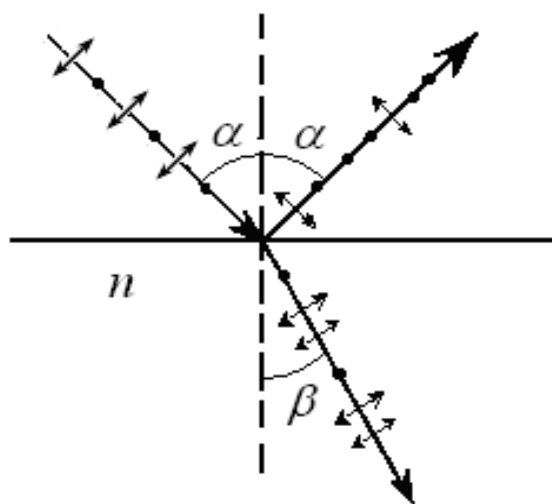


Рис. 4.5

На границе воздуха с диэлектриком он разделяется на 2 луча – отраженный и преломленный. Отраженный идет обратно в воздух под углом,

равном углу падения  $\alpha$ , преломленный распространяется в стекле под углом  $\beta$ , который связан с углом  $\alpha$  известным законом преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n.$$

Отраженный луч частично поляризован. В нем преобладают колебания вектора  $\vec{E}$  в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. В преломленном луче преобладают колебания вектора  $\vec{E}$  в плоскости падения. Степень поляризации отраженного и преломленного лучей зависит от угла падения  $\alpha$ .

Особый интерес представляет случай, когда угол между отраженным и преломленным лучами прямой. В этом случае отраженный луч будет полностью поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Степень поляризации преломленного луча будет при этом максимальной, но далеко не полной. Угол падения  $\alpha$ , при котором отраженный луч оказывается полностью поляризованным, называется углом полной поляризации или углом Брюстера.

Величина этого угла определяется из закона Брюстера.

Рассмотрим случай, когда луч естественного света падает на границу раздела двух прозрачных сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  под углом Брюстера (рис. 4.6.)

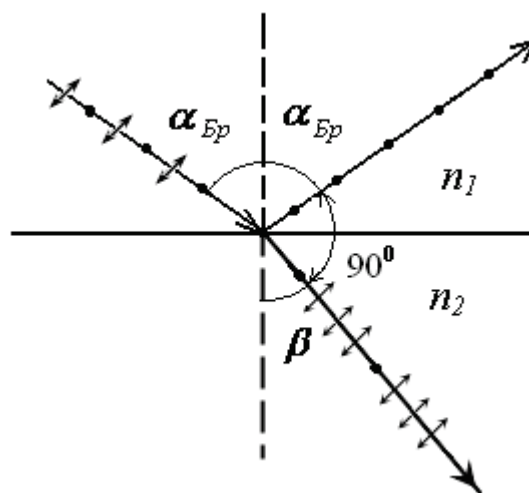


Рис. 4.6

Угол между отраженным и преломленным лучами равен  $90^\circ$ .

Тогда  $\alpha + \beta = 90^\circ$ .



Согласно закону преломления

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin(90 - \alpha_B)} = \frac{n_2}{n_1}, \text{ то есть}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4.1)$$

Это и есть закон Брюстера: тангенс угла падения при полной поляризации отраженного луча равен относительному показателю преломления второй среды по отношению к первой.

Чтобы увеличить степень поляризации преломленного луча, нужно подвергнуть его многократному преломлению.

Достаточно преломлений в восьми – десяти наложенных друг на друга прозрачных пластинах, чтобы при падении света под углом Брюстера не только отраженный, но и преломленный лучи стали практически полностью поляризованными.

Совокупность наложенных друг на друга пластин называется стопой Столетова.

### 4.3. Двойное лучепреломление

Явление двойного лучепреломления заключается в том, что при распространении света в анизотропных кристаллах световой луч разделяется на два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях и распространяющихся с различными скоростями.

Анизотропия кристаллов заключается в том, что их физические свойства (теплопроводность, электропроводность и т.д.) различны в разных направлениях. Она обусловлена особенностями строения кристаллической решетки кристаллов. Частицы, образующие кристаллическую решетку, располагаются в правильном порядке, неодинаковом в разных направлениях.

Ярко выраженным свойством двойного лучепреломления обладает исландский шпат (кальцит  $\text{CaCO}_3$ ), турмалин и кварц.

Остановимся на некоторых особенностях явления двойного лучепреломления:

1. В анизотропных кристаллах существует направление, распространяясь вдоль которого лучи света не испытывают двойного лучепреломления. Это направление называется оптической осью. В некоторых кристаллах существует одно такое направление. Они называются одноосными (кальцит, турмалин, кварц). Существуют также двуосные кристаллы (слюда, гипс).

Плоскость, проходящая через падающий луч света и оптическую ось, проведенную в месте падения луча, называется главным сечением кристалла.

2. При распространении светового луча вдоль других направлений происходит его разделение на два луча, получивших название обыкновенного ( $o$ ) и необыкновенного ( $e$ ).

Обыкновенный луч подчиняется законам преломления: а) он лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, восстановленным в точку падения луча; б) для него отношение синуса угла падения  $\alpha$  к синусу угла преломления  $\beta$  есть величина постоянная :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const}.$$

Так как  $n = \frac{c}{v}$ , значит скорость  $v_0$  распространения обыкновенного луча во всех направлениях одинакова.

Необыкновенный луч этим законам не подчиняется: а) он не лежит в плоскости падения луча. Направление необыкновенного луча связано с направлением оптической оси. Он расположен в главном сечении кристалла; б) для необыкновенного луча отношение  $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$  не является постоянной величиной, оно зависит от угла падения луча на кристалл. Это значит, что показатель преломления вещества и скорость распространения  $v_e$  для него в разных направлениях различны и зависят от угла падения луча на кристалл.

3) Исследования показывают, что обыкновенный и необыкновенный лучи полностью поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Обыкновенный луч ( $o$ ) поляризован в плоскости, перпендикулярной главному сечению кристалла; необыкновенный ( $e$ ) – в плоскости главного сечения (рис. 4.7.) (на рисунке линия  $OO'$  показывает направление оптической оси).

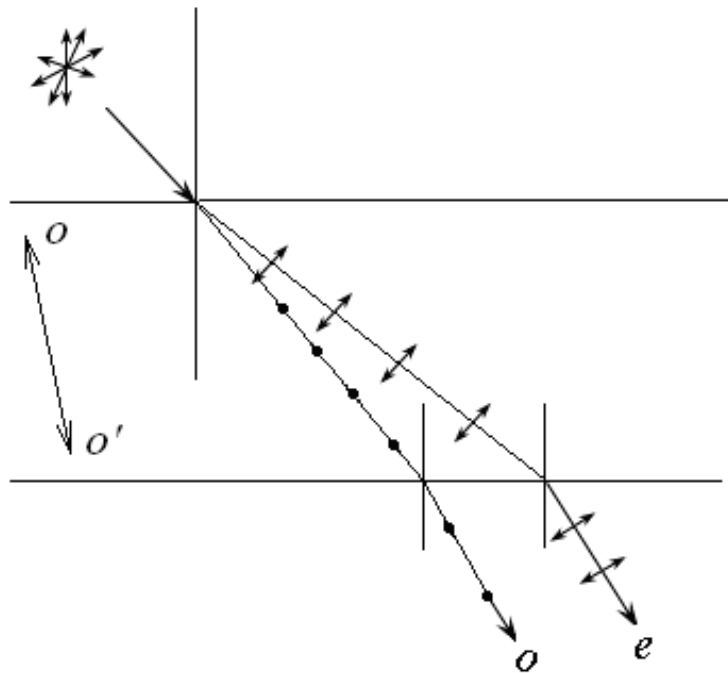


Рис. 4.7

Двойное лучепреломление наблюдается при падении на кристалл не только естественного, но и линейно поляризованного света. Только интенсивность двух образовавшихся лучей будет разной в зависимости от угла между плоскостью колебания вектора  $\vec{E}$  падающего луча и плоскостью главного сечения кристалла.

#### 4.4. Поляризаторы

Устройства, служащие для превращения естественного света в поляризованный, называются поляризаторами.

Их действие основано либо на законе Брюстера при отражении и преломлении света на границе раздела изотропных диэлектриков, либо на явлении двойного лучепреломления.

Примером поляриметров первого типа служит стеклянная стопа, второго типа – поляризационная призма и пленочные поляроиды.

Рассмотрим принцип действия поляризационной призмы на примере призмы Николя.

Чтобы использовать явление двойного лучепреломления для получения поляризованного света, нужно каким-то способом отделить обыкновенный луч от необыкновенного, так как линейное расхождение этих лучей в кристаллах очень мало.

Николь предложил остроумное устройство, использующее для разделения обыкновенного и необыкновенного лучей различие их показателей преломления. Это устройство получило название призмы Николя.

Такой принцип стал одним из основных в конструкции поляризационных оптических приборов.

Устройство призмы Николя таково. Из исландского шпата вырезается призма таким образом, что ее грани образуют строго определенные углы с направлением оптической оси. Призма разрезается по диагонали и склеивается специальным клеем – канадским бальзамом. Его показатель преломления  $n$  занимает промежуточное значение между показателями преломления для обыкновенного  $n_0$  и необыкновенного  $n_e$  лучей ( $n_e < n < n_0$ )

На призму падает луч естественного света (рис. 4.8). В призме он разделяется на два луча. На границу с канадским бальзамом обыкновенный луч падает под углом, большим предельного угла полного внутреннего отражения. Он отражается и поглощается зачерненной боковой поверхностью призмы. Необыкновенный луч выходит из призмы.

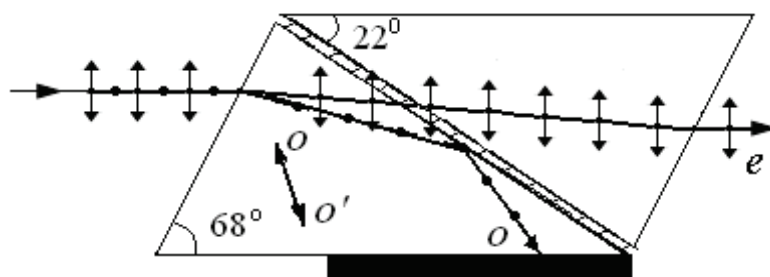


Рис. 4.8

Призма Николя сыграла в оптике большую роль. Но ряд недостатков заставили ее уступить место другим, более совершенным призмам (Аренса, Фуко, Аббе и др.).

Широкое применение поляризованного света на практике и в научных исследованиях стало возможным после изобретения пленочных поляроидов. Они появились в 20-х годах прошлого столетия.

В некоторых двояко преломляющих веществах уничтожение одного из поляризованных лучей происходит без дополнительных устройств, благодаря явлению дихроизма. Оно заключается в том, что обыкновенный и необыкновенный лучи поглощаются по-разному. Впервые это явление было обнаружено у полудрагоценного минерала – турмалина.

Турмалин сильно поглощает обыкновенные лучи. Пластика толщиной 1 мм полностью поглощает все обыкновенные лучи видимой части спектра, а пропускает необыкновенные лучи только зеленого цвета. В этом один из недостатков поляризаторов из турмалина. Кроме того монокристаллы турмалина не находят широкого применения вследствие их редкости и дороговизны.

Пленочные поляроиды представляют собой анизотропные полимерные пленки, пронизанные анизотропными молекулами дихроичного вещества.

Полимерную пленку, состоящую из длинных вытянутых макромолекул, в нагретом и размягченном состоянии подвергают сильному механическому растяжению в определенном направлении. Полимерные молекулы ориентируются своими осями вдоль направления растяжения. Пленка становится анизотропной. В нее добавляют активатор-вещество, молекулы которого обладают высоким дихроизмом. При растяжении пленки ориентируются и молекулы активатора. Пленка становится поляризатором света.

Чаще всего для изготовления пленочных поляроидов используют поливиниловый спирт. Для активирования применяются различные вещества и разные методы активации.

Для сохранности и удобства использования пленочные поляроиды помещают между двумя защитными пластинками из стекла или изотропной пластмассы.

Пленочные поляроиды являются дешевым типом поляризаторов. Они могут быть высокого качества и иметь большие размеры. Это особенно важно для многочисленных практических применений.

#### 4.5. Анализ поляризованного света

Устройства, служащие для анализа степени поляризации света, называются анализаторами.

В качестве анализаторов используются те же приборы, что и для получения поляризованного света (призмы, поляроиды и т.д.). В световой

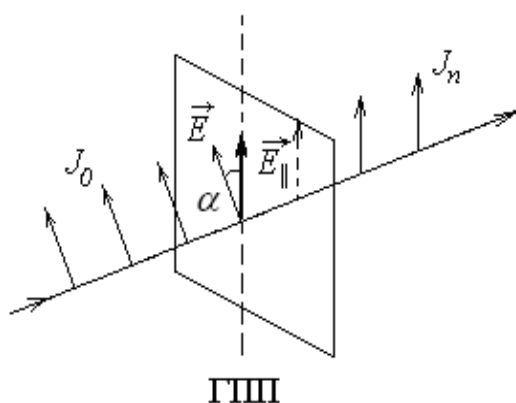


Рис. 4.9

волне, выходящей из поляризатора, колебания вектора  $\vec{E}$  совершаются в одной плоскости, называемой главной плоскостью поляризатора (ГПП на рис. 4.9). Если на поляризатор направить естественный свет с интенсивностью  $J_0$ , у которого вектор  $\vec{E}$  колеблется в разных направлениях, то поляризатор пропустит только те колебания, кото-

рые совершаются параллельно главной плоскости поляризатора ( $\vec{E}_{\parallel}$ ) и полностью задержит колебания, перпендикулярные ( $\vec{E}_{\perp}$ ) к этому направлению (рис. 4.9). Поскольку амплитуда таких колебаний

$$E_{\parallel} = E \cos \alpha, \quad (4.2)$$

а интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то

$$J_n = J_0 \cos^2 \alpha. \quad (4.3)$$

В естественном свете все углы  $\alpha$  равновероятны. Среднее значение  $\langle \cos^2 \alpha \rangle = 1/2$ , поэтому средняя интенсивность естественного света, прошедшего через поляризатор, равна

$$\langle J_n \rangle = J_0 / 2. \quad (4.4)$$

Если на пути поляризованного света поставить анализатор, то интенсивность света, выходящего из анализатора, будет зависеть от взаимного расположения главных плоскостей анализатора и поляризатора (рис. 4.10).

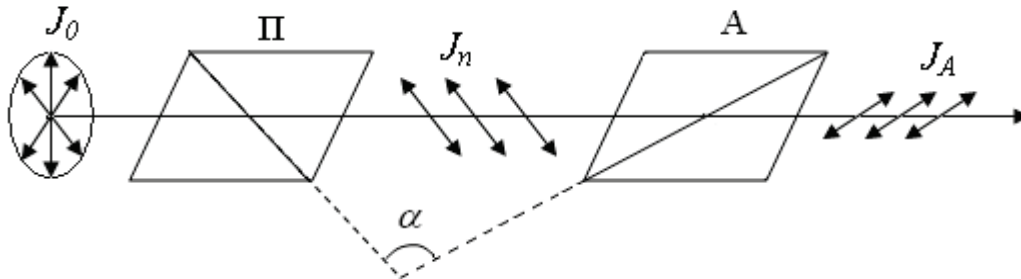


Рис. 4.10

Анализатор также пропускает полностью только те колебания вектора  $\vec{E}$ , которые совершаются в главной плоскости анализатора (ГПА), а колебания, перпендикулярные этой плоскости, полностью задерживаются им.

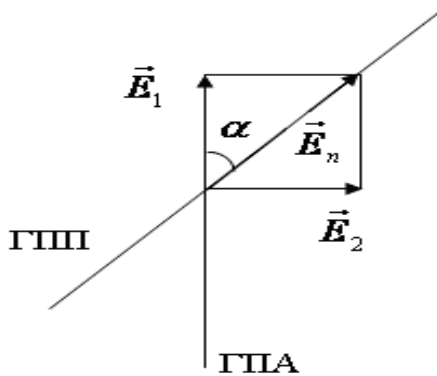


Рис. 4.11

Предположим, что из поляризатора вышла волна, в которой колебания вектора  $\vec{E}_n$  совершаются в плоскости, образующей угол  $\alpha$  с главной плоскостью анализатора – ГПА (рис. 4.11) с амплитудой  $E_n$ .

Разложим вектор  $\vec{E}_n$  на две составляющие  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ . Через анализатор проходят только колебания, совершающиеся в его главной плоскости, с амплитудой  $E_1 = E_n \cos \alpha$ . Как уже отмечалось, интенсивность световой волны пропорциональна квадрату амплитуды колебаний светового вектора  $\vec{E}$ , тогда

$$J_A = J_{\Pi} \cos^2 \alpha. \quad (4.5)$$

Выражение (4.5) представляет собой закон Малюса: интенсивность света, выходящего из анализатора, равна интенсивности света, выходящего из поляризатора, умноженной на квадрат косинуса угла между главными плоскостями анализатора и поляризатора. Следовательно, интенсив-

ность прошедшего через поляризатор и анализатор света изменяется от минимума (полное гашение света) при  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  (главные плоскости поляризатора и анализатора перпендикулярны) до максимума при  $\alpha = 0$  (главные плоскости поляризатора и анализатора параллельны).

#### 4.6. Искусственная оптическая анизотропия

Причина двойного лучепреломления кристаллов лежит в их анизотропии. Поэтому следует ожидать, что и некристаллические тела (жидкие или аморфные), в которых искусственно созданы анизотропные свойства, также должны в той или иной степени быть двойко преломляющими.

1. Анизотропия прозрачных веществ может быть создана путем механической деформации (сжатия или растяжения). Это явление было обнаружено еще в начале XIX века Зеебеком и Брюстером.

При одностороннем сжатии или растяжении стеклянной пластинки она приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением сжатия или растяжения. Разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в направлении, перпендикулярном оптической оси, пропорциональна давлению, которому подвергается деформируемое тело:

$$n_0 - n_e = \alpha P, \quad (4.6)$$

где  $\alpha$  – постоянная, характерная для вещества, которое подвергается деформации,  $P$  – давление.

Поместив деформируемую пластинку между поляризатором П и анализатором А (рис. 4.12), можно наблюдать распределение внутренних напряжений в пластинке.

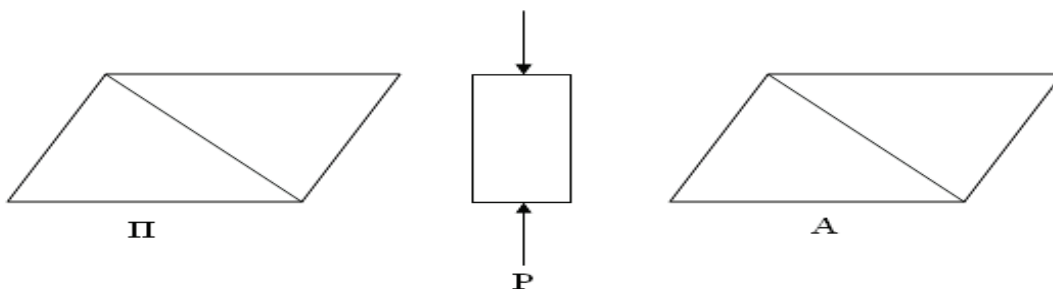


Рис. 4.12



Это явление используется для обнаружения остаточных внутренних напряжений, которые могут возникать в изделиях из стекла и других прозрачных изотропных материалов вследствие их деформации. В тех случаях, когда нельзя расчетным путем определить распределение напряжений в телах сложной формы, используются модели этих тел, изготовленные из целлулоида, или других прозрачных изотропных веществ и оптическим методом устанавливается картина распределения внутренних напряжений.

2. Оптическая анизотропия в прозрачных изотропных телах может быть создана также с помощью электрического поля. Это явление было обнаружено в 1875 г. Керром и носит название эффекта Керра. Этот эффект может наблюдаться на такой установке: между поляризатором П и анализатором А помещается ячейка Керра, которая представляет собой плоскопараллельную прозрачную кювету с исследуемой жидкостью, в которую погружены обкладки плоского конденсатора (рис. 4.13).

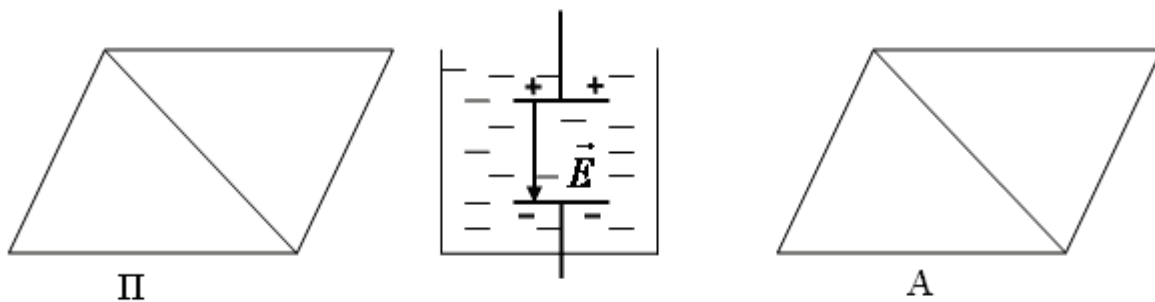


Рис. 4.13

Между пластинами конденсатора создается электрическое поле напряженностью  $\vec{E}$ , под действием которого жидкость поляризуется и приобретает свойства одноосного кристалла, оптическая ось которого совпадает с направлением вектора  $\vec{E}$ .

Опыты показали, что в направлении, перпендикулярном оптической оси, разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей прямо пропорциональна квадрату напряженности электрического поля:

$$n_0 - n_e = B\lambda E^2, \quad (4.7)$$

где  $\lambda$  – длина волны света,  $B$  – постоянная, зависящая от рода вещества. Наибольшее значение  $B$  имеет для нитробензола. Замечательным свойст-

вом эффекта Керра является его безынерционность. Это позволяет использовать установку с ячейкой Керра в качестве быстродействующего светового затвора.

3. Аналогичным образом можно создать искусственную анизотропию и с помощью сильного магнитного поля. Это явление обнаружили в 1907 г. Коттон и Мутон. В направлении, перпендикулярном к напряженности магнитного поля  $H$ , появляется разность между показателями преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, прямо пропорциональная квадрату напряженности магнитного поля.

$$n_0 - n_e = C\lambda H^2, \quad (4.8)$$

где  $C$  – постоянная, зависящая от рода вещества и температуры.

Эффект Коттона-Мутона значительно слабее, чем эффект Керра, поэтому гораздо реже применяется в научно – технических целях.

#### 4.7. Вращение плоскости поляризации

Некоторые вещества обладают способностью вращать плоскость поляризации. Такие вещества называются оптически активными. К их числу принадлежат кристаллические тела (кварц, киноварь), чистые жидкости (скипидар, никотин) и растворы оптически активных веществ в неактивных растворителях (водные растворы сахара, винной кислоты и др.)

Кристаллические тела сильнее всего вращают плоскость поляризации в случае, когда свет распространяется вдоль оптической оси кристалла.

Угол поворота плоскости поляризации оптически активных кристаллов прямо пропорционален толщине слоя этого вещества

$$\varphi = ad. \quad (4.9)$$

Коэффициент пропорциональности  $a$  носит название постоянной вращения. Постоянная вращения равна углу поворота плоскости поляризации, вызываемого оптически активным веществом единичной толщины и зависит от длины волны падающего света и от рода вещества. Среди оптически активных веществ существуют правовращающие и левовращающие. К таким веществам относится, например, кварц.

Угол поворота плоскости поляризации, вызываемого оптически активными растворами, прямо пропорционален концентрации растворенного вещества  $c$  и длине пути  $l$ , проходимого светом в растворе.

$$\varphi = Bcl, \quad (4.10)$$

где  $B$  – характеристика растворенного вещества, называемая удельным вращением. Это угол поворота плоскости поляризации, вызываемый слоем раствора единичной толщины и единичной концентрации.

Явление вращения плоскости поляризации находит широкое применение в промышленности для измерения и контроля концентрации оптически активных растворов. Большая практическая ценность метода заключается в его высокой точности, а также простоте и быстроте.

Важнейшим естественно активным веществом является сахар, поэтому прибор, служащий для определения концентрации оптически активных веществ, получил название сахариметра. Схема сахариметра такова (рис.4.14).

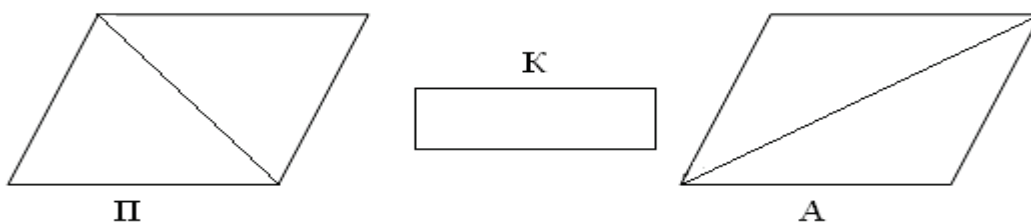


Рис. 4.14

Поляризатор и анализатор устанавливают таким образом, чтобы их главные плоскости были перпендикулярны друг другу. В этом случае поле зрения прибора оказывается темным. Между ними помещается кювета с исследуемым оптически активным раствором. Поле зрения светлеет. Поворачивая анализатор на угол  $\varphi$ , можно добиться того, что поле зрения опять становится темным.

По углу поворота  $\varphi$  определяют концентрацию оптически активного вещества в растворе по формуле (4.10).

Методы сахарометрии используются также в фармацевтической промышленности при производстве таких веществ, как камфора, кокаин, никотин и др.

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Глава 1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА</b> .....	3
1.1. Волновая природа света .....	3
1.2. Интерференция света. Когерентные световые волны.....	5
1.3. Распределение интенсивности света в интерференционной картине при наложении двух когерентных волн.....	6
1.4. Способы получения когерентных световых волн .....	10
1.4.1. Опыт Юнга.....	10
1.4.2. Бипризма Френеля .....	12
1.4.3. Зеркала Френеля.....	14
1.5. Интерференция света в тонких пленках.....	16
1.5.1. Интерференция в отраженном свете.....	16
1.5.2. Интерференция в проходящем свете .....	18
1.5.3. Интерференция в рассеянном свете (полосы равного наклона) .....	19
1.6. Полосы равной толщины (интерференция на клине) .....	20
1.7. Кольца Ньютона.....	22
1.8. Практическое применение явления интерференции света.....	23
1.8.1. Для контроля качества обработки поверхности .....	23
1.8.2. Для проверки степени параллельности плоских прозрачных пластинок .....	24
1.8.3. Для улучшения качества оптических приборов .....	24
1.8.4. Для точного измерения показателя преломления вещества или регистрации изменений в величине показателя преломления.....	25
1.8.5. Для очень точного определения малых длин.....	25
<b>Глава 2. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА</b> .....	27
2.1. Принцип Гюйгенса.....	27
2.2. Принцип Гюйгенса-Френеля .....	28
2.3. Метод зон Френеля. Прямолинейность распространения света.....	29
2.4. Дифракция от круглого отверстия и круглого экрана .....	33
2.5. Дифракция света от одной щели .....	38
2.6. Дифракционная решетка .....	42
2.7. Дисперсия и разрешающая способность дифракционной решетки .....	47
<b>Глава 3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ</b> .....	51
3.1. Дисперсия света .....	51
3.2. Электронная теория дисперсии .....	53

3.3. Прохождение света через призму .....	57
<b>Глава 4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА</b> .....	<b>59</b>
4.1. Естественный и поляризованный свет .....	59
4.2. Поляризация света при отражении и преломлении на границе раздела изотропных диэлектриков.....	62
4.3. Двойное лучепреломление .....	64
4.4. Поляризаторы .....	66
4.5. Анализ поляризованного света.....	69
4.6. Искусственная оптическая анизотропия .....	71
4.7. Вращение плоскости поляризации.....	73

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК:**

1. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высш. шк., 2002. – 718 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1988. – Т.2. – 496 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1989. – Т.3. – 300 с.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1997. – 542 с.
5. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики. – М.: Наука, 1965. – Т.3. – 366 с.
6. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики. – М.: Изд-во технико-теоретич. лит-ры, 1953. – Т.3. – 643 с.
7. Корсунский М.И. Оптика. Строение атома. Атомное ядро. – М.: Наука, 1967. – 528 с.