

Глава 2

СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ

В геометрической оптике исследуется только направление световых лучей. Более глубоко свойства света и его взаимодействие с веществом рассматриваются в физической (волновой) оптике, принимающей во внимание волновую природу света.

§ 2.1. СКОРОСТЬ СВЕТА

Мы начнем главу с рассказа о том, как была измерена скорость света.

Когда мы поворачиваем выключатель, то вся комната сразу же озаряется светом. Кажется, что свету совсем не надо времени, чтобы достигнуть стен. Делались многочисленные попытки измерить скорость света. Одна из первых попыток принадлежала Г. Галилею. На вершинах двух холмов на расстоянии 1,5 км друг от друга находились два наблюдателя с фонарями. Первый наблюдатель подавал сигналы фонарем другому наблюдателю, который, увидев свет, посылал сигнал своим фонарем обратно. Промежуток времени между посылкой и приемом сигнала первый наблюдатель измерял по числу ударов пульса. Время при этом получалось конечным, хотя и очень малым. Но Галилей понял, что задержка ответного сигнала связана со скоростью реакции нервной и мышечной систем человека, а не с конечной скоростью света. В конце концов скорость света была измерена с помощью более совершенных методов.

Астрономический метод измерения скорости света

Скорость света впервые удалось измерить датскому ученому О. Рёмеру в 1676 г. Рёмер был астрономом, и его успех объясняется именно тем, что проходимые светом расстояния, которые он использовал для измерений, были очень велики. Это расстояния между планетами Солнечной системы.

Рёмер наблюдал затмения спутников Юпитера — самой большой планеты Солнечной системы. Юпитер в отличие от Земли имеет не менее четырнадцать спутников. Ближайший его спутник Ио стал предметом наблюдений Рёмера. Он видел, как спутник проходил перед планетой, а затем погружался в ее тень и пропадал из поля зрения. Затем он опять появлялся, как мгновенно вспыхнувшая лампа. Промежуток времени между двумя вспышками оказался равным 42 ч 28 мин. Таким образом, эта «луна» представляла собой громадные небесные часы, через равные промежутки времени посылавшие свои сигналы на Землю.

Вначале измерения проводились в то время, когда Земля при своем движении вокруг Солнца ближе всего подошла к Юпитеру (рис. 2.1). Такие же измерения, проведенные 6 месяцев спустя, когда Земля удалилась от Юпитера на диаметр своей орбиты, неожиданно показали, что спутник опоздал появиться из тени на целых 22 мин по сравнению с моментом времени, который можно было рассчитать на основании знания периода обращения Ио.

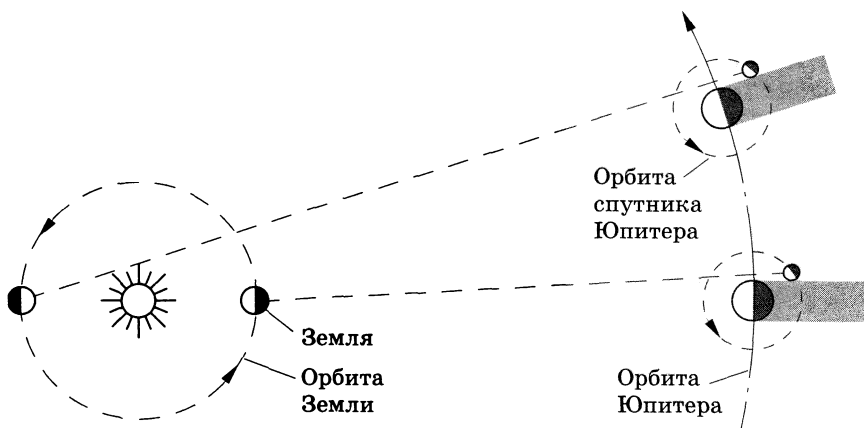


Рис. 2.1

Рёмер объяснял это так: «Если бы я мог остаться на другой стороне земной орбиты, то спутник всякий раз появлялся бы из тени в назначенное время; наблюдатель, находящийся там, увидел бы Ио на 22 мин раньше. Запаздывание в этом случае происходит от того, что свет употребляет 22 мин на прохождение от места моего первого наблюдения до моего теперешнего положения». Зная запаздывание появления Ио и расстояние, которым оно вызвано, можно определить скорость, разделив это расстояние (диаметр орбиты Земли) на время запаздывания. Скорость оказалась чрезвычайно большой, примерно $300\,000\text{ км/с}^*$. Поэтому-то крайне трудно уловить время распространения света между двумя удаленными точками на Земле. Ведь за одну секунду свет проходит расстояние больше длины земного экватора в 7,5 раза.

Лабораторные методы измерения скорости света

Впервые скорость света лабораторным методом удалось измерить французскому физику И. Физо в 1849 г. В опыте Физо свет от источника, пройдя через линзу, падал на полупрозрачную пластинку 1 (рис. 2.2). После отражения от пластинки сфокусированный узкий пучок направлялся на периферию быстро вращающегося зубчатого колеса. Пройдя между зубцами, свет достигал зеркала 2, находившегося на расстоянии нескольких километров от колеса. Отразившись от зеркала, свет, прежде чем попасть в глаз наблюдателя, должен был опять

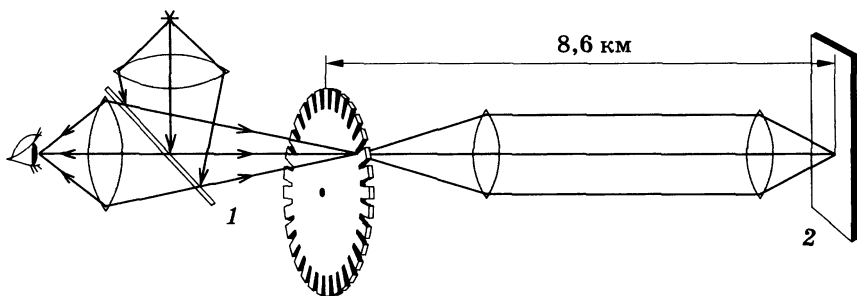


Рис. 2.2

* Сам Рёмер вследствие малой точности своих измерений и неточного знания радиуса орбиты Земли получил значение скорости $215\,000\text{ км/с}$.

пройти между зубцами. Когда колесо вращалось медленно, свет, отраженный от зеркала, был виден. При увеличении скорости вращения он постепенно исчезал. В чем же здесь дело? Пока свет, прошедший между двумя зубцами, шел до зеркала и обратно, колесо успевало повернуться так, что на место прорези вставал зубец и свет переставал быть видимым.

При дальнейшем увеличении скорости вращения свет опять становился видимым. Очевидно, что за время путешествия света до зеркала и обратно колесо успело повернуться настолько, что на место прежней прорези встала уже новая прорезь. Зная это время и расстояние между колесом и зеркалом, можно определить скорость света. В опыте Физо расстояние равнялось 8,6 км, и для скорости света было получено значение 313 000 км/с.

Было разработано еще много других, более точных лабораторных методов измерения скорости света. В частности, американский физик А. Майкельсон разработал совершенный метод измерения скорости света с применением вместо зубчатого колеса вращающихся зеркал.

Была измерена скорость в различных прозрачных веществах. Скорость света в воде была измерена в 1856 г. Она оказалась в $\frac{4}{3}$ раза меньше, чем в вакууме. Во всех других веществах она также меньше, чем в вакууме.

По современным данным, скорость света в вакууме равна 299 792 458 м/с^{*}. Ошибка в измерении скорости не превышает 0,3 м/с. Наиболее точные измерения скорости основаны не на определении времени прохождения светом определенного расстояния, а на независимом очень точном измерении частоты и длины электромагнитной волны.

Определение скорости света сыграло в науке очень важную роль. Оно в значительной степени способствовало выяснению природы света. Особое значение скорость света имеет потому, что ни одно тело в мире не может иметь скорость, превышающую скорость света в вакууме.

^{*} В 1983 г. на заседании Генеральной конференции мер и весов было принято новое определение метра: «Метр есть длина пути, пройденного светом в вакууме в течение временного интервала, равного $\frac{1}{299\,792\,458}$ с». Из этого определения следует, что скорость света отныне принимается точно равной 299 792 458 м/с. Это сделано для того, чтобы каждый раз не менять определение метра по мере увеличения точности измерения расстояний.

§ 2.2. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА

Показатель преломления не зависит от угла падения светового пучка, но он зависит от его цвета. Это было открыто Ньютоном.

Занимаясь усовершенствованием телескопов, Ньютон обратил внимание на то, что изображение, даваемое объективом, по краям окрашено. Он заинтересовался этим и первый «исследовал разнообразие световых лучей и проистекающие отсюда особенности цветов, каких до того никто даже не подозревал» (слова из надписи на надгробном памятнике Ньютону). Радужную окраску изображения, даваемого линзой, наблюдали, конечно, и до него. Было замечено также, что радужные края имеют предметы, рассматриваемые через призму. Пучок световых лучей, прошедших через призму, окрашивается по краям.

Опыты Ньютона

Основной опыт Ньютона был гениально прост. Ньютон догадался направить на призму световой пучок *малого* поперечного сечения. Пучок солнечного света проходил в затемненную комнату через маленькое отверстие в ставне. Падая на стеклянную призму, он преломлялся и давал на противоположной стене удлиненное изображение с радужным чередованием цве-

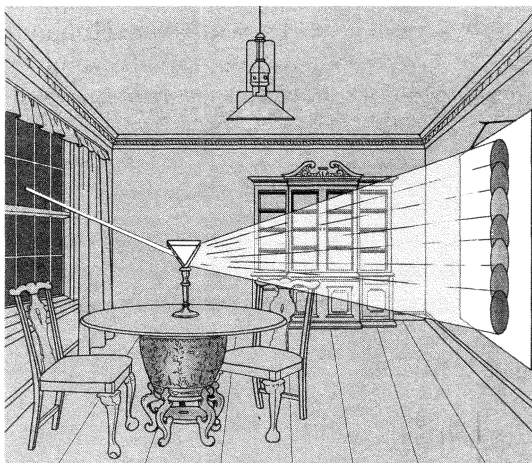


Рис. 2.3

тов. Стилизованное изображение опыта Ньютона показано на рисунке 2.3. Следуя многовековой традиции, согласно которой радуга считалась состоящей из семи основных цветов, Ньютон тоже выделил семь цветов: фиолетовый, синий, голубой, зеленый, желтый, оранжевый и красный. Саму радужную полосу Ньютон назвал **спектром**.

Закрыв отверстие красным стеклом, Ньютон наблюдал на стене только красное пятно, закрыв синим — синее и т. д. Отсюда следовало, что не призма окрашивает белый свет, как предполагалось раньше. Призма не изменяет свет, а лишь разлагает его на составные части. Белый свет имеет сложную структуру. Из него можно выделить пучки различных цветов, и лишь совместное их действие вызывает у нас впечатление белого цвета. В самом деле, если с помощью второй призмы, повернутой на 180° относительно первой, собрать все пучки спектра, то опять получится белый свет. Выделив же какую-либо часть спектра, например зеленую, и заставив свет пройти еще через одну призму, мы уже не получим дальнейшего изменения окраски. «Вид цвета, — писал Ньютон, — свойственный каждому отдельному сорту лучей, не изменяется ни преломлением, ни отражением от естественных тел, ни какой-либо другой причиной, которую я мог бы наблюдать».

Дисперсия

Другой важный вывод, к которому пришел Ньютон, был сформулирован им в трактате по «Оптике» следующим образом: «Световые пучки, отличающиеся по цвету, отличаются по степени преломляемости» (для них стекло имеет различные показатели преломления). Наиболее сильно преломляются фиолетовые лучи, меньше других — красные. Зависимость показателя преломления света от его цвета носит название дисперсии*.

В дальнейшем Ньютон усовершенствовал свои наблюдения спектра, чтобы получить более чистые цвета. Ведь круглые цветные пятна светового пучка, прошедшего через призму, частично перекрывали друг друга (см. рис. 2.3). Вместо круглого отверстия использовалась узкая щель, освещенная ярким источником. За щелью располагалась линза, дающая на экране изображение в виде узкой белой полосы. Если на пути лучей

* От латинского слова *dispersio* — рассеяние.

поместить призму (рис. 2.4), то изображение щели будет растянуто в спектр.

Показатель преломления зависит от скорости света v в веществе (см. § 1.13). Абсолютный показатель

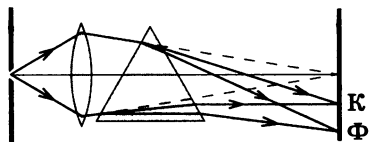


Рис. 2.4

тель преломления $n = \frac{c}{v}$. Луч красного цвета преломляется меньше из-за того, что он имеет в веществе наибольшую скорость, а луч фиолетового цвета — наименьшую. Именно поэтому призма и разлагает свет. В пустоте скорости лучей разного цвета одинаковы. Если бы это было не так, то, к примеру, спутник Юпитера Ио, который наблюдал Рёмер, казался бы красным в момент его выхода из тени, а перед погружением в тень — фиолетовым. Но этого не наблюдается.

Цвет в природе

Зная, что белый свет имеет сложную структуру, можно объяснить удивительное многообразие красок в природе. Если предмет, например лист бумаги, отражает все падающие на него лучи различных цветов, то он будет казаться белым. Покрывая бумагу слоем красной краски, мы не создаем при этом света нового цвета, но задерживаем на листе некоторую часть имеющегося. Отражаться теперь будут только красные лучи, остальные же поглотятся слоем краски. Трава и листья деревьев кажутся нам зелеными потому, что из всех падающих на них солнечных лучей они отражают лишь зеленые, поглощая остальные. Если посмотреть на траву через красное стекло, пропускающее лишь красные лучи, то она будет казаться почти черной.

- ? 1. Почему только достаточно узкий световой пучок дает спектр после прохождения сквозь призму, а у широкого пучка окрашенными оказываются лишь края?
2. На тетради написано красным карандашом «отлично» и зеленым «хорошо». Имеются два стекла — зеленое и красное. Через какое стекло надо смотреть, чтобы увидеть слово «отлично»?

§ 2.3. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

В начале знакомства с физической оптикой мы рассмотрели методы измерения скорости света и доказательства того, что в среде свет распространяется медленнее, чем в вакууме. Это подтверждает справедливость волнового принципа Гюйгенса, с успехом применявшегося для объяснения отражения и преломления света. Однако необходимы более веские доказательства того, что свет при распространении ведет себя как волна. Любому волновому движению, как было выяснено при изучении механических волн, присущи явления интерференции и дифракции. Для того чтобы быть уверенным в том, что свет имеет волновую природу, необходимо найти экспериментальные доказательства интерференции и дифракции света.

Для наблюдений интерференции волн на поверхности воды использовались два источника волн (два шарика, закрепленные на колеблющемся стерженьке). Получить интерференционную картину (чередование минимумов и максимумов освещенности) с помощью двух обычных независимых источников света, например двух электрических лампочек, невозможно. Включение еще одной лампочки лишь увеличивает освещенность поверхности, но не создает чередования минимумов и максимумов освещенности. Выясним, в чем причина этого.

Сложение двух монохроматических волн

Посмотрим, что получится в результате сложения двух бегущих волн с одинаковыми частотами колебаний ω . Гармонические световые волны называются **монохроматическими***. Пусть эти волны распространяются от двух точечных источников S_1 и S_2 , находящихся на расстоянии l друг от друга. Результат сложения волн будем рассматривать на расстоянии D от источников, много большем l ($D \gg l$). Экран, на который падают световые волны, расположим параллельно линии, соединяющей источники (рис. 2.5).

* Впоследствии мы увидим, что цвет определяется частотой волны (или ее длиной). Поэтому гармоническая волна может быть названа монохроматической (одноцветной).

Световая волна — это, согласно электромагнитной теории света, электромагнитная волна. В электромагнитной волне в вакууме напряженность электрического поля $\vec{E}$ по модулю в системе Гаусса равна магнитной индукции $\vec{B}$. Мы рассмотрим сложение волн напряженности электрического поля. Впрочем, уравнение бегущей волны имеет одну и ту же форму для волн любой физической природы.

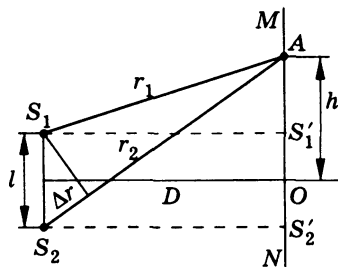


Рис. 2.5

Итак, источники S_1 и S_2 испускают две сферические монохроматические волны. Амплитуды этих волн убывают с расстоянием как $\frac{1}{r}$. Однако если мы будем рассматривать сложение волн на расстояниях r_1 и r_2 от источников, много больших расстояния l между источниками ($r_1 \gg l$ и $r_2 \gg l$), то амплитуды от обоих источников можно считать равными.

Волны, пришедшие от источников S_1 и S_2 в точку A экрана, имеют приблизительно одинаковые амплитуды $\vec{E}_0$ и одинаковые частоты ω . В общем случае начальные фазы колебаний в источниках волн могут различаться. Уравнение бегущей сферической волны в общем случае можно записать так:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{r}{c} \right) + \varphi_0 \right]. \quad (2.3.1)$$

Здесь φ_0 — начальная фаза колебаний в источнике ($r = 0$, $t = 0$).

При сложении двух волн в точке A возникает результирующее гармоническое колебание

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \\ &= \vec{E}_0 \left[\sin \left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01} \right) + \sin \left[\omega t - \frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02} \right] \right]. \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Здесь мы считаем, что колебания $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$ происходят вдоль одной прямой. Обозначим через $\varphi_1 = -\frac{\omega r_1}{c} + \varphi_{01}$ начальную фазу колебаний первой волны в точке A , а через $\varphi_2 = -\frac{\omega r_2}{c} + \varphi_{02}$ —

начальную фазу колебаний второй волны в этой же точке. Тогда

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0[\sin(\omega t + \varphi_1) + \sin(\omega t + \varphi_2)] = \\ &= 2\vec{E}_0 \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right).\end{aligned}\quad (2.3.3)$$

Учитывая, что

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\frac{c}{\lambda},$$

для разности фаз получим выражение

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} + \varphi_{01} - \varphi_{02}.\quad (2.3.4)$$

Амплитуда результирующих колебаний в точке А равна

$$E_p = 2E_0 \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}.\quad (2.3.5)$$

Интенсивность излучения I прямо пропорциональна квадрату амплитуды. Для одной волны $I_0 \sim E_0^2$, а для результирующих колебаний $I \sim E_p^2$. Поэтому для интенсивности волны в точке А имеем:

$$I = 4I_0 \cos^2 \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = 2I_0[1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)].\quad (2.3.6)$$

Условия максимумов и минимумов интерференционной картины

Интенсивность света в данной точке пространства определяется разностью фаз колебаний $\varphi_1 - \varphi_2$. Если колебания источников синфазны, то $\varphi_{01} - \varphi_{02} = 0$ и

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda}.\quad (2.3.7)$$

Разность фаз определяется разностью расстояний от источников до точки наблюдения $\Delta r = r_2 - r_1$. Напомним, что разность расстояний называется **разностью хода**. В тех точках пространства, для которых выполняется условие

$$\Delta r = r_2 - r_1 = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots,\quad (2.3.8)$$

волны, складываясь, усиливают друг друга, и результирующая интенсивность в 4 раза превосходит интенсивность каждой из волн. Напротив, при

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{\lambda}{2}(2k + 1) \quad (2.3.9)$$

волны гасят друг друга ($I = 0$).

В результате в пространстве возникает *интерференционная картина*, представляющая собой чередование максимумов и минимумов интенсивности света, а значит, и освещенности экрана. Условия интерференционных максимумов (2.3.8) и минимумов (2.3.9) точно такие же, как и в случае интерференции механических волн.

Интерференционная картина

Если через источники провести какую либо плоскость, то максимум интенсивности будет наблюдаться в точках плоскости, удовлетворяющих условию:

$$r_2 - r_1 = k\lambda = \text{const.}$$

Эти точки лежат на кривой, называемой *гиперболой*. Именно для гиперболы выполняется условие: разность расстояний от любой точки кривой до двух точек, называемых фокусами гиперболы, — величина постоянная. Получается семейство гипербол, соответствующих различным значениям k . Источники света являются фокусами гиперболы.

При вращении гиперболы вокруг оси, проходящей через источники S_1 и S_2 , получаются две поверхности — двухполостный гиперболоид вращения (рис. 2.6). Различным значением k соответствуют различные гиперболоиды. Интерференционная картина на экране зависит от расположения экрана. Форма интерференционных полос дается линиями пересечения плоскости экрана с этими гиперболоидами. Если экран A перпендикулярен линии S_1S_2 , то интерференционные полосы имеют форму окружностей. Если же экран B расположен параллельно линии S_1S_2 (см. рис. 2.6), то интерференционные полосы будут

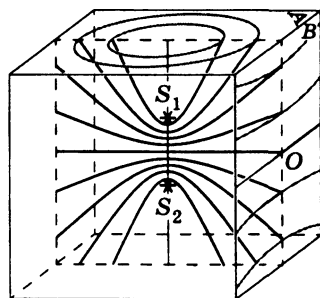


Рис. 2.6

гиперболами. Но эти гиперболы при большом расстоянии D экрана от источников вблизи точки O приближенно можно рассматривать как отрезки параллельных прямых.

Найдем распределение интенсивности света на этом экране вдоль прямой MN , параллельной линии S_1S_2 (см. рис. 2.5). Для этого найдем зависимость разности фаз (2.3.7) от расстояния $h = OA$. Применяя теорему Пифагора к треугольникам $S_1AS'_1$ и $S_2AS'_2$, получим:

$$r_2^2 = D^2 + \left(h + \frac{l}{2}\right)^2, \quad r_1^2 = D^2 + \left(h - \frac{l}{2}\right)^2.$$

Вычитая почленно из первого равенства второе, найдем

$$r_2^2 - r_1^2 = 2hl \quad \text{или} \quad (r_1 + r_2)(r_2 - r_1) = 2hl.$$

Считая $l \ll D$, приближенно будем иметь $r_1 + r_2 \approx 2D$ и, следовательно,

$$r_2 - r_1 \approx \frac{hl}{D}. \quad (2.3.10)$$

Интенсивность света (2.3.6) меняется с изменением h :

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{l}{\lambda D} h \right) \right]. \quad (2.3.11)$$

График этой функции показан на рисунке 2.7. Интенсивность меняется периодически и достигает максимумов при условии

$$r_2 - r_1 = \frac{h_k l}{D} = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.3.12)$$

Величина h_k определяет положение максимума номера k .

Расстояние между соседними максимумами:

$$\Delta h = h_{k+1} - h_k = \frac{\lambda D}{l}. \quad (2.3.13)$$

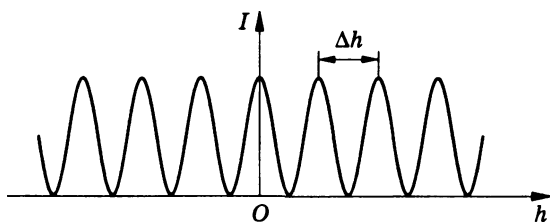


Рис. 2.7

Оно прямо пропорционально длине волны λ и тем больше, чем меньше расстояние l между источниками по сравнению с расстоянием D до экрана.

В действительности интенсивность не будет неизменной при переходе от одного интерференционного максимума к другому и не остается постоянной вдоль одной интерференционной полосы. Дело в том, что амплитуды волн от источников S_1 и S_2 равны точно только в точке O . В других точках они равны лишь приблизительно.

Как и в случае механических волн, образование интерференционной картины не означает превращения световой энергии в какие-либо другие формы. Она только перераспределяется в пространстве. Среднее значение суммарной интенсивности света равно сумме интенсивностей от двух источников. Действительно, среднее значение интенсивности (2.3.11) по всей длине интерференционной картины равно $2I_0$, так как среднее значение косинуса при всевозможных значениях аргумента в зависимости от h равно нулю.

Почему световые волны от двух источников не когерентны?

Интерференционная картина от двух источников, которую мы описали, возникает только при сложении монохроматических волн одинаковых частот. У монохроматических волн разность фаз колебаний в любой точке пространства постоянна. Волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз называются когерентными. Только когерентные волны, налагаясь друг на друга, дают устойчивую интерференционную картину с неизменным расположением в пространстве максимумов и минимумов колебаний. Световые же волны от двух независимых источников не являются когерентными.

Атомы источников излучают свет независимо друг от друга отдельными «обрывками» (цугами) синусоидальных волн. Длительность непрерывного излучения атома около 10^{-8} с. За это время свет проходит путь длиной около 3 м (рис. 2.8). Эти цуги волн от обоих источников налагаются друг на друга. Разность фаз колебаний в любой точке пространства хаотически меняется со временем в зависимости от того, как в данный момент времени цуги от различных источников сдвинуты друг относительно друга. Волны от различных источников света *некоге-*

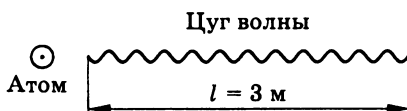


Рис. 2.8

рентны из-за того, что разность начальных фаз не остается постоянной*. Фазы φ_{01} и φ_{02} меняются случайным образом, и из-за этого случайным образом меняется разность фаз результирующих колебаний в любой точке пространства.

При случайных обрывах и возникновениях колебаний разность фаз меняется беспорядочно, принимая за время наблюдения τ всевозможные значения от 0 до 2π . В результате за время τ , много большее времени нерегулярных изменений фазы (порядка 10^{-8} с), среднее значение $\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ в формуле для интенсивности (2.3.6) равно нулю. Интенсивность света оказывается равной сумме интенсивностей от отдельных источников, и никакой интерференционной картины наблюдаться не будет.

В некогерентности световых волн заключается главная причина того, что свет от двух источников не дает интерференционной картины. Это главная, но не единственная причина. Другая причина заключается в том, что длина световой волны, как мы скоро увидим, очень мала. Это сильно затрудняет наблюдение интерференции, если даже располагать когерентными источниками волн.

§ 2.4. ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В ОПТИКЕ. ДЛИНА СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Для того чтобы при наложении световых волн наблюдалась устойчивая интерференционная картина, необходимо, чтобы волны были когерентны, т. е. имели одинаковую длину волны и постоянную разность фаз.

Идея Огюстена Френеля

Для получения когерентных источников света французский физик Огюстен Френель (1788—1827) нашел в 1815 г. простой

* Исключение составляют квантовые генераторы света — лазеры, созданные в 1960 г. О лазерах мы расскажем в дальнейшем.

и остроумный способ. Надо свет от одного источника разделить на два пучка и, заставив их пройти различные пути, свести вместе. Тогда цуг волн, испущенных отдельным атомом, разделится на два когерентных цуга. Так будет для цугов волн, испускаемых *каждым* атомом источника. Свет, испускаемый одним атомом, дает определенную интерференционную картину. При наложении этих картин друг на друга получается достаточно интенсивное распределение освещенности на экране: интерференционную картину можно наблюдать.

Имеется много способов получения когерентных источников света, но суть их одинакова. С помощью разделения пучка на две части получают два мнимых источника света, дающих когерентные волны. Для этого используют два зеркала (бизеркала Френеля), бипризму (две призмы, сложенные основаниями), билинзу (разрезанную пополам линзу с раздвинутыми половинами) и др. Мы подробно рассмотрим одно устройство.

Бипризма Френеля

Бипризма состоит из двух призм с малыми преломляющими углами, сложенных вместе, как показано на рисунке 2.9. Свет от источника S падает на левые (по рисунку) грани бипризмы, и после преломления возникают два световых пучка.

Продолжения лучей, преломленных верхней и нижней призмами, пересекаются в двух точках S_1 и S_2 , представляющих собой мнимые изображения источника S . При малых значениях преломляющих углов θ призмы источник и оба изображения лежат практически в одной плоскости. Волны в обоих пучках когерентны, так как фактически они испущены одним источником.

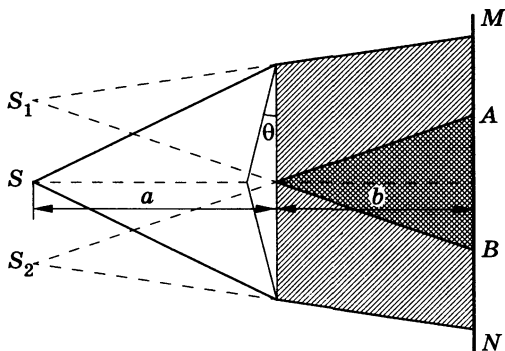


Рис. 2.9

Оба пучка налагаются друг на друга и интерферируют. Возникает интерференционная картина, описанная в предыдущем параграфе.

Очень наглядным доказательством того, что мы имеем дело именно с интерференцией, служит простое изменение опыта. Если одну половину бипризмы прикрыть непрозрачным экраном, то интерференционная картина исчезает, так как наложения волн не происходит. Расстояние между интерференционными полосами (2.3.13) зависит от длины волны λ , расстояния b от бипризмы до экрана и расстояния l между мнимыми источниками. Вычислим это расстояние.

Для вычисления l проще всего рассмотреть ход луча, падающего на призму нормально (рис. 2.10). Такого луча в действительности нет, но его можно построить, мысленно продолжив преломляющую грань призмы. Продолжения всех лучей, падающих на грань призмы, пересекаются в точке S_1 — мнимом источнике. Как видно из рисунка, $\alpha = \theta$ и $SA = a\theta$, где a — расстояние от источника до бипризмы. Согласно закону преломления для малых углов $\beta = n\theta$. (Углы малы при малом преломляющем угле призмы и при a , много большем размеров бипризмы.) Расстояние

$$AS_1 = \frac{l}{2} + a\theta \approx a\beta \approx a n\theta.$$

Отсюда $l = 2a\theta(n - 1)$. Расстояние между интерференционными полосами согласно (2.3.13) равно

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l} = \frac{\lambda(a + b)}{2a\theta(n - 1)}. \quad (2.4.1)$$

Здесь b — расстояние бипризмы до экрана.

Чем меньше преломляющий угол призмы θ , тем больше расстояние между интерференционными максимумами. Соответственно интерференционную картину легче наблюдать. Именно поэтому бипризма должна иметь малые преломляющие углы.

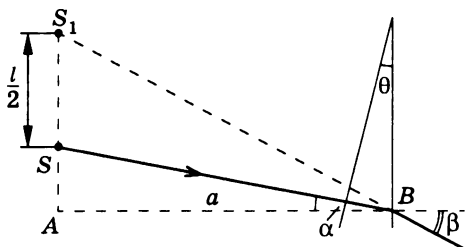


Рис. 2.10

Размеры источника

Для наблюдения интерференции с помощью бипризмы и подобных ей устройств геометрические размеры источника света должны быть малы. Дело в том, что группы атомов левой, к примеру, части источника дают свою интерференционную картину, а правой — свою. Эти картины смещены друг относительно друга (рис. 2.11). При больших размерах источника максимумы одной картины совпадут с минимумами другой и в результате интерференционная картина размажется (освещенность станет равномерной).



Рис. 2.11

Длина световой волны

Интерференционная картина позволяет определить длину световой волны. Это можно сделать, в частности, в опытах с бипризмой. Зная расстояния a и b , преломляющий угол θ бипризмы, ее показатель преломления n и измеряя расстояние Δh между интерференционными максимумами, можно найти длину световой волны λ с помощью формулы (2.4.1).

При освещении бипризмы белым светом только центральный максимум остается белым. Все остальные максимумы имеют радужную окраску. Ближе к центру картины появляется фиолетовая окраска, а дальше — красная. Согласно формуле (2.3.12), это означает, что длина волны красного цвета максимальна, а фиолетового минимальна. Расстояние интерференционного максимума от центра картины

$$h_k = \frac{D\lambda}{l} k. \quad (2.4.2)$$

Лишь при $k = 0$ $h_k = 0$ для всех длин волн.

Зависимость цвета от длины волны легко обнаружить, помещая на пути белого света, падающего на бипризму, различные светофильтры. Расстояния между максимумами для лучей красного цвета больше, чем для желтого, зеленого и всех других.

Измерения дают для красного света $\lambda_k \approx 8 \cdot 10^{-7}$ м, а для фиолетового $\lambda_{\phi} \approx 4 \cdot 10^{-7}$ м. Длины волн, соответствующие другим цветам спектра, имеют промежуточные значения.

Для любого цвета длина световой волны очень мала. Некоторое наглядное представление о длине волны можно получить из такого сравнения: если бы длина морской волны (несколько метров) увеличилась во столько раз, во сколько надо увеличить длину световой волны, чтобы она сравнялась с шириной страницы этой книги, то на всем Атлантическом океане (от Нью-Йорка в Америке до Лиссабона в Европе) уместилась бы лишь одна волна. Но все же длина световой волны примерно в тысячу раз больше диаметра атома (10^{-10} м).

Длина волны и цвет

Явление интерференции не только доказывает наличие у света волновых свойств, но и позволяет измерить длину световой волны. Одновременно выясняется, что подобно тому, как высота звука определяется его частотой, цвет света определяется длиной волны (или частотой колебаний, так как $\nu = \frac{c}{\lambda}$).

Зная, от какой физической характеристики световой волны зависит цвет, можно дать более глубокое, чем в § 2.2, определение дисперсии света. Дисперсией называется зависимость показателя преломления света от частоты колебаний (или длины волны).

Вне нас в природе нет никаких красок, есть лишь волны разной длины. Глаз — сложный физический прибор, способный различать незначительную (около 10^{-6} см) разницу в длине световых волн. Интересно, что большинство животных, в том числе и собаки, неспособны различать цвета, а различают лишь интенсивность света. Они видят черно-белую картину, как в обычном (не цветном) кино или на экране телевизора. Не различают цвета также дальтоники — люди, страдающие цветовой слепотой.

§ 2.5. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Френель придумал метод получения когерентных волн для наблюдения интерференции света. Однако не он первый наблюдал интерференцию и не он открыл явление интерференции света.

Некоторый курьез состоял в том, что интерференцию света наблюдали очень давно, но только не отдавали себе

в этом отчета. Вы тоже множество раз видели интерференционную картину, когда в детстве развлекались пусканием мыльных пузырей или наблюдали за радужным переливом цветов тонкой пленки керосина или нефти на поверхности воды.

Идея Томаса Юнга

Английский ученый Томас Юнг (1773—1829) первым пришел в 1802 г. к гениальной мысли о возможности объяснения цветов тонких пленок наложением волн, одна из которых отражается от наружной поверхности пленки, а вторая — от внутренней* (рис. 2.12). Волны когерентны, так как они испущены одним атомом S протяженного источника света. Волны 1 и 2 усиливают или ослабляют друг друга в зависимости от разности хода. Эта разность хода возникает из-за того, что волна 2 проходит внутри пленки дополнительный путь $AB + BC$, а волна 1 при этом проходит лишь дополнительное расстояние DC . Нетрудно подсчитать (проделайте это сами), что при пренебрежении преломлением света ($n \approx 1$) разность хода

$$\Delta r = 2h \cos \alpha, \quad (2.5.1)$$

где h — толщина пленки, α — угол падения. Усиление света происходит, если разность хода равна целому числу длин волн, а ослабление — при разности хода, равной нечетному числу длин полуволн. Волны разного цвета имеют разную длину волны. Для взаимного гашения длинных волн нужна бóльшая толщина пленки, чем для гашения более коротких волн. Следовательно, если пленка имеет неодинаковую толщину в различных местах, то должны появиться различные цвета при освещении пленки белым светом.

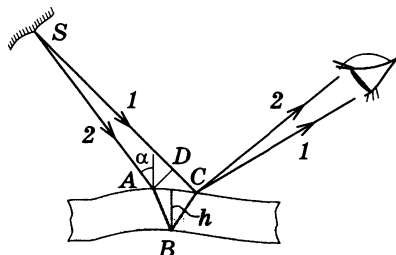


Рис. 2.12

* Публикуя свои работы по интерференции, Френель ничего не знал о работах Юнга.

Локализация интерференционных полос (полосы равной толщины)

Интерференция в тонких пленках наблюдается при освещении их поверхности весьма протяженными источниками света, даже при освещении рассеянным светом пасмурного неба. Здесь не нужны жесткие ограничения на размеры источника, как в опытах Френеля с бипризмой и другими приспособлениями. Но зато в опытах Френеля интерференционная картина не локализована. Экран за призмой (см. рис. 2.9) можно расположить в любом месте, где перекрываются световые пучки от мнимых источников. Интерференционная картина в тонких пленках локализована определенным образом.

Для ее наблюдения на экране нужно с помощью линзы получить на нем изображение *поверхности пленки*. При визуальном наблюдении изображение поверхности получается на сетчатке. В этом случае лучи от разных участков источника, падающие на одно и то же место пленки, собираются затем на экране (или на сетчатке глаза) вместе (рис. 2.13). Для любой пары лучей разность хода примерно одинакова, так как одинакова толщина пленки h , а углы падения различаются мало. Лучи с сильно различающимися углами падения не попадут в линзу, а тем более в зрачок глаза, имеющий малые размеры.

Для всех участков пленки равной толщины разность хода одна и та же и, следовательно, одинакова освещенность экрана, на котором получается изображение этих участков. В результате на экране видны *полосы равной толщины* пленки.

Если же на экране сфокусирована поверхность источника, то лучи от данного участка источника попадают в одну и ту же точку экрана после отражения от *разных* участков пленки (рис. 2.14). Для разных пар лучей разность хода различна из-за различной толщины пленки. Поэтому интерференционная картина размывается.

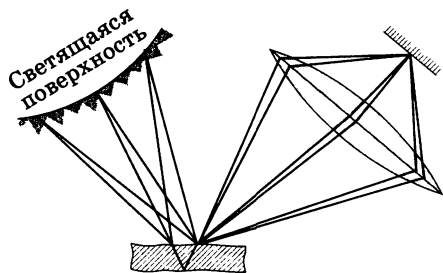


Рис. 2.13

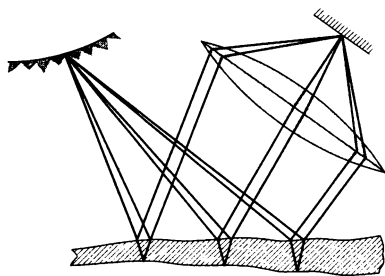


Рис. 2.14

§ 2.6. КОЛЬЦА НЬЮТОНА

Простая интерференционная картина возникает в тонкой прослойке воздуха между стеклянной пластиной и положенной на нее плоско-выпуклой линзой большого радиуса кривизны. Эта интерференционная картина (линии равной толщины) имеет вид концентрических колец, называемых кольцами Ньютона.

Кольца Ньютона

Возьмите линзу с большим фокусным расстоянием (следовательно, с малой кривизной поверхности) и положите ее на стеклянную пластину. Внимательно разглядывая поверхность линзы (лучше через лупу), вы обнаружите в месте соприкосновения линзы и пластины темное пятно и вокруг него маленькие радужные кольца. Расстояния между соседними кольцами быстро убывают по мере увеличения их радиуса (рис. 1, 1 на форзаце). Это и есть кольца Ньютона. Впервые их обнаружил Р. Гук, а Ньютон исследовал не только в белом свете, но и при освещении линзы одноцветным (монохроматическим) светом. Оказалось, что радиусы колец растут пропорционально квадратному корню из порядкового номера кольца, а радиусы колец одного и того же порядкового номера увеличиваются при переходе от фиолетового конца спектра к красному (рис. 1, 2 и 3 на форзаце). Все это вы можете проверить с помощью самостоятельных наблюдений.

Объяснить, почему возникают кольца, Ньютон, придерживавшийся корпускулярной теории света, не мог. Впервые это удалось Юнгу на основе идеи интерференции.

Вычислим радиусы темных колец Ньютона. Для этого нужно подсчитать разность хода двух лучей, отраженных от выпуклой поверхности линзы на границе стекло — воздух и поверхности пластины на границе воздух — стекло (рис. 2.15).

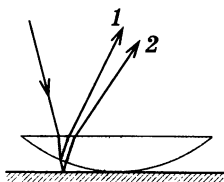


Рис. 2.15

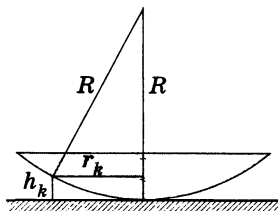


Рис. 2.16

Радиус r_k кольца номера k связан с толщиной воздушной прослойки простым соотношением. Согласно теореме Пифагора (рис. 2.16)

$$R^2 = r_k^2 + (R - h_k)^2,$$

где R — радиус кривизны линзы. Отсюда $2Rh_k = r_k^2 + h_k^2$. Так как радиус кривизны линзы велик по сравнению с h_k , то $h_k \ll r_k$.

Поэтому $2Rh_k \approx r_k^2$ или

$$h_k = \frac{r_k^2}{2R}. \quad (2.6.1)$$

Вторая волна проходит путь на $2h_k$ больший, чем первая. Однако разность хода оказывается большей $2h_k$. При отражении световой волны, так же, как и при отражении механической волны, может происходить изменение фазы колебаний на π , что означает увеличение разности хода дополнительно на $\frac{\lambda}{2}$. Оказывается, что при отражении волны на границе среды с бóльшим показателем преломления фаза колебаний меняется на π . (То же происходит у волны на резиновом шнуре, конец которого жестко закреплён.) При отражении от оптически менее плотной среды фаза колебаний не меняется. В нашем случае фаза волны меняется только при отражении от стеклянной пластины.

С учетом дополнительного увеличения разности хода на $\frac{\lambda}{2}$ условие минимумов интерференционной картины запишется так:

$$2h_k + \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}(2k + 1), \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.6.2)$$

Подставляя в эту формулу выражение (2.6.1) для h_k , определим радиус темного кольца r_k в зависимости от λ и R :

$$r_k = \sqrt{\lambda R k}. \quad (2.6.3)$$

Темное кольцо в центре ($k = 0$, $h_k = 0$) возникает из-за изменения фазы на π при отражении от стеклянной пластины.

Радиусы светлых колец определяются выражением:

$$r_k = \sqrt{R \frac{\lambda}{2}(2k + 1)}, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.6.4)$$

Изменение длины волны в веществе

При переходе света из одной среды в другую длина волны изменяется. Это можно обнаружить так. Заполним водой или другой прозрачной жидкостью с показателем преломления n воздушную прослойку между линзой и пластиной. Радиусы интерференционных колец уменьшаются. Почему это происходит?

Мы знаем, что при переходе света из вакуума в какую-либо среду скорость света уменьшается в n раз. Так как $v = \lambda\nu$, то при этом должна уменьшаться либо частота, либо длина волны. Но радиусы колец зависят от длины волны. Следовательно, когда свет входит в среду, изменяется в n раз именно длина волны, а не частота.

Почему пленки должны быть тонкими?

При наблюдении интерференции в тонких пленках нет ограничений на размеры источника. Но есть ограничения на толщину пленки. В оконном стекле вы не увидите интерференционной картины, подобной той, какую дают тонкие пленки керосина и других жидкостей на поверхности воды. Посмотрите еще раз на рисунок колец Ньютона в белом свете. По мере удаления от центра увеличивается толщина воздушной прослойки. При этом расстояния между интерференционными максимумами уменьшаются, а при достаточно большой толщине прослойки вся интерференционная картина смазывается, и колец не видно совсем.

То, что разность радиусов $\Delta r = r_{k+1} - r_k$ соседних колец уменьшается с ростом порядка спектра k , следует из формул (2.6.3) и (2.6.4). Но неясно, почему интерференционная картина вообще исчезает при больших k , т. е. при больших толщинах воздушной прослойки h .

Все дело в том, что свет никогда не является строго монохроматическим. Падает на пленку (или воздушную прослойку) не бесконечная монохроматическая волна, а конечный пучок волн. Чем менее монохроматичен свет, тем этот пучок короче. Если длина пучка меньше удвоенной толщины пленки, то волны 1 и 2, отраженные от поверхностей пленки, не встретятся никогда (рис. 2.17).

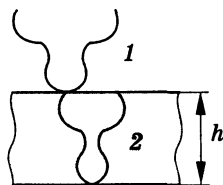


Рис. 2.17

Определим толщину пленки, при которой еще можно наблюдать интерференцию. Немонохроматический свет состоит из волн различной длины. Предположим, что спектральный интервал равен $\Delta\lambda$, т. е. присутствуют все длины волн от λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Тогда каждому значению k соответствует не одна интерференционная линия, а разноцветная полоса. Чтобы интерференционная картина не смазывалась, нужно, чтобы полосы, соответствующие соседним значениям k , не перекрывались. В случае колец Ньютона необходимо, чтобы $r_{k+1}(\lambda) \geq r_k(\lambda + \Delta\lambda)$. Подставляя радиусы колец из формулы (2.6.4), получим:

$$\sqrt{\frac{R\lambda}{2}(2k+3)} \geq \sqrt{\frac{R(\lambda + \Delta\lambda)}{2}(2k+1)}. \quad (2.6.5)$$

Отсюда получается условие

$$\Delta\lambda \leq \frac{\lambda}{k + \frac{1}{2}}. \quad (2.6.6)$$

Если $\Delta\lambda \ll \lambda$, то k должно быть велико и

$$\Delta\lambda \leq \frac{\lambda}{k}. \quad (2.6.7)$$

Ширина спектрального интервала должна быть много меньше длины волны λ , деленной на порядок спектра k . Это соотношение справедливо не только для колец Ньютона, но и при интерференции в любых тонких пленках.

§ 2.7. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

| *Применения интерференции очень важны и обширны.*

Существуют специальные приборы — *интерферометры* — действие которых основано на явлении интерференции. Назначение их может быть различным: точное измерение длин световых волн, измерение показателя преломления газов и др. Имеются интерферометры специального назначения. Об одном из них, сконструированном Майкельсоном для фиксации очень малых изменений скорости света, будет рассказано в главе «Основы теории относительности».

Мы остановимся только на двух применениях интерференции.

Проверка качества обработки поверхностей

С помощью интерференции можно оценить качество шлифовки поверхности изделя с погрешностью до 10^{-6} см. Для этого нужно создать тонкую прослойку воздуха между поверхностью образца и очень гладкой эталонной пластиной (рис. 2.18). Тогда неровности поверхности до 10^{-6} см вызовут заметные искривления интерференционных полос, образующихся при отражении света от проверяемой поверхности и нижней грани эталонной пластины.

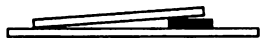


Рис. 2.18

В частности, качество шлифовки линзы можно проверить, наблюдая кольца Ньютона. Кольца будут правильными окружностями только в том случае, если поверхность линзы строго сферическая. Любое отступление от сферичности, большее $0,1 \lambda$, будет заметно сказываться на форме колец. В том месте, где на линзе имеется выпуклость, кольца будут выгибаться к центру.

Любопытно, что итальянский физик Э. Торричелли (1608—1647) умел шлифовать линзы с погрешностью до 10^{-6} см. Его линзы хранятся в музее, и качество их проверено современными методами. Как же это ему удавалось? Ответить на этот вопрос трудно. В то время секреты мастерства обычно не выдавались. Видимо, Торричелли обнаружил интерференционные кольца задолго до Ньютона и догадался, что с их помощью можно проверять качество шлифовки. Но, разумеется, никакого представления о том, почему кольца появляются, у Торричелли быть не могло.

Отметим еще, что, используя почти строго монохроматический свет, можно наблюдать интерференционную картину при отражении от плоскостей, находящихся друг от друга на большом расстоянии (порядка нескольких метров). Это позволяет измерять расстояния в сотни сантиметров с погрешностью до 10^{-6} см.

Просветление оптики

Объективы современных фотоаппаратов или кинопроекторов, перископы подводных лодок и различные другие оптические устройства состоят из большого числа оптических стекол — линз, призм и др. Проходя через такие устройства, свет отражается от многих поверхностей. Число отражающих поверхностей в современных фотообъективах превышает 10, а в перископах подводных лодок доходит до 40. При падении света перпендикуляр-

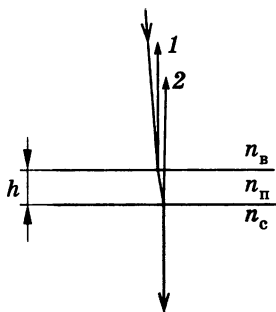


Рис. 2.19

но поверхности от каждой поверхности отражается 5—9% всей энергии. Поэтому сквозь прибор часто проходит всего 10—20% поступающего в него света. В результате этого освещенность изображения получается малой. Кроме того, ухудшается качество изображения. Часть светового пучка после многократного отражения от внутренних поверхностей все же проходит через оптический прибор, но рассеивается и уже не участвует в создании четкого изображения.

На фотографических изображениях, например, по этой причине образуется «вуаль».

Для устранения этих неприятных последствий отражения света от поверхностей оптических стекол надо уменьшить долю отраженной энергии света. Даваемое прибором изображение делается при этом ярче, «просветляется». Отсюда и происходит термин *просветление оптики*.

Просветление оптики основано на интерференции. На поверхность оптического стекла, например линзы, наносят тонкую пленку с показателем преломления $n_п$, меньшим показателя преломления стекла n_c . Для простоты рассмотрим случай нормального падения света на пленку (рис. 2.19). Условие того, что отраженные от верхней и нижней поверхностей пленки волны гасят друг друга, запишется (для пленки минимальной толщины) следующим образом:

$$2h = \frac{\lambda}{2n_п}, \quad (2.7.1)$$

где $\frac{\lambda}{n_п}$ — длина волны в пленке, а $2h$ — разность хода*.

Если амплитуды обеих отраженных волн одинаковы или очень близки друг к другу, то гашение света будет полным. Чтобы добиться этого, подбирают соответствующим образом показатель преломления пленки, так как интенсивность отраженного света определяется отношением коэффициентов преломления двух граничащих сред.

* В случае, когда показатель преломления воздуха $n_v < n_п$, а $n_п < n_c$, при отражении от поверхности пленки и от поверхности стекла происходит изменение фазы на π . В результате эти отражения не влияют на разность фаз волн 1 и 2; она определяется только толщиной пленки.

На линзу при обычных условиях падает белый свет. Выражение (2.7.1) показывает, что требуемая толщина пленки зависит от длины волны. Поэтому осуществить гашение отраженных волн всех частот невозможно. Толщину пленки подбирают так, чтобы полное гашение при нормальном падении имело место для длин волн средней части спектра (зеленый цвет, $\lambda_3 = 5,5 \cdot 10^{-5}$ см); она должна быть равна четверти длины волны в пленке*:

$$h = \frac{\lambda_3}{4n_{\text{п}}}.$$

Отражение света крайних участков спектра — красного и фиолетового — ослабляется незначительно. Поэтому объектив с просветленной оптикой в отраженном свете имеет сиреневый оттенок. Сейчас даже простые дешевые фотоаппараты имеют просветленную оптику.

В заключение еще раз подчеркнем, что гашение света светом не означает превращения световой энергии в другие формы. Как и при интерференции механических волн, гашение волн друг другом в данном участке пространства означает, что световая энергия сюда просто не поступает. Гашение отраженных волн у объектива с просветленной оптикой означает, что весь свет проходит сквозь объектив.

1. Как можно использовать два зеркала для наблюдения интерференции? Как зависит интерференционная картина от угла между зеркалами?
2. Длина волны в воде уменьшается в n раз (n — показатель преломления воды). Означает ли это, что ныряльщик под водой не может видеть предметы в естественном свете?
3. После удара камнем по прозрачному льду возникают трещины, переливающиеся всеми цветами радуги. Почему?
4. Нарисуйте примерную картину интерференционных полос на мыльной пленке, образовавшейся на треугольной рамке. Рамка с пленкой расположена вертикально.
5. Почему кольца Ньютона не образуются при отражении света от двух поверхностей линзы?

* Практически наносят слой, толщина которого на целое число длин волн больше. Это удобнее. Промышленный метод нанесения на поверхность оптических стекол тонких пленок был разработан отечественными учеными И. В. Гребенщиковым, А. Н. Терениным и др.

§ 2.8. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Если свет представляет собой волновой процесс, на что убедительно указывает явление интерференции, то должна наблюдаться и дифракция света. Ведь дифракция — огибание волнами препятствий — присуща любому волновому движению. Но наблюдать дифракцию света нелегко. Волны заметным образом огибают препятствия, если размеры последних сравнимы с длиной волны. А эта длина очень мала.

Первые наблюдения дифракции

Впервые дифракцию света наблюдал итальянский ученый Ф. Гримальди в середине XVII в. В узкий пучок света Гримальди помещал различные предметы, в частности тонкие нити. При этом тень на экране оказывалась шире, чем это должно быть согласно законам геометрической оптики. Кроме того, по обе стороны тени обнаруживались цветные полосы.

Пропуская тонкий пучок света через маленькое отверстие, Гримальди также наблюдал отступление от закона прямолинейного распространения света. Светлое пятно против отверстия оказывалось большего размера, чем это следовало ожидать при прямолинейном распространении света. Эти опыты может выполнить каждый из вас, но они требуют тщательной подготовки.

Опыты по дифракции проводились также Ньютоном. Но если Гримальди правильно истолковал свои опыты как следствие волновой природы света (он, кстати, первым и ввел термин «дифракция»), то Ньютон объяснял их притяжением световых частиц краями препятствий, стоящих на пути света.

Опыт Юнга

В 1802 г. Томас Юнг, открывший интерференцию света, поставил классический опыт по дифракции. В непрозрачной ширме он проколол булавкой два маленьких отверстия B и C на небольшом расстоянии друг от друга (рис. 2.20). Эти отверстия освещались узким световым пучком, прошедшим, в свою очередь, через малое отверстие A в другой ширме. Именно эта деталь, до которой очень трудно было додуматься в то время, решила успех опыта. Интерферируют только когерентные волны. Возникшая в соответствии с принципом Гюйгенса сферическая волна от отверстия A возбуждала в отверстиях B и C

когерентные колебания. Вследствие дифракции из отверстий *B* и *C* выходили два световых конуса, которые частично перекрывались. В результате интерференции световых волн на экране появлялись чередующиеся светлые и темные полосы. Расстояние между полосами определялось формулой (2.3.13), полученной Юнгом. Закрывая одно из отверстий, он обнаруживал, что интерференционные полосы исчезали. Именно с помощью этого опыта впервые Юнгом были измерены длины волн, соответствующие световым лучам разного цвета, причем весьма точно.

Вы можете сами воспроизвести опыт Юнга. Нужно только некоторое терпение, так как это не так-то просто.

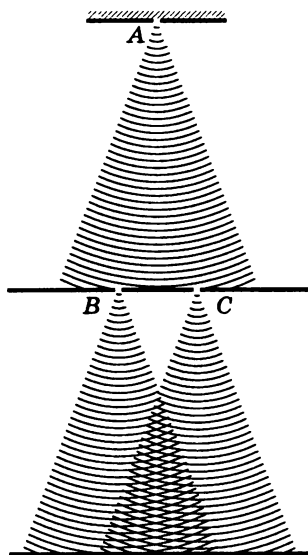


Рис. 2.20

§ 2.9. ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ

Исследование дифракции получило развитие в работе Френеля. Френель не только более детально исследовал различные случаи дифракции на опыте, но и построил количественную теорию дифракции. Эта теория позволяла в принципе рассчитать дифракционную картину, возникающую при огибании светом любых препятствий. Им же впервые было объяснено прямолинейное распространение света в однородной среде на основе волновой теории. Этим успехом Френель добился, объединив принцип Гюйгенса с идеей интерференции вторичных волн.

Для того чтобы вычислить амплитуду световой волны в любой точке пространства, надо мысленно окружить источник замкнутой поверхностью и расположить на ней вторичные источники волн. Амплитуды и фазы колебаний во вторичных источниках определяются амплитудой и фазой волны от первичного источника. Интерференция волн от вторичных источников определяет амплитуду и фазу колебаний в рассматриваемой точке пространства.

Зоны Френеля

Для вычисления результатов интерференции вторичных волн Френель придумал простой и наглядный метод — метод построения *зон Френеля*.

Рассмотрим, как свет, испущенный источником в точке A , попадает в произвольную точку пространства B (рис. 2.21).

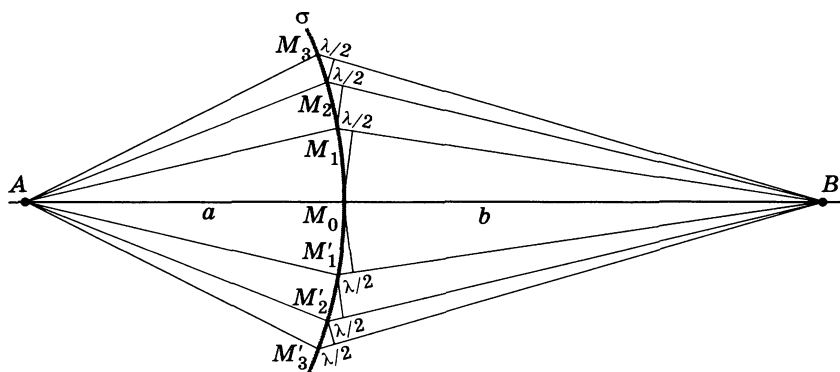


Рис. 2.21

Окружим источник сферической поверхностью σ радиусом a , много большим длины волны ($a \gg \lambda$). Расстояние от точки B до ближайшей точки M_0 на поверхности сферы обозначим через b ($b \gg \lambda$). Амплитуды и фазы колебаний от всех вторичных источников на поверхности σ одинаковы.

Разобьем поверхность σ на кольцевые зоны (рис. 2.22) так, чтобы расстояния от краев соседних зон до точки B отличались на половину длины волны (см. рис. 2.21). Преимущества подобного разбиения зон в том, что для соответствующих точек соседних зон разность хода равна $\frac{\lambda}{2}$ и вторичные волны от них, встречающиеся в точке B , ослабляют друг друга.

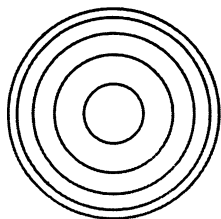


Рис. 2.22

Вычислим радиусы зон Френеля и докажем, что их площади одинаковы. Для этого опустим перпендикуляр M_1C на прямую AB и рассмотрим прямоугольные треугольники AM_1C и BM_1C (рис. 2.23). Расстояние CM_0 обозначим через x_1 . $CM_1 = r_1$ — это радиус первой зоны Френеля. Согласно теореме Пифагора:

$$r_1^2 = a^2 - (a - x_1)^2 = \left(b + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + x_1)^2. \quad (2.9.1)$$

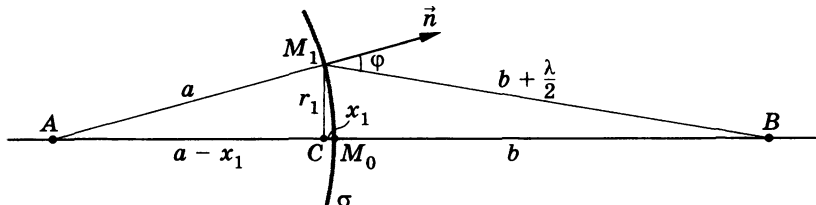


Рис. 2.23

Так как $a \gg \lambda$ и $b \gg \lambda$, то отсюда приближенно

$$x_1 \approx \frac{b\lambda}{2(a+b)},$$

и радиус первой зоны Френеля

$$r_1 \approx \sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}}.$$

Точно так же можно вычислить расстояние x_m для произвольной зоны Френеля номера m и радиус произвольной зоны r_m :

$$x_m = \frac{\lambda b m}{2(a+b)}, \quad r_m = \sqrt{\frac{ab\lambda m}{a+b}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.9.2)$$

Площадь первой зоны Френеля — это площадь сферического сегмента

$$\sigma_1 = 2\pi a x_1 = \frac{\pi a b \lambda}{a+b}. \quad (2.9.3)$$

Площадь второй зоны равна разности площадей:

$$\sigma_2 = 2\pi a x_2 - \sigma_1 = \frac{\pi a b \lambda}{a+b} = \sigma_1$$

и т. д. Площади зон равны.

Объяснение прямолинейности распространения света

Пусть первая зона создает в точке B колебания с амплитудой s_1 , вторая — с амплитудой s_2 и т. д. Далее нужно принять еще одно дополнительное допущение. Будем считать, что *амплитуда колебаний в точке B монотонно убывает** по мере

* Для наших целей точный закон убывания не существен. Сделанное допущение усложняет формулировку принципа Гюйгенса—Френеля, но оно является общим для всех случаев расчета дифракционных картин.

увеличения угла φ между нормалью $\vec{n}$ к поверхности σ и направлением на точку B (см. рис. 2.23). Тогда

$$s_1 > s_2 > s_3 \dots \quad (2.9.4)$$

Для больших номеров зон m амплитуда колебаний от вторичных источников в точке B пренебрежимо мала.

Разность хода волн от соседних зон равна $\frac{\lambda}{2}$, что соответствует разности фаз колебаний π . Поэтому результирующая амплитуда колебаний

$$s = s_1 - s_2 + s_3 - s_4 + \dots \quad (2.9.5)$$

Перепишем это выражение, разделяя амплитуды от нечетных зон на равные части:

$$s = \frac{s_1}{2} + \left(\frac{s_1}{2} - s_2 + \frac{s_3}{2} \right) + \left(\frac{s_3}{2} - s_4 + \frac{s_5}{2} \right) + \dots \quad (2.9.6)$$

Будем считать, что благодаря монотонности убывания амплитуд выполняется равенство:

$$s_m = \frac{s_{m-1} + s_{m+1}}{2}. \quad (2.9.7)$$

Тогда выражения в скобках равны нулю. Если пренебречь действием далекой нечетной зоны, то результирующая амплитуда

$$s \approx \frac{s_1}{2}. \quad (2.9.8)$$

Таким образом, результирующая амплитуда колебаний в точке B примерно равна половине амплитуды колебаний, создаваемой центральной зоной Френеля (но не равна амплитуде колебаний от половины зоны). Немного позднее мы этот результат обоснуем несколько по-другому.

Итак, световое возмущение в точке B обусловлено действием части центральной зоны Френеля площадью $\sigma_1 = \frac{\pi ab \lambda}{a + b}$.

Если $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м, $a \approx b \approx 1$ м, то $\sigma_1 \approx 1$ мм². Распространение света из A в B происходит так, как если бы световой поток шел внутри узкого канала AB , т. е. по прямой. В этом и состоит объяснение прямолинейного распространения света в однородной среде.

Существенным для прямолинейного распространения света является малость λ по сравнению с a и b . Если бы глаз мог воспринимать радиоволны, то точечный источник на расстоянии нескольких метров от глаза казался бы светящимся шаром.

Зонная пластинка

Может показаться, что все рассуждения с зонами Френеля, убыванием амплитуд с увеличением угла наклона и т. д. — некое искусственное построение для получения заранее известного результата. Но это не так. Превосходным подтверждением соответствия рассуждений Френеля реальным процессам служат опыты с *зонной пластинкой*.

Зонная пластинка — это прозрачный экран с чередующимися светлыми и темными кольцами (рис. 2.24, *а*). Радиусы колец выбраны так, что при данных λ , a и b кольца закрывают все четные (или, напротив, нечетные) зоны, оставляя открытыми нечетные (или четные) (рис. 2.24, *б*). Результирующая амплитуда колебаний в точке B теперь равна

$$s = s_1 + s_3 + s_5 + \dots \quad (2.9.9)$$

Амплитуда колебаний оказывается больше, чем без пластинки! Впечатляющий факт: мы частично преграждаем путь световому потоку, а интенсивность света в точке B увеличивается.

Пластинка фокусирует световые лучи подобно линзе. Она может давать и изображения предметов.

Зонную пластинку можно использовать для фокусировки рентгеновских лучей, которые практически не преломляются веществом. С помощью таких пластинок созданы рентгеновские микроскопы, намного превышающие по разрешающей способности обычные оптические.

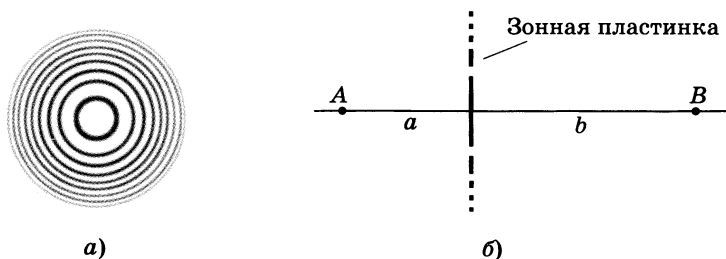


Рис. 2.24

§ 2.10. ДИФРАКЦИЯ ФРЕНЕЛЯ НА ПРОСТЫХ ОБЪЕКТАХ

Для более наглядной оценки результатов интерференции волн от зон Френеля можно воспользоваться векторной диаграммой. Ее удобно использовать для сложения колебаний одинаковых частот, различающихся по фазе и амплитуде. Напомним, что при построении векторной диаграммы амплитуда результирующего колебания равна векторной сумме амплитуд складываемых колебаний, а углы между векторами равны разности фаз колебаний.

Векторные диаграммы

При сложении когерентных световых колебаний каждую зону Френеля разобьем на очень малые кольцевые участки: фазы колебаний вторичных источников одного участка можно при этом считать постоянными. Амплитуды колебаний от одного участка изобразятся малым вектором $\Delta \vec{s}_i$. Нужно учесть, что амплитуды колебаний в точке B (см. рис. 2.21) от отдельных участков зоны немного различаются из-за малого различия в углах наклона участков по отношению к направлению на точку B . Фазы колебаний от участка к участку постепенно изменяются, и колебания от крайних участков зоны различаются по фазе на π , так как разность хода волн от этих участков равна $\frac{\lambda}{2}$.

На рисунке 2.25, *а* построена векторная диаграмма колебаний в точке B от центральной зоны Френеля. Вектор $\overrightarrow{OM_1}$, модуль которого равен s_1 , представляет амплитуду результирующих колебаний. Векторная диаграмма близка к полуокружности. Если бы амплитуды колебаний от всех участков зоны в точке B были одинаковы, то это была бы точно половина окружности и амплитуда результирующих колебаний равнялась бы диаметру окружности.

На рисунке 2.25, *б* представлена векторная диаграмма для двух зон Френеля. Амплитуда результирующего колебания изображается вектором $\overrightarrow{OM_2}$. Действие трех зон изображено на рисунке 2.25, *в*. При сложении колебаний от всех зон Френеля результирующая амплитуда колебаний изобразится век-

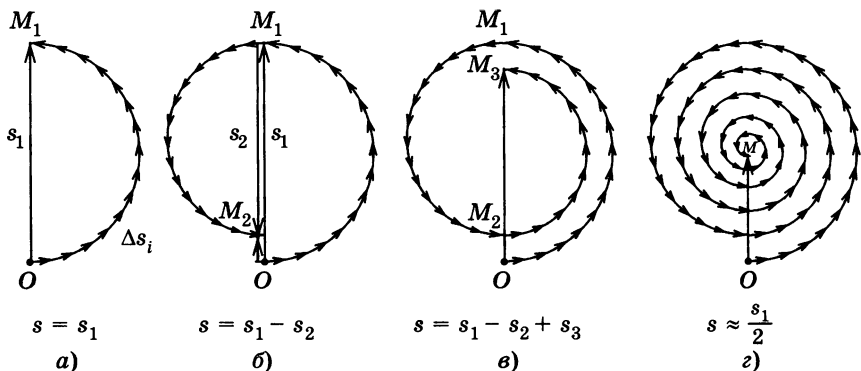


Рис. 2.25

тором $\overrightarrow{OM}$, модуль которого равен $\frac{s_1}{2}$. Мы получили тот же результат, что и в предыдущем параграфе.

С помощью векторных диаграмм можно оценить результат дифракции на круглом отверстии или круглом экране в центре дифракционной картины и в других случаях.

Дифракция на круглом отверстии

Дифракцию сферических волн принято называть **дифракцией Френеля**. На рисунке 2.26 показано круглое отверстие в непрозрачном экране. Нетрудно оценить интенсивность света в центре дифракционной картины в зависимости от радиуса отверстия. Для этого нужно провести сферу с центром в точке А, где расположен источник, так, чтобы она проходила через края отверстия. Затем построить зоны Френеля и посмотреть, сколько зон укладывается в отверстии. Максимум амплитуды

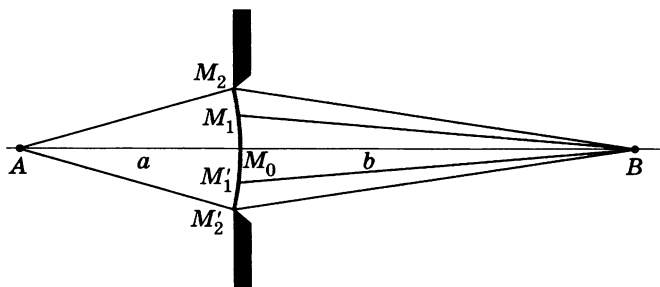


Рис. 2.26

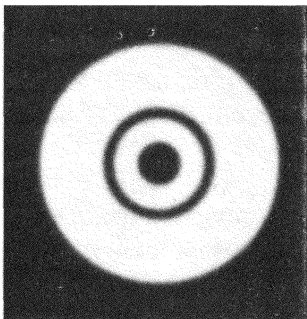


Рис. 2.27

колебаний в точке B экрана, а значит, и максимум интенсивности будет при одной полностью открытой зоне (см. рис. 2.25, a). Интенсивность в 4 раза больше, чем без экрана. При двух открытых зонах Френеля в точке B наблюдается минимум и возникает темное пятно (см. рис. 2.25, b). Всегда при четном числе открытых зон Френеля в точке B будет минимум, а при нечетных — максимум. Если число зон, укладываемых в отверстие, велико, то экран не влияет на интенсивность света в точке B . Зоны больших номеров вносят малый вклад в интенсивность из-за большого угла наклона зон.

Распределение интенсивности на экране вокруг точки B определить довольно сложно. Но из соображений симметрии ясно, что должны наблюдаться чередующиеся светлые и темные кольца. Так и есть на самом деле (рис. 2.27). Наличие колец следует из энергетических соображений. При увеличении радиуса отверстия через него проходит больше энергии. Куда же она девается, если открыты две зоны? Ответ: она перераспределяется и поступает в соседние с точкой B точки экрана. Вокруг темного пятна должно возникнуть светлое кольцо.

Дифракция на круглом экране

В случае дифракции на круглом экране вспомогательную поверхность σ строим следующим образом. Проводим сферическую поверхность так, чтобы она проходила через край экрана (рис. 2.28). Зоны Френеля начинаем строить от краев экрана.

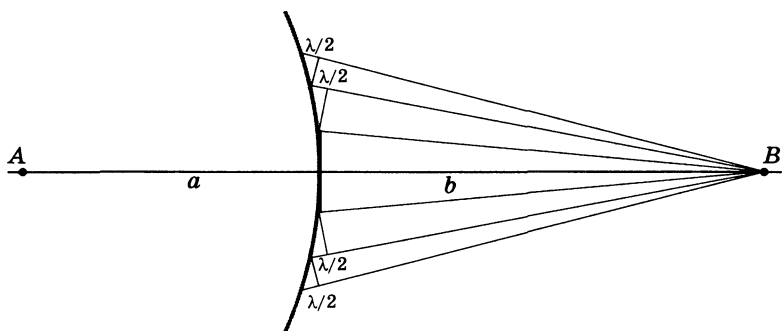


Рис. 2.28

Если экран мал, то первая зона наклонена мало и амплитуда колебаний в точке B , равная половине амплитуды колебаний от первой зоны, будет почти такой же, как и без экрана. Поэтому в центре за экраном должно быть светлое пятно! Парадоксальный результат! Если экран велик и закрывает много зон, то первая открытая зона сильно наклонена и центрального пятна не будет.

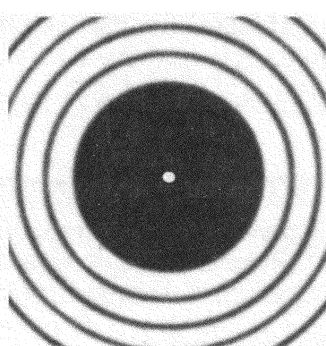


Рис. 2.29

Вокруг центрального пятна располагаются светлые и темные кольца (рис. 2.29).

Любопытный случай произошел на заседании Французской Академии наук в 1818 г. Присутствовавший на заседании известный физик С. Пуассон обратил внимание на то, что из теории Френеля вытекает факт, явно противоречащий здравому смыслу. За маленьким непрозрачным диском должно находиться светлое пятно в центре тени. Каково же было удивление ученых, когда тут же поставленные Д. Араго эксперименты доказали, что так и есть на самом деле.

При каких условиях наблюдается дифракция?

Мы видели, что влияние экрана при дифракции на отверстии велико на оси пучка, если размеры отверстия таковы, что в нем помещается небольшое число зон Френеля. Так же обстоит дело и с непрозрачным диском. Дифракционное пятно за экраном появляется тогда, когда диск закрывает малое число центральных зон Френеля.

На основании этого можно получить количественный критерий того, что дифракция вблизи оси отверстия или диска заметно выражена*. Условие состоит в том, что радиус центральной зоны Френеля больше или порядка радиуса отверстия (или диска):

$$\sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}} \geq R. \quad (2.10.1)$$

* Дифракция наблюдается на крае непрозрачного экрана, но ее мы касаться не будем.

Отношение радиуса центральной зоны к линейному размеру препятствия называют **волновым параметром**:

$$p = \frac{\sqrt{\frac{ab}{a+b}} \lambda}{R}. \quad (2.10.2)$$

Если $p \ll 1$, то дифракция практически отсутствует. Она выражена отчетливо при $p \approx 1$.

Если $a \approx b$ порядка нескольких метров, то, как следует из (2.10.2), размеры препятствий, на которых наблюдается дифракция (при $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см),

$$R \approx \sqrt{50\lambda} \approx 0,5 \text{ мм}.$$

При этом размеры препятствия в несколько сот раз превышают длину волны.

Можно в принципе наблюдать дифракцию на препятствиях размерами порядка метра. Но для этого расстояния a и b должны быть порядка километров. На таких больших расстояниях источник должен обладать очень большой мощностью. Однако флуктуации показателя преломления света в атмосфере столь значительно искажают ход лучей, что практически дифракцию наблюдать на больших расстояниях нельзя.

§ 2.11. ДИФРАКЦИЯ ФРАУНГОФЕРА

До сих пор мы рассматривали дифракцию сферических волн (дифракцию Френеля). Но если размеры препятствия много меньше расстояния до источника, то волну, падающую на препятствие, можно считать плоской. Плоскую волну можно также получить, располагая источник света в фокусе собирающей линзы.

Дифракцию плоских волн часто называют **дифракцией Фраунгофера** по имени исследовавшего ее немецкого ученого И. Фраунгофера. Этот вид дифракции рассматривается особо по двум причинам. Во-первых, это более простой частный случай дифракции, а во-вторых, такого рода дифракция часто встречается в разнообразных оптических приборах.

Дифракция на длинной узкой щели

Щель можно считать длинной, если ее ширина b много меньше длины щели l . Если $l \approx 100b$, то щель можно рассматривать как бесконечно длинную.

На щель падает плоская волна (рис. 2.30). Для наблюдения дифракции за щелью нужно расположить собирающую линзу, в фокальной плоскости которой находится экран. Линза сводит все падающие на нее под углом φ параллельные лучи вместе на экране.

Разность хода от вторичных источников, расположенных в щели, определяется углом φ между нормалью к плоскости щели и направлением распространения лучей (см. рис. 2.30). Существенно, что сама линза не вносит дополнительной разности хода. Это следует из принципа Ферма, согласно которому свет для всех лучей, дающих изображение точки с помощью линзы, распространяется одинаковое (минимальное) время.

Мы ограничимся нахождением минимумов дифракционной картины. Эта задача более проста, чем нахождение максимумов. При $\varphi = 0$ наблюдается центральный максимум, так как все вторичные волны в этом случае имеют одинаковую разность хода.

Условия минимумов найдем построением так называемых зон Шустера для произвольно выбранного направления φ . Для этого разбиваем поверхность щели на параллельные полосы. Края полос отстоят от фронта волны AC , идущей под углом φ , на $\frac{\lambda}{2}$. На рисунке 2.30 изображен случай, когда в щели укладывается две зоны Шустера AD и DB . При четном числе зон Шустера на отрезке $BC = b \sin \varphi$ укладывается целое число длин волн. При этом световые волны, собираемые линзой вместе, полностью гасят друг друга. Условие минимумов запишется так:

$$b \sin \varphi = k\lambda, \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (2.11.1)$$

Между минимумами располагаются в виде светлых параллельных полос максимумы. Примерное распределение интенсивности на экране показано на рисунке 2.31. При ширине щели $b \geq \lambda$ минимумов освещенности не будет, так как усло-

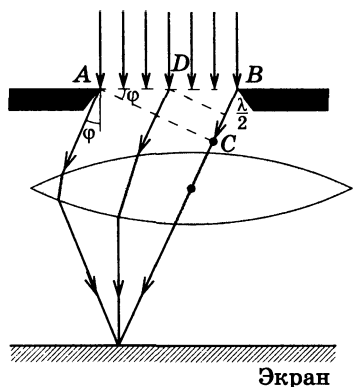


Рис. 2.30

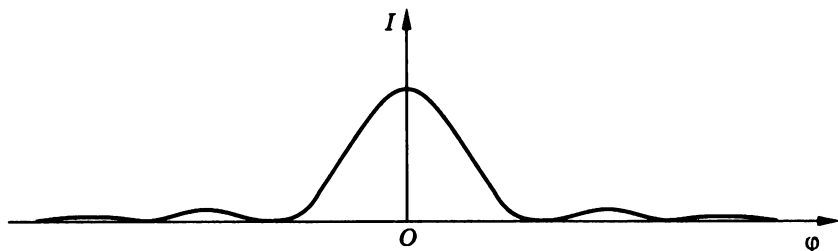


Рис. 2.31

вие (2.11.1) не может быть удовлетворено. Интенсивность плавно спадает от центра дифракционной картины к ее краям.

Дифракция на двух щелях

Дифракционная картина от двух щелей существенно отличается от картины дифракции на одной щели. Положения максимумов и минимумов, характерных для одной щели, не меняются при добавлении еще одной щели. Направление на минимум (или максимум) не зависит от положения щели относительно линзы. Щель можно смещать, не сдвигая дифракционной картины. (Нужно только, чтобы свет от щели попадал на линзу.) Поэтому положения минимумов для первой и второй щели по-прежнему определяются формулой (2.11.1).

Однако появляется первый существенный момент: волны от щелей интерферируют между собой, так как они когерентны. (При освещении щелей двумя независимыми источниками мы получили бы простое удвоение интенсивности дифракционной картины от одной щели.)

Разность хода между волнами от краев щелей равна длине отрезка BC (рис. 2.32). Для тех углов φ , для которых на BC укладывается нечетное число полуволн, волны на экране гасят

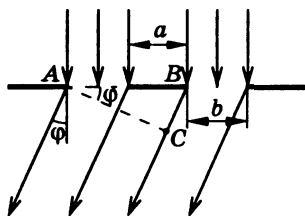


Рис. 2.32

друг друга. В результате появляются минимумы, называемые дополнительными. Если через d обозначить сумму ширины щели b и расстояния между щелями a ($d = a + b$), то условие дополнительных минимумов запишется так:

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2} (2k + 1), \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.11.2)$$

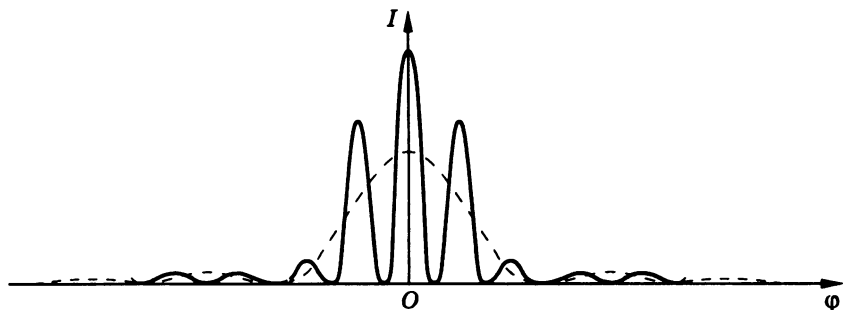


Рис. 2.33

Если же на BC укладывается целое число волн, то волны усиливают друг друга и возникают новые максимумы, называемые **главными максимумами**. Углы, определяющие направление на главные максимумы, удовлетворяют условию:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.11.3)$$

Обратите внимание: между двумя главными максимумами располагается один дополнительный минимум.

Сравним дифракционные картины от двух щелей, освещаемых когерентным и некогерентным светом. Расстояние между минимумами для одной щели больше, чем расстояние между дополнительными минимумами в случае когерентных волн, так как $b < d$. Поэтому между двумя первичными минимумами разместится некоторое количество дополнительных минимумов. Число их определяется соотношением между b и d . Чем больше d по сравнению с b , тем больше дополнительных минимумов и главных максимумов между двумя первичными минимумами. На рисунке 2.33 пунктирной кривой показано распределение интенсивности для некогерентного света, а сплошной кривой — когерентного. Суммарные интенсивности (площади под кривыми) одинаковы, но распределение интенсивности существенно различно. Главные максимумы оказываются более высокими и резко очерченными.

Дифракция на трех щелях

При увеличении числа щелей положение главных максимумов по-прежнему определяется условием (2.11.3). Волны, идущие от всех щелей под углами φ , определяемыми равенством $\sin \varphi = \frac{k\lambda}{d}$, усиливают друг друга. Минимумы, характерные для одной щели, остаются на своих местах согласно условию (2.11.1).

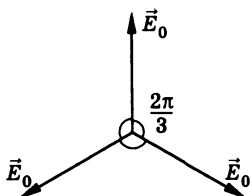


Рис. 2.34

Но теперь дополнительные минимумы, характерные для двух щелей, будут отсутствовать. Если волны от двух щелей гасят друг друга, то волны от третьей щели останутся непогашенными. Вместо этого появляются новые дополнительные минимумы, характерные для трех щелей.

Дополнительные минимумы будут соответствовать таким углам φ , для которых колебания от трех щелей, складываясь друг с другом, взаимно погашаются. Какой должна быть разность хода между волнами от соседних щелей? Проще всего это можно установить с помощью векторной диаграммы. Колебания от одной щели изображаются вектором, модуль которого равен амплитуде колебаний E_0 . Амплитуды колебаний от всех щелей одинаковы. Колебания должны иметь такую разность фаз, чтобы в сумме дать нуль. Для этого разность фаз должна равняться $\frac{2\pi}{3}$ (рис. 2.34). Разности фаз $\frac{2\pi}{3}$ соответствует разность хода $\frac{\lambda}{3}$ или $\frac{2}{3}\lambda$, $\frac{4}{3}\lambda$ и т. д. Прибавление к разности хода дополнительной величины $\frac{\lambda}{3}$ соответствует повороту диаграммы (см. рис. 2.34) на $\frac{2\pi}{3}$. Это ничего не меняет. Итак, дополнительные минимумы определяются условием:

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{3}, \quad \frac{2}{3}\lambda, \quad \frac{4}{3}\lambda \text{ и т. д.} \quad (2.11.4)$$

Теперь между двумя главными максимумами расположатся два дополнительных минимума. В результате максимумы становятся более высокими и резко очерченными.

§ 2.12. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

Увеличивая число щелей, мы получим новый замечательный оптический прибор — дифракционную решетку.

Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа очень узких щелей, разделенных непрозрачными промежутками (рис. 2.35). Хорошая решетка изготавливается

с помощью специальной делительной машины, наносящей на стеклянной пластине параллельные штрихи. Число штрихов доходит до нескольких тысяч на 1 мм; общее число штрихов превышает 100 000. Просты в изготовлении желатиновые отпечатки с такой решетки, зажатые между двумя стеклянными пластинами. Наилучшими качествами обладают так называемые отражательные решетки. Они представляют собой чередование участков, отражающих свет и рассеивающих его. Рассеивающие свет штрихи наносятся резцом на отшлифованной металлической пластине.



Рис. 2.35

Если ширина прозрачных щелей (или отражающих полос) a , а ширина непрозрачных промежутков (или рассеивающих свет полос) b , то величина $d = a + b$ называется периодом решетки (или постоянной решетки).

Число щелей в решетке обозначим через N . Тогда за решеткой интерферируют N когерентных световых пучков. Положения главных максимумов не зависят от числа щелей и по-прежнему определяются условием

$$d \sin \varphi = k\lambda, \text{ где } k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.12.1)$$

Остаются на своих местах и первичные минимумы, характерные для одной щели. Но появляются новые дополнительные минимумы, характерные для N щелей. Положение этих минимумов определяется из условия, что разности фаз колебаний от отдельных щелей равны $\frac{2\pi}{N}$. Векторы, изображающие эти колебания, имеют равные амплитуды и повернуты друг относительно друга на углы $\frac{2\pi}{N}$. Сумма таких векторов равна нулю. Следовательно, разность хода между волнами в различных пучках должна быть равна: $\frac{\lambda}{N}, 2\frac{\lambda}{N}, 3\frac{\lambda}{N}, \dots, \frac{N-1}{N}\lambda^*$.

Углы, определяющие направления на дополнительные минимумы, находятся из условия:

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, 2\frac{\lambda}{N}, 3\frac{\lambda}{N}, \dots, \frac{N-1}{N}\lambda. \quad (2.12.2)$$

* Разности хода $\frac{N}{N}\lambda$ соответствует главный максимум.

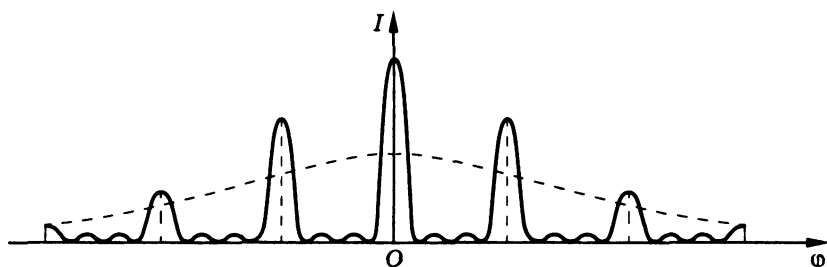


Рис. 2.36

Теперь между двумя главными максимумами располагается $N - 1$ дополнительных минимумов. Это приводит к тому, что главные максимумы очень резко очерчены и интенсивность света в них велика. На рисунке 2.36 приведена примерная зависимость интенсивности от угла дифракции. Пунктирная кривая показывает распределение интенсивности для одной щели. Вторичные максимумы между дополнительными минимумами слабы.

Увеличение числа щелей не меняет положение главных максимумов, но делает их более интенсивными. Наиболее интенсивным остается центральный максимум ($\varphi = 0$). Распределение интенсивности между максимумами существенно зависит от соотношения периода решетки и ширины щели. Так, например, при $d = 2b$ все четные главные максимумы исчезнут, так как условие для главных максимумов (2.12.1) совпадает в этом случае с условием для первичных минимумов (2.11.1).

Так как положение максимумов (кроме центрального, соответствующего $\varphi = 0$) зависит от длины волны, то решетка разлагает белый свет в спектр (рис. II, 1 на форзаце). Чем больше λ , тем дальше располагается тот или иной максимум, соответствующий данной длине волны, от центрального максимума (рис. II, 2, 3 на форзаце). Каждому значению k соответствует свой спектр.

С помощью дифракционной решетки можно производить очень точные измерения длины волны. Если период решетки известен, то определение длины волны сводится к измерению угла φ , соответствующего направлению на максимум.

Наши ресницы с промежутками между ними представляют собой грубую дифракционную решетку. Поэтому, если посмотреть, прищурившись, на яркий источник света, то можно обнаружить радужные цвета. Белый свет разлагается в спектр

при дифракции вокруг ресниц. Долгоиграющая пластинка с ее бороздками, проходящими близко друг от друга, подобна отражательной дифракционной решетке. Если вы посмотрите на отраженный ею свет от электрической лампочки, то обнаружите разложение света в спектр. Можно наблюдать несколько спектров, соответствующих разным значениям k . Картина будет очень четкой, если свет от лампочки падает на пластинку под большим углом.

§ 2.13. РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ МИКРОСКОПА И ТЕЛЕСКОПА

Разрешающая способность микроскопа

Волновая природа света налагает предел на возможность различения деталей предметов или очень мелких предметов при их наблюдении в микроскоп. Дифракция не позволяет получить отчетливые изображения мелких предметов, так как свет распространяется не строго прямолинейно, а огибает препятствия. Из-за этого изображения мелких предметов получаются «размытыми». Никакое увеличение не поможет различить детали предмета, если их «размытые» изображения сливаются.

Сейчас мы убедимся в том, что это происходит, когда линейные размеры предметов порядка длины световой волны.

Пусть предметом, который мы рассматриваем в микроскоп, будет дифракционная решетка с периодом d . Тогда минимальная деталь предмета, которую мы должны различить, как раз и будет периодом решетки.

На решетке происходит дифракция света, и свет преимущественно распространяется в направлениях, определяемых условием (2.12.1). Чем меньше период решетки, тем под большими углами φ происходит отклонение лучей (кроме центрального максимума). Но ведь диаметр объектива микроскопа ограничен. И при больших углах дифракции далеко не весь свет, прошедший через решетку, попадает в объектив. Половину угла, под которым виден объектив из центра рассматриваемого предмета, называют **апертурой объектива** (рис. 2.37).

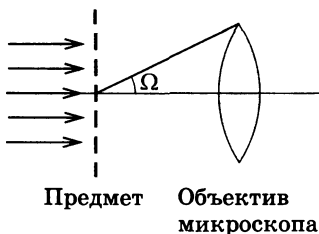


Рис. 2.37

Если апертура объектива $\Omega < \varphi_1$, где φ_1 — угол, определяющий направление на первый главный максимум, то в объектив попадут только лучи, не отклоняемые решеткой (центральный максимум). Но в этом случае изображения решетки не получится. Ведь если решетку убрать, то на объектив будет падать параллельный пучок лучей, таких же, какие образуют центральный максимум. Поле зрения микроскопа окажется освещенным равномерно. Следовательно, для получения изображения решетки в объектив должны попасть лучи, образующие, по крайней мере, первый дифракционный максимум. Изображение будет тем качественнее, чем большая часть лучей, образующих последовательные главные максимумы, попадет в объектив. Оказывается, что получить грубое изображение решетки можно и с помощью первого максимума. Так как $\sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{d}$ и должно выполняться условие $\Omega > \varphi_1$, то $\sin \Omega > \sin \varphi_1$ и $\sin \Omega \geq \frac{\lambda}{d}$. Отсюда минимальные размеры различимых деталей предмета

$$d \geq \frac{\lambda}{\sin \Omega}. \quad (2.13.1)$$

Так как $\sin \Omega \leq 1$, то различить детали, меньшие длины световой волны, нельзя.

Полученный нами результат для простейшего объекта — периодической структуры — имеет общее значение. Чем меньше длина волны, тем больше разрешающая способность микроскопа.

Для очень малых длин электромагнитных волн (рентгеновские лучи, см. § 4.6) показатель преломления у всех веществ $n \approx 1$.

Поэтому нельзя создать линзы для рентгеновских лучей и построить рентгеновский микроскоп. Созданы электронные микроскопы, в которых роль световых лучей играют электронные пучки. Разрешающая способность электронных микроскопов может быть настолько большой, что позволяет «видеть» отдельные молекулы и даже атомы.

Разрешающая способность телескопа

Световая волна от удаленного источника, например от звезды, падает на объектив телескопа. Эту волну можно считать плоской. В результате дифракции на объективе, как на отверс-

тии, изображением звезды будет не точка, а маленькое светлое пятнышко, окруженное темными и светлыми дифракционными кольцами.

При дифракции плоской волны на щели направление на первый минимум определяется выражением:

$$b \sin \varphi = \lambda. \quad (2.13.2)$$

При дифракции на отверстии вместо полос возникают кольца. Угол φ , определяющий направление на первое темное кольцо, зависит от диаметра объектива D и длины волны λ так:

$$D \sin \varphi \approx 1,22 \lambda. \quad (2.13.3)$$

Эта формула отличается от формулы (2.13.2) только множителем 1,22 и заменой b на D . Вывод ее довольно сложен, и мы на нем останавливаться не будем. Из-за того что угол φ мал, радиус первого темного кольца в фокальной плоскости объектива равен

$$r \approx F\varphi = \frac{1,22F\lambda}{D}. \quad (2.13.4)$$

Именно это «размытие» изображения определяет конечную разрешающую способность телескопа.

Допустим, наблюдаются две звезды, угловое расстояние между которыми равно θ (рис. 2.38). Каждая звезда дает на экране систему светлых и темных колец. Если центры колец окажутся очень близкими друг к другу, то изображения звезд сольются в одно светлое пятнышко и нельзя будет установить наличие двух звезд. *Различить звезды наверняка можно в том случае, если первое темное кольцо в изображении одной звезды совпадет с максимумом изображения второй.* Это условие и определяет минимальное угловое расстояние между звездами, различимыми с помощью телескопа. Угол θ должен быть равным (или бóльшим) угла φ , определяемого формулой (2.13.3):

$$\theta \geq \varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (2.13.5)$$

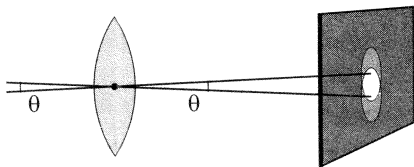


Рис. 2.38

Эта формула определяет разрешающую способность телескопа. Чем больше диаметр объектива телескопа, тем лучше его разрешающая способность.

Радиотелескопы принимают электромагнитные волны сантиметрового или метрового диапазона. Поэтому разрешающая способность их гораздо меньше, чем у оптических телескопов, хотя диаметр антенны достигает сотен метров.

- ?
1. Можно ли негатив фотографии колец Ньютона использовать в качестве зонной пластинки?
 2. Как построить векторную диаграмму в том случае, когда непрозрачный экран закрывает центральную зону Френеля?
 3. Чему равна амплитуда колебаний, когда открыта половина центральной зоны Френеля, если амплитуда колебаний от всех зон равна E_0 ?
 4. Период дифракционной решетки в 3 раза превышает ширину щели. Все ли главные максимумы будут наблюдаться на экране?

§ 2.14. ПОПЕРЕЧНОСТЬ СВЕТОВЫХ ВОЛН. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Явления интерференции и дифракции не оставляют сомнений в том, что распространяющийся свет обладает свойствами волн. Но каких волн — продольных или поперечных?

Длительное время основатели волновой оптики Юнг и Френель считали световые волны продольными, т. е. подобными звуковым волнам. В то время световые волны рассматривались как упругие волны в эфире, заполняющем пространство и проникающем внутрь всех тел. Поперечные волны могут существовать только в твердом теле. Но как могут тела двигаться в твердом эфире, не встречая сопротивления? Ведь эфир не должен препятствовать движению тел. В противном случае не выполнялся бы закон инерции.

Однако постепенно набиралось все больше и больше экспериментальных фактов, которые никак не удавалось истолковать, считая световые волны продольными. Под давлением этих фактов Френель в конце концов вынужден был признать поперечность световых волн, несмотря на то что это казалось чрезвычайно странным с точки зрения теории механического эфира как носителя световых волн.

Опыты с турмалином

Поперечность световых волн доказана многочисленными экспериментами. Рассмотрим подробно только один из них, очень простой и исключительно эффектный. Это опыт с кристаллами турмалина (прозрачными кристаллами зеленой окраски).

Кристалл турмалина имеет ось симметрии и принадлежит к числу так называемых одноосных кристаллов. Возьмем прямоугольную пластину турмалина, вырезанную таким образом, чтобы одна из ее граней была параллельна оси кристалла. Если направить нормально на такую пластину пучок света от электрической лампы или Солнца, то вращение пластины вокруг пучка никакого изменения интенсивности света, прошедшего через нее, не вызовет (рис. 2.39). Можно подумать, что свет только частично поглотился в турмалине и приобрел зеленоватую окраску. Больше ничего не произошло. Но это не так. Световая волна приобрела новые свойства.

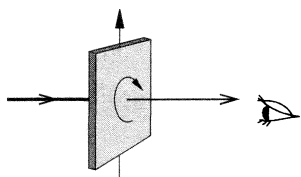


Рис. 2.39

Эти новые свойства обнаруживаются, если пучок заставить пройти через второй точно такой же кристалл турмалина (рис. 2.40, а), параллельный первому. При одинаково направленных осях кристаллов опять ничего интересного не происходит: просто световой пучок еще более ослабляется за счет поглощения во втором кристалле. Но если второй кристалл вращать, оставляя первый неподвижным (рис. 2.40, б), то обнаружится удивительное явление — гашение света. По мере увеличения угла между осями интенсивность света уменьшается. И когда оси перпендикулярны друг другу, свет не проходит совсем (рис. 2.40, в). Он целиком поглощается вторым кристаллом. Как это можно объяснить?

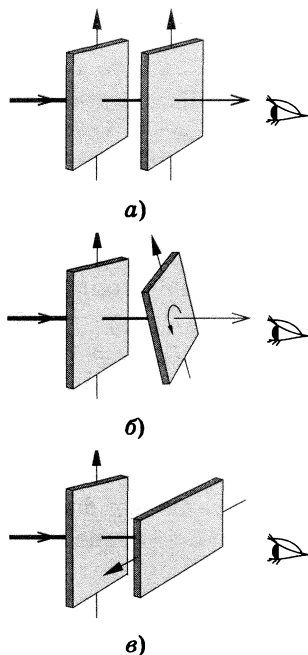


Рис. 2.40

Поперечность световых волн

Из этих опытов следует два факта. Во-первых, световая волна, идущая от источника света, полностью симметрична относительно направления распространения (при вращении кристалла вокруг луча в первом опыте интенсивность не менялась). Во-вторых, волна, вышедшая из первого кристалла, не обладает осевой симметрией (в зависимости от поворота второго кристалла относительно луча получается та или иная интенсивность прошедшего света).

Продольные волны обладают полной симметрией по отношению к направлению распространения (колебания происходят вдоль этого направления, и оно является осью симметрии волны). Поэтому объяснить опыт с вращением второй пластинки, считая световую волну продольной, невозможно.

Полное объяснение опыта можно получить, сделав два предположения.

Первое предположение относится к самому свету. Свет — поперечная волна. Но в падающем от обычного источника пучке волн присутствуют колебания всевозможных направлений, перпендикулярных направлению распространения волны (рис. 2.41).

Согласно этому предположению световая волна обладает осевой симметрией, являясь в то же время поперечной. Волны, например, на поверхности воды такой симметрией не обладают, так как колебания частиц воды происходят только в вертикальной плоскости.

Световая волна с колебаниями по всем направлениям, перпендикулярным направлению распространения, называется *естественной*. Такое название оправдано, так как в обычных условиях источники света создают именно такую волну. Данное предположение объясняет результат первого опыта. Вращение кристалла турмалина не меняет интенсивность прошед-

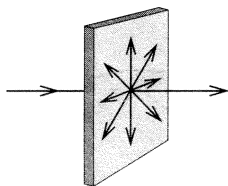


Рис. 2.41

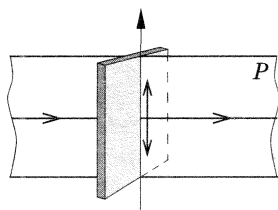


Рис. 2.42

шего света, так как падающая волна обладает осевой симметрией (несмотря на то что она является поперечной).

Второе предположение, которое необходимо сделать, относится к кристаллу. Кристалл турмалина обладает способностью пропускать световые волны с колебаниями, лежащими в одной определенной плоскости (плоскость P на рисунке 2.42). Такой свет называется **поляризованным** или, точнее, **плоскополяризованным**, в отличие от естественного света, который может быть назван также неполяризованным. Это предположение полностью объясняет результаты второго опыта. Из первого кристалла выходит плоскополяризованная волна. При скрещенных кристаллах (угол между осями 90°) она не проходит сквозь второй кристалл. Если оси составляют между собой некоторый угол, отличный от 90° , то проходят колебания, амплитуда которых равна проекции амплитуды волны, прошедшей через первый кристалл, на направление оси второго кристалла.

Итак, кристалл турмалина поляризует свет, т. е. преобразует естественный свет в плоскополяризованный.

Механическая модель опытов с турмалином

Нетрудно построить простую наглядную механическую модель рассматриваемого явления. Можно создать поперечную волну в резиновом шнуре так, чтобы колебания быстро меняли свое направление в пространстве. Это аналог естественной световой волны. Пропустим теперь шнур сквозь узкий деревянный ящик (рис. 2.43). Из колебаний всевозможных направлений ящик «выделяет» колебания в одной определенной плоскости. Поэтому из ящика выходит поляризованная волна.

Если на ее пути имеется еще точно такой же ящик, но повернутый относительно первого на 90° , то колебания сквозь него не проходят. Волна целиком гасится.

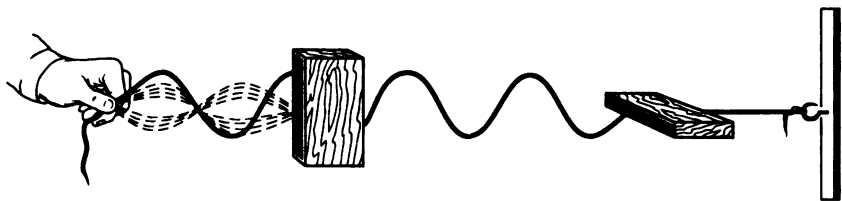


Рис. 2.43

Поляроиды

Не только кристаллы турмалина способны поляризовать свет. Таким же свойством, например, обладают так называемые *поляроиды*. Поляроид представляет собой тонкую (0,1 мм) пленку кристаллов герапатита, нанесенную на целлулоид или стеклянную пластинку.

С поляроидом можно проделать те же опыты, что и с кристаллом турмалина. Преимущество поляроидов в том, что можно создавать большие поверхности, поляризующие свет. К недостаткам поляроидов относится фиолетовый оттенок, который они придают белому свету.

Уже давно обсуждается вопрос об установке поляроидов на фары и ветровые стекла автомобилей для устранения слепящего действия фар встречных машин. Для этого поляроид на фарах и ветровом стекле должен пропускать колебания под углом 45° к горизонту. Тогда направление световых колебаний встречной машины будет перпендикулярно плоскости, в которой поляроид пропускает колебания, и свет фар будет гаситься. Собственный же поляризованный свет данного автомобиля после отражения от дороги будет проходить сквозь ветровое стекло. Установка поляроидов имеет смысл, если снабдить ими все автомобили.

Поляризация света при отражении и преломлении

Свет поляризуется не только при прохождении сквозь кристаллы. Частичная поляризация света наблюдается при отражении света от поверхности диэлектрика и при преломлении света. Частично поляризованный свет можно рассматривать как смесь естественного света и плоскополяризованного.

Поляризацию света легко обнаружить, наблюдая сквозь полосу поляроида отраженный от поверхности воды или стекла пучок лучей.

§ 2.15. ПОПЕРЕЧНОСТЬ СВЕТОВЫХ ВОЛН И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТЕОРИЯ СВЕТА

Электромагнитная теория света берет начало с работ Максвелла.

Максвелл чисто теоретически показал возможность существования электромагнитных волн, а также установил, что скорость распространения этих волн в вакууме должна быть равна

скорости света, которая к тому времени была известна. На основании этого Максвелл предположил, что свет представляет собой электромагнитную волну.

Кроме того, из теории Максвелла непосредственно вытекало, что электромагнитные волны являются поперечными. К этому времени поперечность световых волн уже была доказана экспериментально. Поэтому Максвелл обоснованно считал поперечность электромагнитных волн еще одним важным доказательством справедливости электромагнитной теории света.

После того как Герц экспериментально получил электромагнитные волны и измерил их скорость, электромагнитная теория света нашла первое экспериментальное подтверждение. Было доказано, что электромагнитные волны при распространении обнаруживают те же свойства, что и световые: отражение, преломление, интерференцию, дифракцию, поляризацию и др. В конце XIX в. было окончательно установлено, что световые волны возбуждаются движущимися в атоме заряженными частицами.

С признанием электромагнитной теории света исчезли все затруднения, связанные с необходимостью введения гипотетической среды — эфира, который приходилось рассматривать как твердое тело. Световые волны — это не механические волны в особой всепроникающей среде, а волны электромагнитные. Электромагнитные же процессы подчиняются не законам механики, а своим собственным законам.

В электромагнитной волне векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$ перпендикулярны друг другу. В естественном свете колебания напряженности электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ происходят по всем направлениям, перпендикулярным направлению распространения волны. Если свет поляризован, то колебания как $\vec{E}$, так и $\vec{B}$ происходят не по всем направлениям, а в двух определенных плоскостях.

Возникает естественный вопрос: когда шла речь о направлении колебаний в световой волне, то, собственно говоря, колебания какого вектора — $\vec{E}$ или $\vec{B}$ — имелись в виду? Специально поставленные опыты доказали, что на сетчатку глаза или фотозмульсию действует именно электрическое поле световой волны.

Это естественно: сила, действующая на заряженную частицу со стороны магнитного поля волны, меньше силы, действующей со стороны электрического поля, в $\frac{v}{c}$ раз (v — скорость движения заряженных частиц). Так как электроны в

атомах движутся со скоростью, примерно в 100 раз меньшей скорости света, то электрическая сила значительно больше магнитной. В связи с этим за направление колебаний в световой волне принято направление вектора напряженности $\vec{E}$ электрического поля.

§ 2.16. ПРИМЕРЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ

Наибольшее число задач этого параграфа посвящено интерференции и дифракции света.

При решении задач на интерференцию важнейшей является формула (2.3.13) для расстояния между интерференционными максимумами от двух когерентных источников:

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l}. \quad (2.16.1)$$

При решении задач нужно вычислять расстояние l между двумя мнимыми источниками. Это вычисление выполняется с помощью законов геометрической оптики.

Большая часть задач на дифракцию посвящена дифракционной решетке. Основной здесь является формула, определяющая направление на главные максимумы:

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (2.16.2)$$

Нужно уметь пользоваться векторными диаграммами для определения результирующих амплитуд колебаний при дифракции (см. § 2.10).

Вначале предлагается сложная задача на дисперсию света.

Задача 1

Постройте элементарную теорию радуги, т. е. покажите, что центр радуги находится на прямой, проведенной от Солнца через глаз наблюдателя, и что дуга радуги представляет собой часть окружности, все точки которой видны под углом 42° (для красного света) по отношению к прямой, соединяющей глаз наблюдателя и центр радуги.

Решение. Солнечные лучи, падающие на капли дождя, можно считать параллельными. По выходе из капли после однократного отражения на внутренней поверхности капли лучи расходятся по всем направлениям. Лишь лучи, испытавшие наименьшее

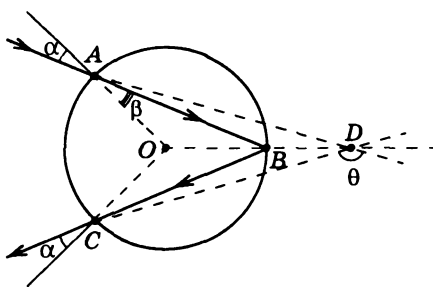


Рис. 2.44

отклонение, идут приблизительно параллельно. Поэтому именно эти лучи, попадая в глаз, вызовут наибольшее зрительное впечатление. Эти лучи идут, так сказать, с наибольшей «плотностью». Остальные лучи рассеиваются во все стороны.

Найдем значение угла отклонения от первоначального направления для лучей, вышедших из капли параллельным пучком. Для этого вычислим сначала угол θ отклонения луча от первоначального направления в случае однократного отражения от внутренней поверхности капли (рис. 2.44).

Как видно из рисунка, угол преломления $\beta = \angle OAB = \angle ABO = \angle OBC = \angle OCB$, а $\angle BAD = \angle BCD = \alpha - \beta$. В точке A луч поворачивается на угол $\alpha - \beta$, в точке B — на угол $\pi - 2\beta$ и в точке C — на угол $\alpha - \beta$. Следовательно, полный угол отклонения луча от первоначального направления

$$\theta = \alpha - \beta + \pi - 2\beta + \alpha - \beta = \pi + 2\alpha - 4\beta. \quad (2.16.3)$$

При падении на каплю параллельного пучка лучей угол падения луча, идущего вдоль диаметра, равен 0° , а углы падения остальных лучей пучка принимают всевозможные значения от 0 до 90° .

Используя выражение (2.16.3) и закон преломления, найдем значения θ для различных углов падения α :

$\alpha, ^\circ$	θ	$\alpha, ^\circ$	θ
0	180°	55	$138^\circ 20'$
20	$160^\circ 24'$	60	$137^\circ 56'$
40	$144^\circ 54'$	65	$138^\circ 40'$
50	$139^\circ 40'$	70	$140^\circ 44'$

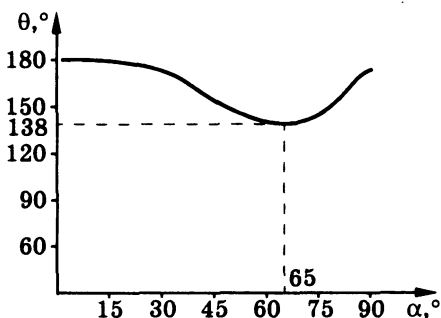


Рис. 2.45

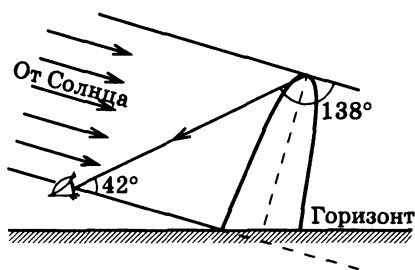


Рис. 2.46

На рисунке 2.45 изображен график зависимости θ от α . Как видно из таблицы и графика, наименьшее значение угла отклонения приблизительно равно $\theta_{\min} = 138^\circ$. Лучи, вышедшие из капли, идут приблизительно параллельно именно при $\theta = \theta_{\min}$, так как при этом значении θ угол отклонения меняется наиболее медленно при изменении угла падения α .

Итак, для параллельных лучей угол отклонения равен 138° . Следовательно, угол между падающими от Солнца лучами и направлением на радуу составляет 42° (для красного света) (рис. 2.46).

В глаз попадает свет от тех капель, которые находятся в направлении, составляющем угол 42° с линией, проведенной через глаз и Солнце. Для фиолетовых лучей этот угол составляет примерно 40° .

Задача 2

Два плоских зеркала образуют между собой малый угол α (рис. 2.47). На равных расстояниях b от зеркал расположен источник света S . Определите интервал между соседними интерференционными полосами на экране MN , расположенном на расстоянии $OA = a$ от линии пересечения зеркал. Длина световой волны λ известна. (Ширма C препятствует непосредственному попаданию света от источника на экран.)

Решение. Согласно формуле (2.15.1) расстояние между интерференционными полосами

$$\Delta h = \frac{\lambda D}{l}. \quad (2.16.4)$$

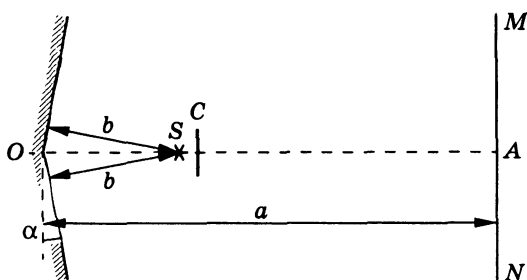


Рис. 2.47

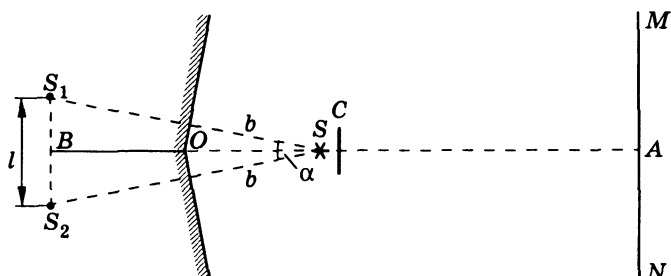


Рис. 2.48

Здесь l — расстояние между мнимыми изображениями S_1 и S_2 источника S (рис. 2.48) в плоских зеркалах (бизеркалах Френеля). Расстояние от мнимых изображений источника S до экрана $D = a + b$. Расстояние $l = S_1 S_2$ определим из $\Delta S_1 S B$:

$$\frac{l}{2} = 2b \sin \frac{\alpha}{2} \approx 2b \frac{\alpha}{2}, \text{ или } l = 2b\alpha.$$

Подставляя значения D и l в формулу (2.16.4), найдем

$$\Delta h = \lambda \frac{a + b}{2b\alpha}.$$

Задача 3

Собирающая линза, имеющая фокусное расстояние $F = 10$ см, разрезана пополам, и половинки раздвинуты на расстояние $a = 0,5$ мм (билинза). Оцените число интерференционных полос на экране, расположенном за линзой на расстоянии $D = 60$ см, если перед линзой находится точечный источник монохроматического света ($\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м), удаленный от нее на расстояние $d = 15$ см.

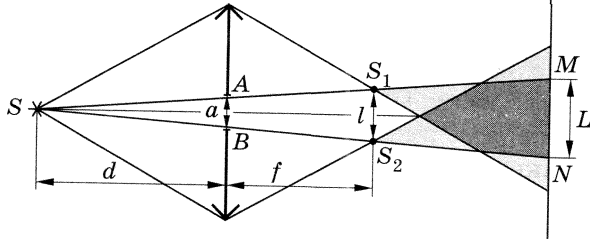


Рис. 2.49

Решение. Две полулинзы образуют оптическую систему. Ход лучей в системе изображен на рисунке 2.49. S_1 и S_2 — изображения источника S в половинах линзы. Расстояние между соседними интерференционными полосами на экране согласно формуле (2.16.1) равно

$$\Delta h = \frac{\lambda(D - f)}{l}. \quad (2.16.5)$$

Расстояние f от полулинз до изображений найдем из формулы линзы (1.19.3):

$$f = \frac{dF}{d - F}. \quad (2.16.6)$$

А расстояние между изображениями S_1 и S_2 источника S найдем из подобия треугольников SAB и SS_1S_2 (см. задачу 3 в § 1.28):

$$l = \frac{ad}{d - F}. \quad (2.16.7)$$

Подставляя выражения (2.16.6) и (2.16.7) для f и l в равенство (2.16.5), получим:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{ad} (Dd - DF - dF) = 10^{-2} \text{ см.}$$

Искомое число интерференционных полос

$$N = \frac{L}{\Delta h}, \quad (2.16.8)$$

где L — ширина интерференционной картины. L найдем из подобия треугольников SAB и SMN :

$$L = \frac{a(d + D)}{d}.$$

Следовательно,

$$N = \frac{a(d + D)}{d\Delta h} = 25.$$

Задача 4

Определите оптимальные размеры отверстия «дырочной камеры» (камеры-обскуры) в зависимости от длины волны, т. е. радиус отверстия r , при котором точечный источник изобразится на стенке камеры кружком минимального диаметра, если расстояние от источника света до камеры велико по сравнению с ее глубиной d . Направления на минимумы освещенности по порядку величины определяются по формуле

$$2r \sin \varphi = k\lambda, \text{ где } k = 1, 2, 3, \dots$$

Решение. Лучи, падающие на отверстие камеры от удаленного точечного источника, можно приблизительно считать параллельными. Если бы не было дифракции, то диаметр светлого пятна на стенке камеры был бы равен диаметру отверстия: $AB = 2r$ (рис. 2.50). Вследствие дифракции диаметр пятна уве-

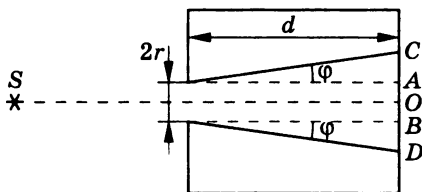


Рис. 2.50

личится до DC . Расстояние OC (радиус пятна) определяется углом φ , задающим направление на первый минимум (темное кольцо). Согласно указанию в условии задачи $2r \sin \varphi = \lambda$. Следовательно, радиус пятна

$$OC = r + AC = r + d \sin \varphi = r + \frac{d\lambda}{2r}. \quad (2.16.9)$$

Определим, при каком значении r выражение (2.16.9) достигнет минимума. Для этого приравняем нулю производную от этого выражения по r :

$$\left(r + \frac{d\lambda}{2r}\right)' = 0, \text{ или } 1 - \frac{d\lambda}{2r^2} = 0.$$

Отсюда

$$r = \sqrt{\frac{d\lambda}{2}}.$$

Задача 5

Найдите условие, определяющее направление на главные максимумы при наклонном падении световых волн на дифракционную решетку, если период решетки $d \gg k\lambda$ (k — порядок спектра).

Решение. При наклонном падении лучей на дифракционную решетку под углом θ (рис. 2.51) разность хода между волнами, идущими от краев соседних щелей,

$$\delta = BD - AC = d \sin \varphi - d \sin \theta.$$

Эти волны, складываясь, усиливают друг друга при условии

$$d(\sin \varphi - \sin \theta) = k\lambda, \quad (2.16.10)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ для максимумов, лежащих правее центрального ($k = 0$), и $k = -1, -2, -3, \dots$ для максимумов, лежащих левее центрального.

Равенство (2.16.10) можно переписать в форме

$$2d \cos \frac{\varphi + \theta}{2} \sin \frac{\varphi - \theta}{2} = k\lambda.$$

Если $d \gg k\lambda$, то $\varphi \approx \theta$. При этом

$$\cos \frac{\varphi + \theta}{2} \approx \cos \theta, \quad \sin \frac{\varphi - \theta}{2} \approx \frac{\varphi - \theta}{2}.$$

Следовательно, условие, определяющее направления на главные максимумы, примет вид

$$d \cos \theta (\varphi - \theta) \approx k\lambda.$$

Постоянная решетки как бы уменьшилась и стала равной $d \cos \theta$ вместо d . Углы $\varphi - \theta$ отсчитываются от направления падающего света.

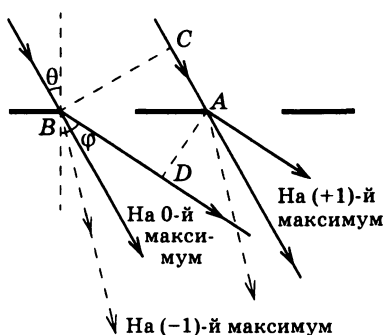


Рис. 2.51

Упражнение 5

1. На рисунке 2.52 представлена схема опыта Майкельсона по определению скорости света. С какой частотой должна вращаться восьмиугольная зеркальная призма, чтобы источник был виден в зрительную трубу, если световой луч проходит расстояние, равное приблизительно 71 км?

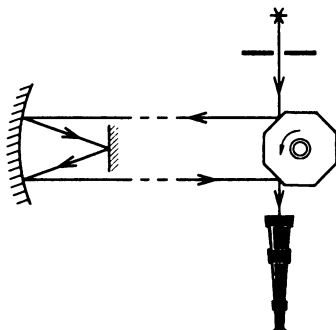


Рис. 2.52

2. Показатель преломления воды для красного света с длиной волны в вакууме $\lambda_1 = 7 \cdot 10^{-5}$ см равен $n_1 = 1,331$, а для фиолетового света с длиной волны в вакууме $\lambda_2 = 4 \cdot 10^{-5}$ см он равен $n_2 = 1,343$. Найдите длины этих волн в воде и скорости их распространения.
3. Объясните качественно причины появления двойной радуги. Каково чередование цветов в первой (основной) и второй радуге?
4. Можно ли в Москве во время летнего солнцестояния (22 июня) наблюдать радугу в полдень?
У к а з а н и е. В это время Солнце в северном полушарии стоит наиболее высоко над горизонтом.
5. Два когерентных источника S_1 и S_2 с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм находятся на расстоянии $d = 2$ мм друг от друга. Параллельно линии, соединяющей источники, расположен экран (рис. 2.53). Максимум или минимум интерференционной картины наблюдается в точке А экрана?
6. Два точечных когерентных источника S_1 и S_2 , расстояние между которыми $l \gg \lambda$, расположены на прямой S_1A , перпендикулярной экрану (рис. 2.54). Ближайший источник S_2 находится от экрана на расстоянии $D \gg \lambda$. Какой вид

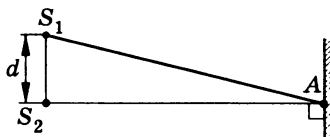


Рис. 2.53

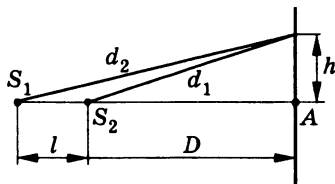


Рис. 2.54

имеют интерференционные полосы на экране? Каково расстояние h на экране от основания перпендикуляра A до ближайшей светлой полосы (при условии, что $l = n\lambda$, n — целое число)?

7. Сколько интерференционных полос наблюдается на экране в установке с бипризмой Френеля (см. рис. 2.9)?
8. Трудность изготовления бипризмы с углом, близким к 180° (см. § 2.4), заставляет прибегнуть к следующему приему. Бипризму с углом β , сильно отличающимся от 180° , помещают в сосуд, заполненный жидкостью с показателем преломления n_1 , или бипризма является одной из стенок этого сосуда (рис. 2.55). Рассчитайте угол δ эквивалентной бипризмы, находящейся в воздухе. Показатель преломления вещества бипризмы n_2 . Выполните вычисления для $n_1 = 1,50$ (бензол), $n_2 = 1,52$ (стекло), $\beta = 170^\circ$.
9. Из собирающей линзы с фокусным расстоянием $F = 10$ см вырезана центральная часть шириной $d = 0,5$ мм (рис. 2.56). Обе части линзы сдвинуты вплотную. На линзу падает монохроматический свет ($\lambda = 0,5$ мкм) от точечного источника, расположенного на расстоянии $a = 5$ см от линзы. На каком расстоянии D с противоположной стороны линзы нужно поместить экран, чтобы на нем можно было наблюдать $N = 3$ интерференционные полосы? Чему равно максимально возможное число интерференционных полос, которое можно наблюдать в данной установке?
10. Найдите расстояние между соседними полосами интерференционной картины, даваемой линзой радиусом $R = 1$ см (см. задачу 9), при условии, что это расстояние не зависит от положения экрана. При каком положении экрана число интерференционных полос максимально? Источник света дает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм.

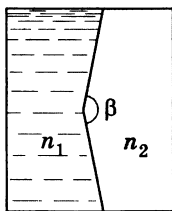


Рис. 2.55

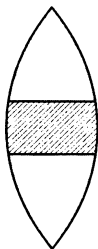


Рис. 2.56

11. На поверхность двояковыпуклой линзы, имеющей радиус кривизны R_1 , положена своей выпуклой стороной плоско-выпуклая линза с радиусом кривизны поверхности $R_2 < R_1$. Найдите радиусы темных колец Ньютона, возникающих вокруг точки соприкосновения линз, если на систему падает нормально монохроматический свет с длиной волны λ .
12. На тонкий стеклянный клин от удаленного источника почти нормально падает поток монохроматических волн, длина волны которых λ . На расстоянии d от клина расположен экран, на который линза с фокусным расстоянием F проецирует возникающую в клине интерференционную картину. Расстояние между интерференционными полосами на экране Δl известно. Найдите угол α клина, если показатель преломления стекла равен n .
13. Докажите, что при отражении электромагнитной волны происходит изменение фазы колебаний на π либо напряженности электрического поля волны, либо магнитной индукции.
14. Нарисуйте векторные диаграммы для дифракции Френеля на одной щели в случаях: а) $\varphi = 0$; б) $b \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$; в) $b \sin \varphi = \lambda$.
15. На дифракционную решетку, имеющую 500 штрихов на 1 мм, падает плоская монохроматическая волна ($\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см). Определите наибольший порядок спектра k , который можно наблюдать при нормальном падении лучей на решетку.
16. На дифракционную решетку, имеющую период $d = 4 \cdot 10^{-4}$ см, падает нормально монохроматическая волна. За решеткой расположена линза с фокусным расстоянием $F = 40$ см, которая дает изображение дифракционной картины на экране. Определите длину волны λ , если первый максимум получается на расстоянии $l = 5$ см от центрального.
17. Источник белого света, дифракционная решетка и экран помещены в воду. Какие изменения претерпит при этом дифракционная картина, если углы отклонения световых лучей решеткой малы?

18. На каком расстоянии от дифракционной решетки нужно поставить экран, чтобы расстояние между центральным и четвертым максимумами было равно $l = 50$ мм для монохроматического света, длина волны которого $\lambda = 0,5$ мкм? Постоянная решетки $d = 0,02$ мм.
19. Имеются дифракционные решетки с 50 и 100 штрихами на 1 мм. Какая из них даст на экране более широкий спектр при прочих равных условиях?