

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. Предварительные сведения. Световые волны. Некоторые сведения из геометрической оптики

- § 1. Световые волны. Оптический спектр. Интенсивность света
- § 2. Законы геометрической оптики. Принцип Гюйгенса
- § 3. Полное внутреннее отражение.
- § 4. Тонкие линзы
- § 5. Некоторые оптические приборы

Глава 2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

- § 6. Наложение световых волн. Принцип суперпозиции. Когерентность и интерференция
- § 7. Оптическая длина пути. Условие интерференционных максимумов и минимумов
- § 8. Опыт Юнга. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников
- § 9. Интерференция света при отражении от тонких пленок
- § 10. Интерферометры. Просветление оптики

Глава 3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

- § 11. Принцип Гюйгенса-Френеля
- § 12. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света
- § 13. Дифракция света на простейших преградах
- § 14. Дифракционная решетка
- § 15. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов
- § 16. Понятие о голографии
- § 17. Дифракция рентгеновского излучения

Глава 4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

- § 18. Естественный и поляризованный свет
- § 19. Поляризация света при двойном лучепреломлении
- § 20. Поляризационные приборы.
- § 21. Закон Малюса.
- § 22. Получение эллиптически поляризованного света.
- § 23. Поляризация света при отражении и преломлении
- § 24. Искусственная оптическая анизотропия

Глава 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВЕЩЕСТВЕ

- § 25. Дисперсия света. Нормальная и аномальная дисперсия
- § 26. Электронная теория дисперсии света
- § 27. Фазовая и групповая скорости света
- § 28. Поглощение света
- § 29. Рассеяние света

ГЛАВА 1. Предварительные сведения. Световые волны. Некоторые сведения из геометрической оптики

§ 1. Световые волны. Интенсивность света

Свет представляет собой сложное явление. В одних условиях он ведет себя как электромагнитные волны, в других – как поток частиц (фотонов). Раздел физики, изучающий явления, в которых свет проявляет волновую природу, называется *волновой оптикой*.

Диапазон электромагнитных волн, изучаемых в оптике, составляют видимый свет и примыкающие к нему диапазоны УФ и ИК излучения. Видимый диапазон – это электромагнитные волны, воспринимаемые человеческим глазом.

Оптический диапазон длин волн выглядит следующим образом:

ИК излучение	$\lambda = 1 \text{ мм} \div 0,76 \text{ мкм};$
Видимое излучение (свет)	$\lambda = 0,76 \text{ мкм} \div 0,40 \text{ мкм};$
УФ излучение	$\lambda = 0,40 \text{ мкм} \div 0,01 \text{ мкм};$

Соответственно, частота видимых световых волн, $\nu = \frac{c}{\lambda}$, лежит в пределах

$$\nu = (0,39 \div 0,75) \cdot 10^{15} \text{ Гц.}$$

Частота колебаний вектора \mathbf{E} напряженности электрического поля световой волны и плотности потока энергии настолько велика, что глаз не успевает следовать за изменением этих величин, он регистрирует средние значения. Модуль среднего по времени значения плотности потока энергии световой волны называется *интенсивностью света* I :

$$I = |\langle \mathbf{S} \rangle|, \quad (1.1)$$

где \mathbf{S} – вектор Пойнтинга, определяющий плотность потока электромагнитной энергии,

$$\mathbf{S} = [\mathbf{E}, \mathbf{H}]. \quad (1.2)$$

Учитывая, что в случае плоской монохроматической волны

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_m \cos(\omega t - \mathbf{k}, \mathbf{r}), \\ \mathbf{H} &= H_m \cos(\omega t - \mathbf{k}, \mathbf{r}), \end{aligned} \quad (1.3)$$

где \mathbf{k} – волновой вектор, направленный по нормали к волновой поверхности, модуль волнового вектора выражается числом $k = 2\pi/\lambda$, \mathbf{r} – радиус-вектор рассматриваемой точки, средняя по времени плотность потока энергии

$$I = |\langle \mathbf{S} \rangle| = E_m H_m \langle \cos^2(\omega t - \mathbf{k}, \mathbf{r}) \rangle \quad (1.4)$$

Среднее по времени значение квадрата косинуса равно $1/2$.

Тогда

$$I = \frac{1}{2} E_m H_m. \quad (1.5)$$

Модули амплитуд векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} в электромагнитной волне связаны соотношением

$$E_m \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} = H_m \sqrt{\mu_0 \mu}. \quad (1.6)$$

Практически для всех прозрачных веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$E_m H_m = \sqrt{\epsilon} E_m^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \sqrt{\epsilon} E_m^2 \epsilon_0 c, \quad (1.7)$$

где $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ – скорость света в вакууме.

Отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости v в некоторой среде называется абсолютным показателем преломления

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.8)$$

Согласно теории Максвелла $n = \sqrt{\epsilon\mu} \approx \sqrt{\epsilon}$.

Окончательно имеем

$$I = \frac{1}{2}nc\epsilon_0 E_m^2. \quad (1.9)$$

Следовательно, интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды напряженности электрического поля световой волны и показателю преломления.

Пример. Оценим амплитуды напряженностей электрического поля плоских электромагнитных волн в воздухе с интенсивностями $I_1 = 10^{14}$ Вт/см² (сфокусированное излучение мощного лазера) и $I_2 = 0,135$ Вт/см² (поток солнечной энергии в верхних слоях атмосферы, так называемая солнечная постоянная).

$$E_{m1} = \sqrt{\frac{2I_1}{c\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 0,27 \cdot 10^{11} \text{ В/м.}$$

$$E_{m2} = \sqrt{\frac{2I_2}{c\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1350}{3 \cdot 10^8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 1,01 \text{ кВ/м.}$$

Для сравнения, внутриатомное электрическое поле, под действием которого движется валентный электрон, $E_a \approx 10^{11}$ В/м.

§ 2. Законы геометрической оптики. Принцип Гюйгенса

Электромагнитная теория света объясняет целый ряд явлений - интерференцию, дифракцию, поляризацию и др.

Однако до создания классической электродинамики в учении о свете господствовала геометрическая оптика – теория, основанная на малом числе понятий и законов (представлении о лучах света и законах отражения и преломления), но давшая много практически важных результатов.

После создания классической электродинамики было показано, что формулы геометрической оптики могут быть получены из уравнений Максвелла как предельный случай. Тем не менее, в силу простоты расчетов оптических систем и практической важности геометрическая оптика сохранила свое назначение.

Напомним некоторые сведения геометрической оптики, которые могут понадобиться при рассмотрении ряда разделов волновой оптики.

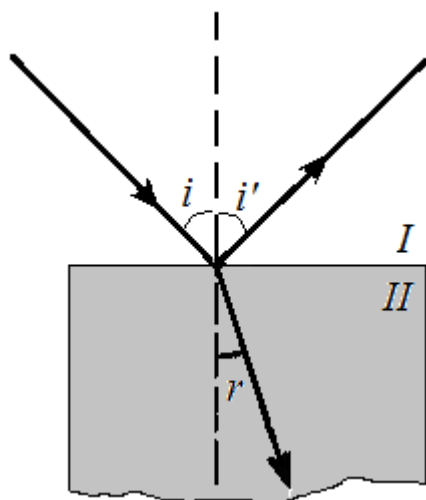


Рис. 2.1.

Геометрическая оптика использует представления о световых лучах как линиях, вдоль которых переносится световая энергия.

Четыре основных закона геометрической оптики (законы прямолинейного распространения света, независимости световых пучков, отражения света от зеркальных поверхностей и преломления света на границе раздела двух прозрачных сред) были установлены на основе опытных данных задолго до выяснения природы света.

1. Закон прямолинейного распространения света: в однородных средах свет распространяется прямолинейно.

2. Закон независимости распространения световых лучей. Световые лучи, распространяясь в пространстве, при пересечении не влияют друг на друга.

3. Закон отражения света: луч падающий, луч отраженный и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точ-

ке падения, лежат в одной плоскости, а угол падения равен углу отражения, $i = i'$ (рис. 2.1).

3. Закон преломления света: луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр к границе раздела двух сред в точке падения, лежат в одной плоскости (рис. 2.1); при любом угле падения отношение синуса угла падения i к синусу угла преломления r есть величина постоянная для данных двух сред и называется *относительным показателем преломления* второй среды относительно первой:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21}. \quad (2.1)$$

Все оптические среды характеризуются *абсолютным показателем преломления* n_i – отношением синуса угла падения к синусу угла преломления при условии, что луч идет из вакуума (на практике – из воздуха) в среду. Можно показать, что отношение показателя преломления для двух сред равно отношению их абсолютных показателей преломления:

$$\frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (2.2)$$

В основе построений геометрической оптики лежит **принцип Ферма**: свет распространяется по такому пути, для прохождения которого требуется минимальное время.

Голландский физик Х.Гюйгенс, основоположник волновой теории света, предложил в 1690 г. простой способ нахождения положения фронта волны в любой момент времени. Это чисто геометрический способ построения, не связанный с физической природой волн, пригодный как для механических, так и электромагнитных волн.

Суть **принципа Гюйгенса** таков.

Пусть в момент времени t фронт волны занимает некоторое положение. Каждую точку этого фронта можно рассматривать как самостоятельный точечный источник вторичных волн, которые в однородной изотропной среде представляют собой сферы радиуса $v \cdot \Delta t$. Построив волновые поверхности элементарных источников, следует провести их огибающую, которая будет фронтом действительно распространяющейся волны в момент $t + \Delta t$.

На рис. 2.2 показаны применения принципа Гюйгенса для плоского (а) и

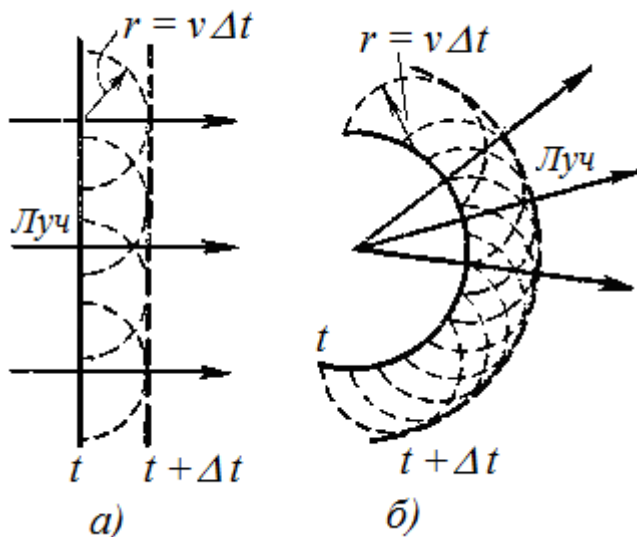


Рис. 2.2.

сферического (б) фронта волны в однородной среде. Лучи света представляют собой прямые линии, перпендикулярные фронту волны. В случае неоднородной среды скорость волны в разных местах неодинакова, и форма фронта волны не сохраняется.

Пользуясь принципом Гюйгенса, можно объяснить законы отражения и преломления света на основе волновых представлений о природе света.

Выведем, например, закон преломления света, исходя из принципа Гюйгенса.

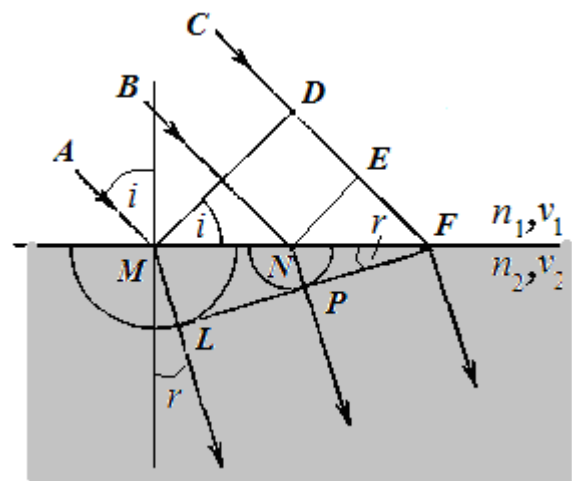


Рис. 2.3

Пусть, например, плоская волна, ограниченная параллельными лучами AM и CF , распространяется в первой среде со скоростью v_1 , доходит до границы раздела сред, преломляется и распространяется со скоростью v_2 (рис. 2.3). Используем принцип Гюйгенса. Построим вторичные сферы в для момента времени, когда крайняя точка D фронта волны достигнет границы раздела в точке F . Положение фронта волны в момент касания им границы раздела было MD на расстоянии DF от точки F . Такое расстояние волна пройдет за время $t = \frac{DF}{v_1}$. За это же время

вторая сферическая волна, возбужденная в точке M , пройдет во второй среде со скоростью v_2 расстояние $ML = t v_2$. Касательная, проведенная к сфере такого радиуса через точку F , образует с границей раздела угол r , который является углом преломления.

Из прямоугольного треугольника MLF :

$$\sin r = \frac{ML}{MF} = \frac{t v_2}{MF} = \frac{DF \cdot v_2}{MF \cdot v_1}.$$

$$\text{Но } \frac{DF}{MF} = \sin i, \text{ поэтому } \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Из теории Максвелла выразим фазовые скорости волн:

$$v_1 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}} = \frac{c}{n_1}, \text{ и соответственно } v_2 = \frac{c}{n_2}.$$

$$\text{Тогда } \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}.$$

Мы получили закон преломления света. Аналогично доказывается закон отражения света.

§ 3. Полное внутреннее отражение.

При переходе света из оптически менее плотной среды в среду с большим показателем преломления (оптически более плотную) луч света приближается к нормали ($r < i$, рис. 2.1). На основании принципа обратимости световых лучей заключаем, что луч, пущенный в *обратном*

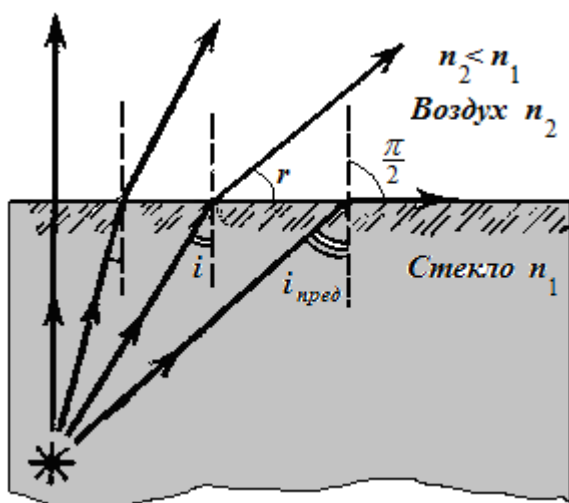


Рис. 3.1.

направлении из оптически более плотной среды в менее плотную ($n_1 > n_2$), отклоняется от перпендикуляра, т.е. угол преломления r будет больше угла падения i .

На рис 3.1 в качестве примера показан ход лучей света, идущих из стекла ($n_1 = 1,5$) в воздух ($n_2 \approx 1$).

С увеличением угла падения i , при некотором $i = i_{\text{пред}}$ можно получить угол преломления $r = \pi/2$, т.е. преломленный луч будет скользить по поверхности раздела этих сред. При $i > i_{\text{пред}}$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду. Это явление называется **полным внутренним отражением**. Угол, удовлетворяющий условию

$$\sin i_{\text{пред}} = \frac{n_2}{n_1},$$

при котором $r = \pi/2$, $\sin r = 1$, наз *предельным углом*.

Явление полного отражения света нашло применение в устройствах для направленной передачи света. Передавать световую энергию кри-

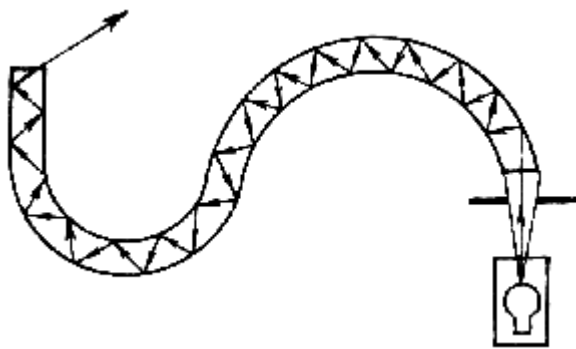


Рис. 3. 3.

воли-ней-ными трас-сами можно с по-мощью так называемых световодов. Световод (рис. 3.2) состоит из большого количества тонких нитей (диаметром около 20 мкм) из оптически прозрачного материала, часто из стекла. Каждая нить окружена оболочкой с показателем преломления меньше, чем сама нить.

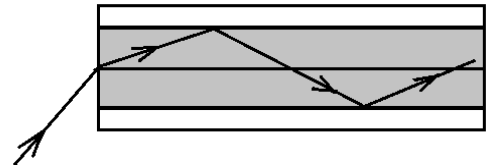


Рис. 3.2.

Свет претерпевает множество полных отражений от боковой поверхности (рис. 3.3) и, распространяясь только вдоль сердцевины, выходит из противоположного торца.

Волоконные световоды находят применение в системах оптической связи, в вычислительной технике, для передачи мощного лазерного излучения для медицинских и технологических целей и т.д.

§ 4. Тонкие линзы

Линза является одним из основных элементов оптических систем. Она представляет собой прозрачное (обычно, стеклянное) тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями (рис. 4.1). Линза называется *тонкой*, если ее толщина (расстояние между вершинами преломляющих поверхностей) мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей и диаметром линзы (апертурой).

Главной оптической осью линзы называют прямую, проходящую через центры кривизны сферических поверхностей, ограничивающих линзу. Если показатель преломления сред, находящихся по обе стороны тонкой линзы, одинаков, то любой луч, идущий через центр линзы O , не изменяет своего направления (рис. 4.2).

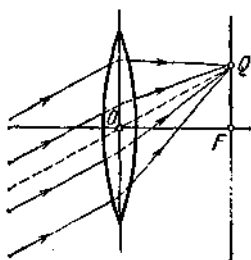


Рис. 4.2.

плоскостью.

Линзы, которые утолщаются к середине относятся к собирающим, линзы, которые в середине тоньше - к рассеивающим (рис. 4.4).

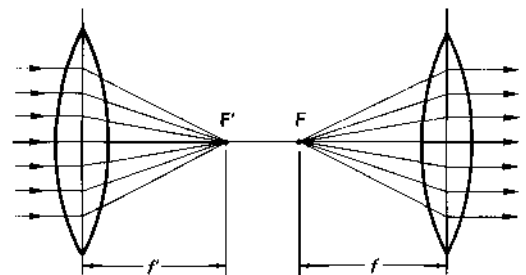


Рис. 4.1.

Лучи, параллельные оптической оси, собираются в лежащей на оси точке p , называемой *фокусом* F линзы (рис. 4.1). Проходящая через фокус перпендикулярная к оси плоскость называется *фокальной*.

Параллельный пучок лучей, падающих на линзу под углом к оптической оси, собирается в точке, лежащей в *фокальной плоскости* линзы (рис. 4.2).

Чтобы определить положение этой точки, нужно продолжить идущий через центр линзы луч до пересечения его с фокальной

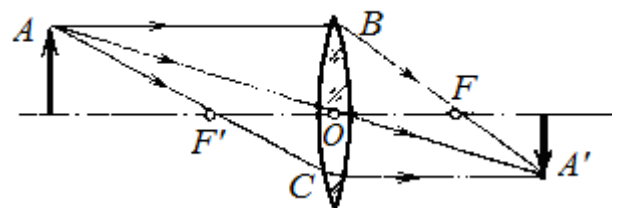


Рис. 4.3.

Имеются *три характерных луча* в тонких собирающих линзах, ход которых известен (рис. 4.3):

луч AB , параллельный главной оптической оси линзы, после преломления в ней идет через ее фокус F ;

луч, идущий через передний фокус F' линзы, после преломления в ней идет параллельно ее главной оптической оси;

луч AO , проходящий через оптический центр тонкой линзы (*побочная оптическая ось*), идет далее, не преломляясь.

С помощью любых двух лучей из трех характерных можно построить изображение любой точки и тем самым — предмета, как совокупности точек.

Падающий на *рассеивающую* линзу (рис. 4.4) пучок лучей, параллельных оптической оси, после преломления расходится так, как если бы лучи выходили из фокуса F , лежащего перед линзой. (рис. 4.4,*а*). Изображение, образуемое рассеивающей линзой, при любом положении предмета мнимое прямое уменьшенное (рис. 4.4,*б*)

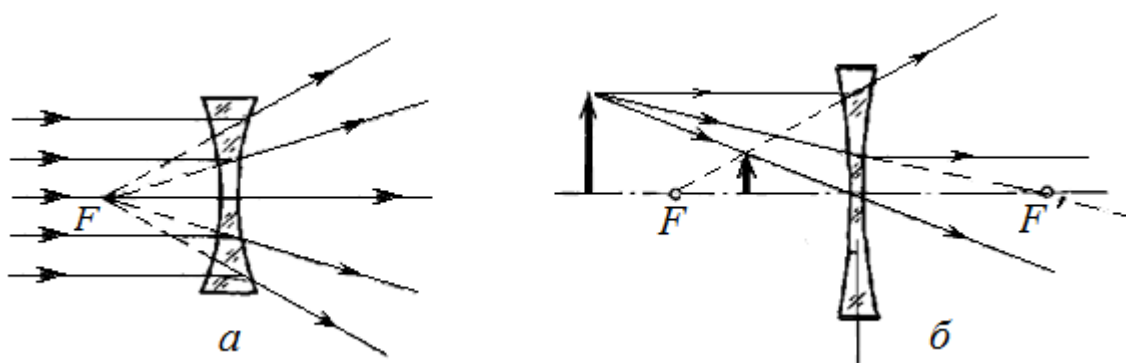


Рис. 4.4.

§ 5. Некоторые оптические приборы

Когда мы рассматриваем какой-либо предмет, то его кажущийся размер определяется размером изображения на сетчатке глаза. Размер изображения на сетчатке глаза зависит от угла, под которым виден предмет.

Задача оптических приборов, применяемых для визуальных наблюдений, состоит в том, чтобы увеличить угол зрения. Угол зрения не может быть меньше одной минуты, в противном случае глаз не может видеть раздельно две точки.

Рассмотрим в качестве примера принцип действия *телескопической системы* (зрительные трубы, бинокли, стереотрубы и др.). На рис 5.1 изображен ход лучей в простейшей зрительной трубе.

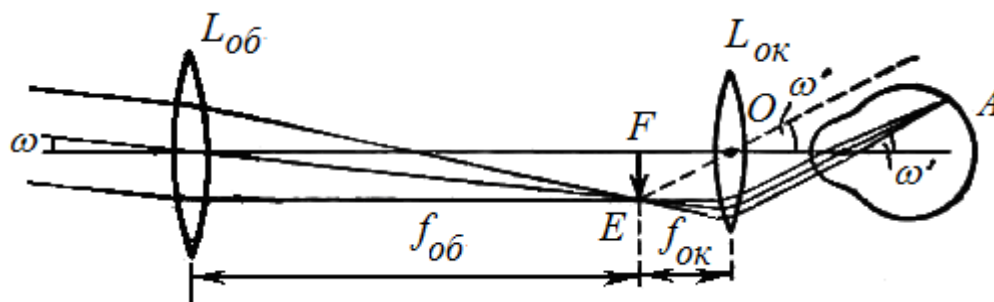


Рис. 5.1.

Она состоит из двух линз – объектива $L_{об}$ и окуляра $L_{ок}$. Пучок параллельных лучей идет от верхней крайней точки бесконечно удаленного предмета. Нижняя точка предмета лежит на главной оптической оси. Угол между пучком и главной оптической осью равен ω . Очевидно, что глаз без телескопической системы увидел бы этот бесконечно удаленный предмет под тем же углом ω .

Объектив $L_{об}$ - собирающая система - дает действительное, уменьшенное и обратное изображение предмета, которое находится в фокальной плоскости объектива EF . Передняя фокальная плоскость окуляра $L_{ок}$, который в данном случае тоже является собирающей системой, совмещена с задней фокальной плоскостью объектива.

Тогда падающий на объектив параллельный пучок лучей от либо точки удаленного предмета выходит из окуляра также параллельным побочной оптической оси окуляра (указана штриховой линией), и наблюдение ведется ненапряженным (аккомодированным на бесконечность) глазом. В глаз попадает пучок параллельных лучей под углом зрения ω' .

Глаз наблюдателя видит изображение предмета *под большим углом зрения*, $\omega' > \omega$, то есть предмет *кажется приближенным* к наблюдателю.

Из рисунка (5.1) видно, что *увеличение* зрительной трубы – отношение угла ω' , под которым виден предмет в трубу, к углу ω , под которым этот предмет виден невооруженным глазом, – равно отношению фокусных расстояний объектива $f_{об}$ и окуляра $f_{ок}$:

$$\Gamma = \omega/\omega' = f_{об} / f_{ок} . \quad (5.1)$$

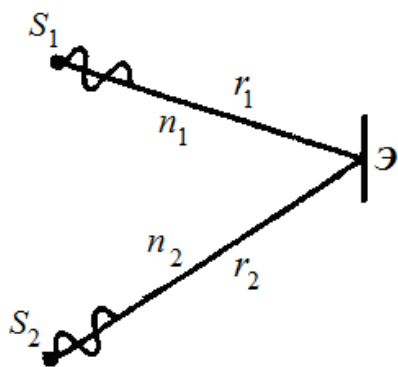
Для получения большого увеличения нужен длиннофокусный объектив и короткофокусный окуляр.

Фокальную плоскость окуляра нужно каждый раз совмещать с изображением предмета, даваемого объективом. Поэтому оправу зрительной трубы устраивают таким образом, чтобы была возможность легко перемещать окуляр.

Глава 2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

§ 6. Наложение световых волн. Принцип суперпозиции. Когерентность и интерференция

Пусть в некоторую точку пространства одновременно поступает монохроматическое излучение от двух источников света S_1 и S_2 (рис.6.1).



Опыт показывает, что при наложении волн справедлив **принцип суперпозиции**: результирующая напряженность принесенного волной электрического поля E является просто суммой напряженностей E_1 и E_2 , создаваемых каждой волной в отдельности

$$E = E_1 + E_2 . \quad (6.1)$$

При этом колебания вектора E , возбуждаемые каждой волной в отдельности, взаимно не влияют друг на друга. В равенстве (6.1) E_1 – это напряженность, которую создавал бы первый источник, если бы второй волны не было, так же как E_2 – это напряженность, которую создавал бы второй источник при отсутствии первого.

отсутствии первого.

Пример. Принцип суперпозиции справедлив для всех линейных волн, независимо от их природы. Термин «линейных» следует из линейности уравнений движения, например, уравнений Максвелла для электромагнитного поля.

Вот некоторые примеры. Радиоволны, заполняющие окружающее нас пространство, не влияют друг на друга. Свету от одного источника не мешает распространяться свет от другого

источника. Звуки голосов многих людей, разговаривающих в комнате, не искажаются. Звуки музыкальных инструментов в оркестре такие же, как если бы инструмент звучал отдельно.

Однако в сильных полях (гравитационных, электромагнитных), когда интенсивность волн становится очень большой, принцип суперпозиции нарушается.

Пусть электромагнитные волны, которые накладываются, имеют *одинаковую частоту*

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1) \\ E_2 &= A_2 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2) = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2) \end{aligned} \quad (6.2)$$

Здесь через α_1 и α_2 обозначены величины, которые определяются начальными фазами φ колебаний и расстояниями r , пройденными волнами до точки наложения.

Если векторы напряженности электрических полей этих волн E_1 и E_2 имеют *одинаковое направление*, то, согласно рассмотренному ранее в главе XX сложению одинаково направленных колебаний равной частоты амплитуда результирующего колебания определяется выражением

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (6.3)$$

Здесь $(\alpha_2 - \alpha_1)$ – разность фаз слагаемых колебаний.

Напомним, что интенсивность I – среднее значение плотности потока энергии, переносимой волной – пропорциональна квадрату амплитуды колебаний (1.9):

$$I \sim A^2. \quad (6.4)$$

Тогда (6.3) можно переписать

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1). \quad (6.5)$$

Равенство (6.5) показывает, что в пространстве, где налагаются две волны, происходит перераспределение потоков энергии волн: в некоторых точках пространства результирующая интенсивность оказывается больше суммы интенсивностей $I_1 = A_1^2$ и $I_2 = A_2^2$ слагаемых волн; в других точках, наоборот, результирующая интенсивность меньше суммы интенсивностей. Результат зависит от последнего слагаемого в формуле (6.5), которое называется *интерференционным слагаемым*.

В тех точках, где $\alpha_2 - \alpha_1 = 2\pi m$, интенсивность максимальна. Положим, например, для удобства, что интенсивности обеих волн одинаковы, $I_1 = I_2$. Тогда максимальная интенсивность становится равной $I = 4I_1$.

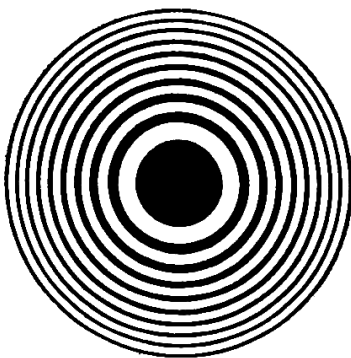


Рис. 6.2.

Там, где $\alpha_2 - \alpha_1 = (2m + 1)\pi$, возникает минимум интенсивности, а при равных интенсивностях обеих волн $I = 0$.

В случае видимого света этот эффект перераспределения энергии проявляется в виде чередующихся светлых (максимум) и темных (минимум) полос на экране наблюдения, например, так называемые кольца Ньютона (рис. 6.2).

Для того, чтобы картина усиления и ослабления волн была устойчивой во времени, т.е. не менялась с течением времени, необходимо, чтобы разность фаз колебаний во всех точках наложения волн оставалась постоянной. Такие волны, которые имеют одинаковую частоту и постоянную разность фаз, называются *когерентными* или согласованными.

Явление устойчивого во времени усиления или ослабления колебаний в разных точках пространства (пространственное перераспределение энергии), которое возникает при наложении двух или нескольких когерентных волн, называется интерференцией волн.

Идеальный вариант когерентности представляют собой две **монохроматические** волны одинаковой частоты. У монохроматических волн частота одна определенная и строго постоянная, а амплитуда и начальная фаза неограниченно долго остаются постоянными.

Поэтому разность фаз двух монохроматических волн одинаковой частоты в каждой точке также остается постоянной.

Однако реальные световые волны не являются монохроматическими хотя бы потому, что монохроматические волны, по определению, имеют бесконечную продолжительность по времени – ясно, что в природе они не существуют.

Из повседневного опыта известно, что при наложении световых волн от двух обычных источников света, например от двух лампочек, никакой интерференционной картины с характерным чередованием светлых и темных полос не наблюдается, в любой точке интенсивности света (освещенности) просто складываются.

Следовательно, естественные источники света являются некогерентными. Физическая причина некогерентности реальных источников лежит в механизме испускания света.

Источником излучения света являются атом или молекула, а светящееся тело – это совокупность большого количества таких источников. В каждом атоме процесс излучения длится очень короткое время ($\tau \approx 10^{-8}$ с) и обрывается в результате потери энергии на излучение и взаимодействие с другими атомами. После «высвечивания» атом может снова возбудиться и начать излучать волну с другой начальной фазой. Поэтому разность фаз между излучением каких-либо двух независимых атомов будет изменяться через очень короткие промежутки времени. Такие источники дают некогерентные волны, и мгновенная картина наложения таких волн изменяется быстро и хаотично. В течение секунды сотни миллионов раз одна система интерференционных полос будет сменяться другой. Глаз не в состоянии следить за этой сменой интерференционных картин. Глаз (или фотоэлемент) зафиксирует в точке наблюдения усредненное значение интенсивности,

Поскольку косинус в интерференционном слагаемом принимает с равной вероятностью случайные значения от $+1$ до -1 , среднее по времени его значение равно нулю, и из формулы (6.5) следует, что наблюдаемая при наложении некогерентных волн во всех точках интенсивность является просто суммой интенсивностей двух волн

$$I = I_1 + I_2. \quad (6.6)$$

Мы будем наблюдать только среднюю и равномерную освещенность.

Фаза волны, излучаемой реальным источником света, остается приблизительно постоянной только на интервалах времени порядка длительности излучения атома τ . Отдельные «отрезки» монохроматической волны, испущенные за время τ , называются *цугами*. Цуги имеют длину, равную $c\tau$, где c – скорость света.

Колебания в разных цугах не согласованы между собой. Поэтому реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с беспорядочно меняющейся фазой. Интервал времени $\tau_k = \tau$, в течение которого фаза колебаний остается приблизительно постоянной, называют *временем когерентности*.

Фаза волны, образованной наложением большого числа цугов, изменяется случайным образом. Поэтому *временем когерентности* называют также время τ_k , за которое случайное изменение фазы волны достигает значения порядка π .

Путь l_k , проходимый световой волной за время когерентности, называется *длиной когерентности*:

$$l_k = c \tau_k \quad (6.7)$$

Пример. В качестве примера приведем типичные значения длины когерентности l_k :

белый свет $\approx 1,5$ мкм;

лучшие нелазерные источники света (спектральные лампы) ≈ 1 мм – 20 см;

полупроводниковый лазер GaAlAs ≈ 150 м;

гелий-неоновый лазер стабилизированной частоты ≈ 2 км.

§ 7. Оптическая длина пути. Условие интерференционных максимумов и минимумов

Для получения двух систем когерентных волн удобнее всего пучок света от какого-либо источника разделить на два пучка и свести их вместе после того, как они пройдут разные оптические пути (рис. 7.1).

В интерференционных схемах всегда используют один источник света, а две (или несколько) интерферирующих волны получают путем деления (расщепления) одной волны, излучаемой источником.

Интерференцию света можно осуществить многими путями: 1) методом Юнга (с проколами в непрозрачных экранах); 2) методами Френеля (с бипризмой, с зеркалами); 3) методом колец Ньютона; 4) методом Ллойда (отражения от плоского зеркала); 5) в тонких пленках; 6) в тонких клиньях и др.

На рис. 7.1 приведены примеры нескольких интерференционных схем (схемы Юнга, Майкельсона, Жамена будут рассмотрены позднее), применяемых в оптике: а) зеркало Ллойда; б) бипризма Френеля; в) билинза Бийе. Во всех схемах излучение источника S попадает на экран по двум различным путям.

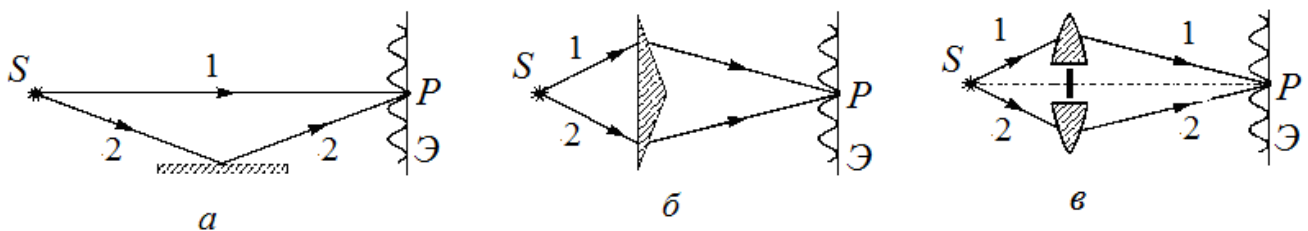


Рис. 7.1.

Произведение геометрической длины s пути световой волны на показатель n преломления этой среды **называется оптической длиной пути L** , а $\Delta = L_2 - L_1$ – разность оптических длин пройденных волнами путей – называется **оптической разностью хода**.

Хотя в каждом из этих двух пучков фазовые соотношения между различными цугами непрерывно хаотически меняются, эти изменения будут одинаковыми для обоих пучков в силу общности происхождения. При этом интерференционная картина будет устойчивой, если оптическая разность хода между пучками не будет превышать длины отдельного цуга.

Получение волн для реализации интерференции осуществляется **двумя способами**:

Первый способ – это способ деления фронта волны. Он состоит в выделении на фронте

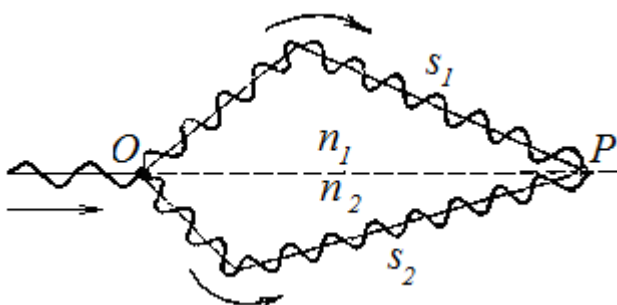


Рис. 7.2.

волны двух различных участков и дальнейшему сведению излучения этих участков в одно место после прохождения разных оптических путей (Рис. 7.2).

Второй способ получения когерентных волн – способ деления амплитуды. С помощью определенных приспособлений разделяют энергию колебаний одного участка фронта волны на две части.

При анализе явлений интерференции, которые возникли вследствие деления волнового

фронта, необходимо учитывать корреляцию фаз вдоль фронта волны в один и тот же момент времени. Эта корреляция описывается понятием **пространственной когерентности**.

Максимальное расстояние, перпендикулярное направлению распространения волны, на котором возможно проявление интерференции, называется **длиной пространственной когерентности** или **радиусом когерентности** ρ_k . Другое определение, радиус когерентности ρ_k – это

расстояние между точками, между которыми случайное изменение фазы достигает значения порядка π .

Если источник света имеет форму диска, диаметр которого виден из данной точки под углом φ , то как показывают расчеты,

$$\rho_k \sim \lambda/\varphi \quad (7.1)$$

Пример. Угловой размер Солнца φ составляет примерно $30'$ т е около $0,01$ рад, длину световых волн примем 500 нм. Следовательно, радиус когерентности приходящих от Солнца световых волн имеет значение порядка

$$\rho_k \sim 500/0,01 = 5 \cdot 10^4 \text{ нм} = 0,05 \text{ мм.}$$

Разрешающая способность человеческого глаза составляет $\approx 0,1$ мм. Следовательно, непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей нельзя.

В 1801 г. английский физик Т.Юнг впервые наблюдал интерференцию, пропустив предварительно излучение Солнца через узкую щель S в непрозрачном экране. Этим он существенно уменьшил угловой размер источника, и увеличил радиус когерентности световой волны, так что световые пучки, исходящие из освещаемых двух узких щелей S_1 и S_2 во втором по ходу лучей экране (рис. 8.1), были когерентными. Разумеется, два столетия назад Юнг не мог пользоваться понятием когерентности и формулой (7.1), расположение источников в его методе было результатом гениальной интуиции.

У лазера пространственная когерентность наблюдается во всем поперечном сечении светового пучка. Опыт Юнга с лазерным пучком света можно осуществить без входной щели в интерференционной схеме.

Предположим, что разделение на две когерентные волны происходит в точке O (рис. 7.2). До точки P первая волна проходит в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 , вторая волна проходит в среде с показателем преломления n_2 путь s_2 . Если в точке O фаза колебания равна ωt , то в точке P первая волна возбуждает колебания $A_1 \cos \omega(t - \frac{s_1}{v_1})$, а вторая волна – ко-

лебания $A_2 \cos \omega(t - \frac{s_2}{v_2})$, где $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазовые скорости первой и второй волны.

Разность фаз двух когерентных волн от одного источника

$$\delta = \omega(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1}) = \frac{\omega}{c}(n_2 s_2 - n_1 s_1) \quad (7.2)$$

Поскольку $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, где λ_0 - длина волны в вакууме, то

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (7.3)$$

где

$$\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1. \quad (7.4)$$

Если оптическая разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (7.5)$$

то $\delta = \pm 2\pi m$ и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, находятся в одинаковой фазе.

Поэтому $\Delta = \pm m \lambda_0$ представляет собой **условие интерференционного максимума**.

Если оптическая разность хода

$$\Delta = \pm(m + 1/2)\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (7.6)$$

то $\delta = \pm(m + 1/2)\pi$, и колебания, возбуждаемые в точке P обеими волнами, находятся в противофазе и $\Delta = \pm(m + 1/2)\lambda_0$ - условие интерференционного минимума.

§ 8. Опыт Юнга. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

Схема экспериментальной установки Т.Юнга показана на рис. 8.1. Пучок света от Солнца падает на экран A с малым отверстием (или узкой щелью) S . Световая волна огибает края этой щели вследствие дифракции и освещает две узкие щели S_1 и S_2 , симметрично расположенные относительно S . Отверстия или щели в экранах A и B согласно принципу Гюйгенса, играют роль вторичных источников света, которым

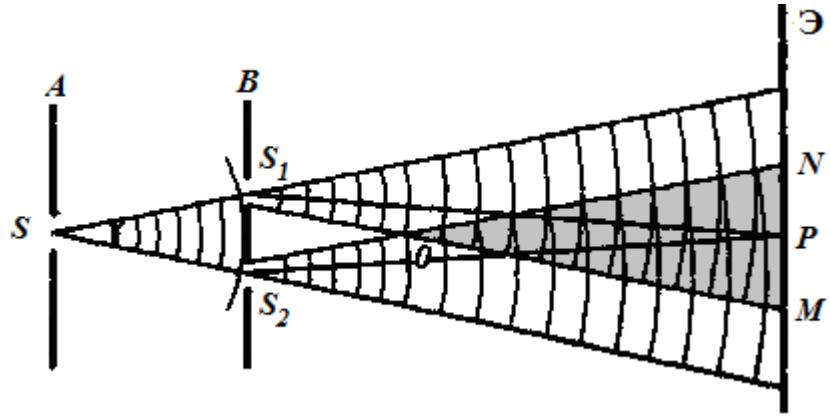


Рис. 8.1.

соответствует сферические или цилиндрические волновые фронты. Поскольку волны, идущие от S_1 и S_2 получены путем деления волнового фронта, который распространяется от S , то они когерентны. Участок перекрывания этих пучков NOM называется полем интерференции. На экране \mathcal{E} видна система интерференционных максимумов и минимумов, имеющих вид светлых и темных полос. В правой части рис. 8.2 показан ход интенсивности I с расстоянием x от центра инт картины. Очевидно, что в точке O наблюдается максимум (центральная светлая полоса), так как до этой точки волны от обоих источников проходят одинаковые пути и приходят в эту точку в одинаковой фазе.

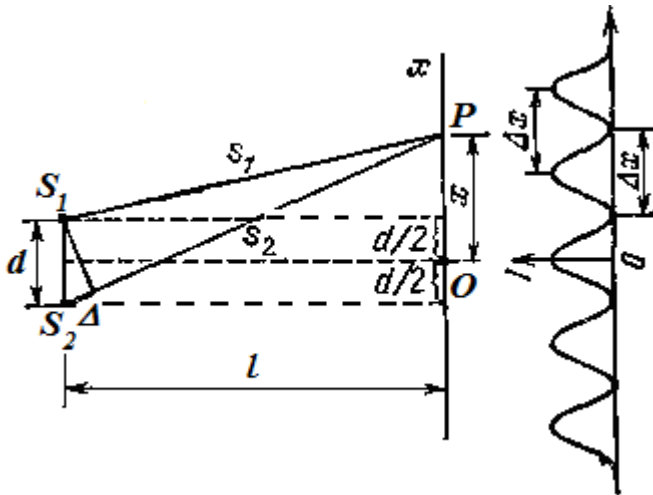


Рис. 8.2.

В установке Юнга обе щели S_1 и S_2 лежат на одном фронте волны. Поэтому из обеих щелей исходят когерентные волны. Если же щель S убрать, то источник света (Солнце) станет непосредственно освещать щели S_1 и S_2 . Щели S_1 и S_2 будут возбуждаться разными цугами, исходящими из различных участков источника света. Волны окажутся некогерентными и ин-

терференционная картина исчезает.

Для расчета интерференции необходимо найти разность хода лучей. Пусть d – расстояние между источниками (рис. 8.2). Начало координат поместим в точке O на экране, ось Ox направим параллельно линии источников S_1S_2 .

Если x – абсцисса точки наблюдения P , то

$$s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2,$$

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2.$$

Отсюда

$$s_2^2 - s_1^2 = 2xd$$

и следовательно,

$$s_2 - s_1 = 2xd / (s_1 + s_2).$$

Так как длины источников и линейные размеры экрана малы по сравнению с расстоянием l ($x \ll l$), то без существенной ошибки знаменатель $s_1 + s_2$ можно заменить на $2l$. Тогда разность хода

$$s_2 - s_1 = \frac{xd}{l}, \quad (8.1)$$

а оптическая разность хода равна

$$\Delta = (s_2 - s_1)n = \frac{xd}{l}n. \quad (8.2)$$

Подставив это значение в условие интерференционного максимума $\Delta = \pm m\lambda_0$, получим

$$\begin{aligned} \frac{xd}{l}n &= \pm m\lambda_0, \text{ или} \\ \frac{xd}{l} &= \pm m \frac{\lambda_0}{n} = \pm m\lambda. \end{aligned}$$

Здесь $\lambda = \lambda_0/n$ – длина волны в среде, заполняющей пространство.

Отсюда координаты интерференционных максимумов

$$x_m^{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (8.3)$$

Аналогично найдем координаты интерференционных минимумов

$$x_m^{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (8.4)$$

Шириной интерференционной полосы называется расстояние между двумя соседними минимумами интенсивности, т.е.

$$\Delta x = x_{m+1}^{\min} - x_m^{\min} = \frac{((m+1) + \frac{1}{2})l\lambda}{d} - \frac{(m + \frac{1}{2})l\lambda}{d} = \frac{l\lambda}{d}. \quad (8.5)$$

Расстояние между интерференционными максимумами называется *расстоянием между интерференционными полосами*, которое также равно

$$\Delta x = \frac{l\lambda}{d}. \quad (8.6)$$

Из этой формулы вытекает, что расстояние между полосами возрастает при уменьшении расстояния d между источниками S_1 и S_2 .

Входящие в формулу (8.6) величины – Δx , l , d – могут быть измерены на опыте. Следовательно, можно на опыте определить длину световой волны λ . Это впервые удалось сделать Т.Юнгу.

Пример. В одном из экспериментов на установке Юнга было получено: $l = 3$ м, $d = 1$ мм, $\Delta x = 2,1$ мм. Установка освещалась красным светом. Какова длина волны красного света, найденная в этом опыте?

$$\lambda = \frac{d}{l} \Delta x = \frac{1 \cdot 2,1}{3000} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ мм} = 700 \text{ нм}.$$

§ 9. Интерференция света при отражении от тонких пленок

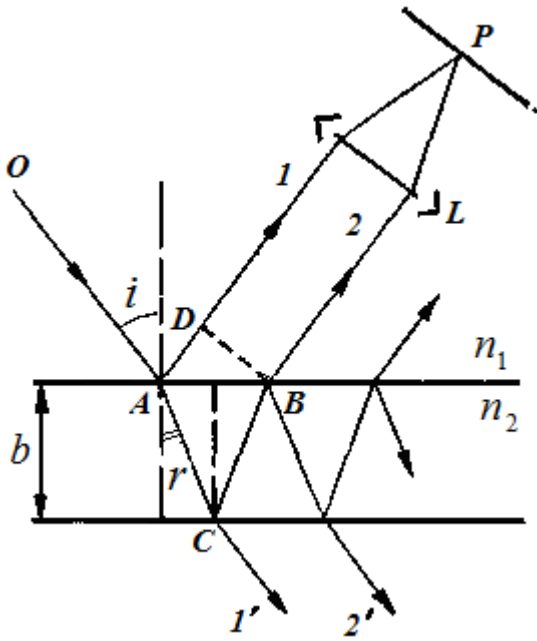


Рис. 9.1.

Когда на тонкую плоскопараллельную прозрачную пластинку или пленку падает световая волна, происходит частичное отражение как от внешней, так и от внутренней поверхности. Возникают две когерентные световые волны, которые могут интерферировать. Разделение волны на первой поверхности на две части и определяет способ получения когерентных волн, который называется *делением амплитуды световой волны*.

Интерференция таких волн называется интерференцией в тонких пленках.

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пластинку толщиной b с показателем преломления n падает плоская световая волна, которую можно рассматривать как параллельный пучок лучей. Показатель преломления среды, окружающей пластинку, для простоты полагаем равным единице. На рис. 9.1 такой пучок показан одним лучом O .

Пластинка в точке A вследствие частичного отражения света делит волну на две когерентные части, из которых одна часть (1) отражается от верхней поверхности, а вторая часть (2) – от нижней.

При входе в пластинку и при выходе из нее второй пучок претерпевает преломление.

Кроме этих двух пучков пластинка отражает вверх лучи после трех-, пяти-, n –кратного отражения от поверхностей пластинки. Однако ввиду их малой интенсивности эти пучки можно не принимать во внимание.

Если на пути пучков 1 и 2 поставить собирающую линзу, они сойдутся в одной из точек фокальной плоскости линзы и будут интерферировать. Проведем плоскость BD , перпендикулярную лучам 1 и 2 . От этой плоскости до точки P разность хода между лучами не изменяется, т.к. линза не дает дополнительную разность хода.

Оптическая разность хода возникает на участке от точки A до плоскости BD и равна

$$\Delta = (AC + CB)n - AD \quad (9.1)$$

Теория и эксперимент показывают, что при отражении света от оптически более плотной среды отраженный луч изменяет фазу на противоположную, т.е. на π (изменяется фаза колебаний вектора E).

По этой причине между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз, равная π . Ее можно учесть, добавив к Δ (или вычтя из нее) половину длины волны в вакууме:

$$\Delta = (AC + CB)n - AD \pm \frac{\lambda_0}{2} \quad (9.2)$$

Из рис. 9.1 имеем:

$$AC = CB = \frac{b}{\cos r}; \quad AD = AB \sin i = 2btgr \sin i. \quad (9.3)$$

Учитывая найденные соотношения и закон преломления

$$\sin i / \sin r = n,$$

можно разность хода переписать так

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}. \quad (9.4)$$

В точке P будут наблюдаться максимумы, если $\Delta = m\lambda_0$, а при $\Delta = (m + 1/2)\lambda_0$ – минимумы интенсивности (m – целое число или ноль).

Таким образом, условие **максимума** интенсивности **отраженных** лучей имеет вид

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (m + \frac{1}{2})\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (9.5)$$

а в случае

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (9.6)$$

в **отраженном** свете наблюдается **минимум**.

Пример 1. На мыльную пленку с показателем преломления $n = 1,3$ падает по нормали белый свет. При какой наименьшей толщине пленки она будет в отраженном свете выглядеть зеленой ($\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м)?

Для того, чтобы пленка выглядела зеленой, волны с соответствующим значением длины волны λ должны при отражении максимально усиливать друг друга, т.е. должно удовлетворяться условие максимума (9.5), которое для нормального падения ($i = 0$) примет вид

$$2bn = (m + 1/2)\lambda_0 \quad (\text{Пр 9.1})$$

Так как m должно быть целым числом включая ноль, очевидно, что минимальной толщине пленки соответствует значение $m = 0$, тогда из (Пр1) получаем

$$b_{\min} = \lambda_0 / (4n) = 5 \cdot 10^{-7} / (4 \cdot 1,3) = 0,96 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 96 \text{ нм}.$$

Из формулы (9.5) следует, что при заданном n варьироваться могут величины b (толщина пленки) и i (угол падения лучей).

Если угол падения i остается постоянным, а изменяется толщина пленки b , то возникают интерференционные **полосы равной толщины**. Простейшей пленкой переменной толщины является плоский клин с малым углом

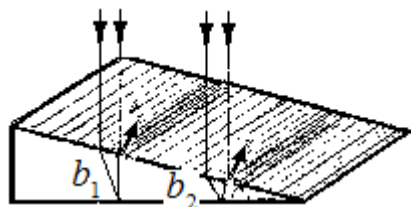


Рис. 9.2.

между боковыми гранями ($10^{-3} - 10^{-5}$ рад).

При падении на пленку параллельного пучка лучей каждая из интерференционных полос образуется за счет отражения от мест пленки, имеющих одинаковую толщину. Поэтому в данном случае интерференционные полосы называют полосами равной толщины. Для клина интерференционные

полосы параллельны ребру клина (рис. 9.2).

Каждый луч, падающий на клин, разделяется на два луча вследствие отражения от верхней и нижней поверхностей. Каждая пара лучей имеет свою точку пересечения – Q или Q' (рис. 9.3). В таких точках лучи определенной пары имеют некоторую разность хода, поскольку их оптические пути до точки пересечения разные.

Теория и опыт показывают, что видимость интерференционной картины максимальна вблизи поверхности пленки (говорят, что полосы равной толщины локализованы вблизи верхней поверхности пленки). С помощью линзы L интерференционная картина проектируется на экран PP' (рис. 9.3). При визуальном наблюдении таких интерференционных картин роль линзы выполняет хрусталик глаза, а роль экрана – его сетчатка.

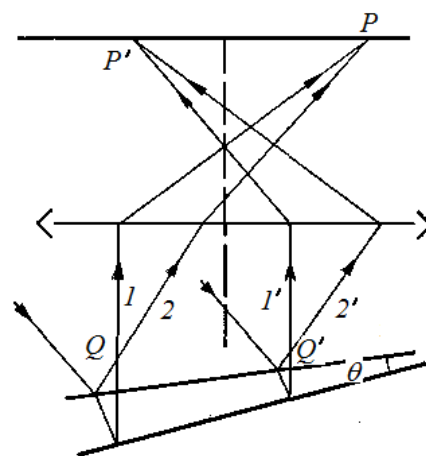


Рис. 9.3.

При наблюдении в белом свете полосы будут окрашены, так что поверхность пленки представляется имеющей радужную окраску.

Отдельным видом полос равной толщины являются так называемые «кольца Ньютона», представляющие также исторический интерес. Они образуются в клинообразном зазоре между сферической поверхностью плоско-выпуклой линзы и плоскопараллельной пластинкой.

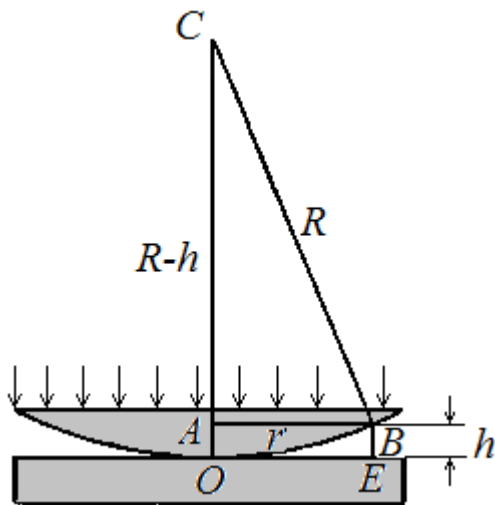


Рис. 9.4.

Выпуклая поверхность линзы с большим радиусом кривизны ($R = 1-100$ м) касается в некоторой точке O плоской поверхности хорошо отполированной плоскопараллельной пластинки так, что воздушная (или из другого вещества) прослойка постепенно и нелинейно увеличивает толщину от точки касания до краев (рис. 9.4). Роль тонкой клинообразной пленки играет воздушный слой. При нормальном падении монохроматического света полосы равной толщины имеют вид концентрических колец (рис. 6.2).

Пример 2. В установке для наблюдения колец Ньютона свет с длиной волны $\lambda = 0,6$ мкм падает нормально на плоско-выпуклую линзу. Определить радиус кривизны выпуклой поверхности линзы R , если радиус 2-го светлого кольца, наблюдаемого в отраженном свете, $r_2 = 0,6$ мм.

Оптическая разность хода Δ между лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора на некотором расстоянии r от OC :

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2}, \quad (\text{Пр } 9.2)$$

где h – толщина воздушного слоя, $\lambda/2$ – потеря полволны при отражении в точке E от оптически более плотной среды. Из прямоугольного треугольника ABC определим h через радиус кольца $AB = r$ и радиус кривизны линзы R

$$R^2 = r^2 + (R-h)^2 = r^2 + R^2 - 2Rh + h^2 \quad (\text{Пр } 9.3)$$

Откуда, пренебрегая h^2 , получим

$$h \approx \frac{r^2}{2R^2} \quad (\text{Пр. } 9.4)$$

Условие максимума в отраженном свете (т.е. для светлых полос)

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2}$$

и радиус m -го светлого кольца

$$r_m = \sqrt{(2m-1) \frac{R\lambda}{2}} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{Пр. } 9.5)$$

В данном случае $r_2 = \sqrt{3R \frac{\lambda}{2}}$, откуда $R = \frac{2r_2^2}{3\lambda} = 0,4$ м.

Из формулы (9.5) следует, что для данных λ_0 , b и n каждому углу падения i лучей соответствует своя интерференционная полоса.

Полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины ($b = \text{const}$) рассеянным светом, в котором содержатся лучи различных направлений, т.е. угол падения i варьируется в широких пределах (рис. 9.5). Для наблюдения полос равного наклона используют собирающую линзу и экран, поэтому говорят, что локализованы полосы равного наклона в бесконечности.

В реальных условиях наблюдения изменяется как угол падения лучей, так и толщина пленки. Поэтому наблюдаются полосы смешанного типа.

Радужная окраска мыльных пленок, тонкого слоя бензина или минерального масла, разлитых на поверхности воды, цвета побежалости на поверхности закаленных стальных деталей, покрытых тонким слоем оксида, разноцветная окраска крыльев некоторых бабочек – все это примеры интерференции в тонких пленках в естественных условиях.

Такие интерференционные цвета отличаются от обычного цвета тем, что их можно наблюдать в *прозрачных* телах, и они изменяются в зависимости от геометрических условий освещения и наблюдения.

Для того чтобы волны могли интерферировать, их оптическая разность хода должна быть меньше длины когерентности падающей световой волны. Расчет дает, что при освещении солнечным светом максимальная толщина пленки, при которой возможна интерференция, не должна превышать нескольких сотых долей миллиметра.

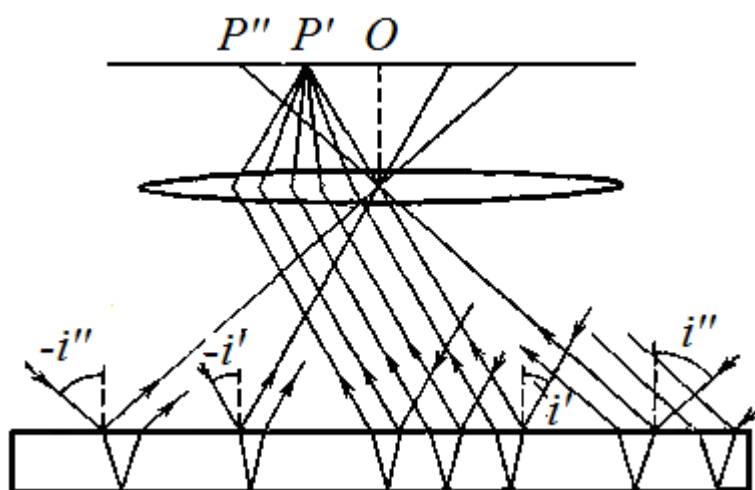


Рис. 9.5.

§ 10. Интерферометры. Просветление оптики

Интерферометр Майкельсона является одним из наиболее распространенных и давно

известных приборов. Его упрощенная схема приведена на рис. 10.1. Свет от источника S падает на полупрозрачное зеркало A и разделяется на два пучка: отраженный 1 и прошедший 2 . После отражения от зеркал M_1 и M_2 эти пучки снова падают на полупрозрачное зеркало A и частично отражаются, а частично проходят через него. В результате на экране P можно наблюдать интерференцию лучей $1'$ и $2'$. Картина интерференции зависит от разности хода лучей, которая определяется разностью «плеч» интерферометра.

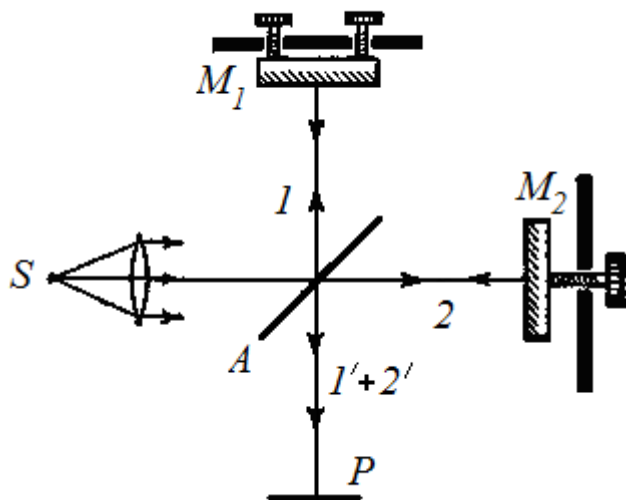


Рис. 10.1.

Одно из зеркал (M_2) может перемещаться с помощью микрометрического винта, оставаясь параллельным самому себе. При его перемещении изменяется разность хода и интерференционные полосы на экране P смещаются. Смещение

интерференционной картины на одну полосу происходит при перемещении зеркала M_2 на расстояние, равное половине длины волны.

Интерферометр Майкельсона используется для точных измерений длины. Например, с помощью подвижного зеркала M_2 определяли количество длин волн, которые укладывались на

длине эталона метра, выполненного в виде твердого стержня. На эталоне метра должно было укладываться 1 650 763,73 длин волн оранжевой спектральной линии криптона-86.

Заметим, что в 1983 г было принято иное определение метра: это расстояние, проходимое светом в вакууме за время $1/299\,792\,458$ секунд. То есть постулировано, что скорость света точно равна $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ м/с.

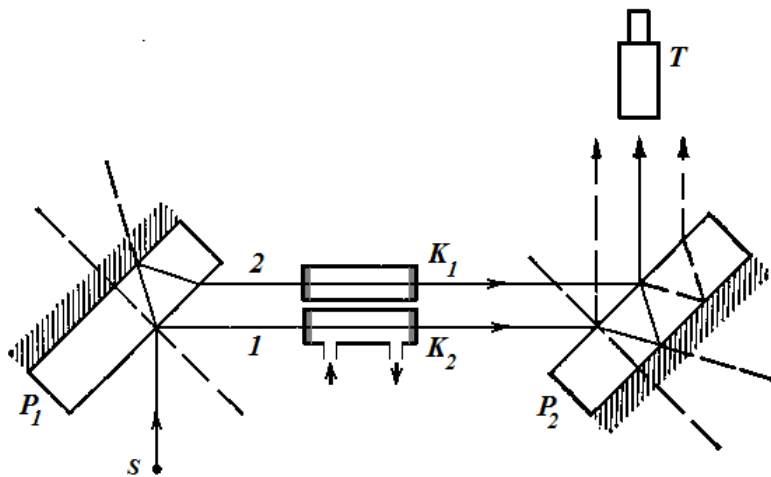


Рис. 10.2.

Пример. В качестве другого примера рассмотрим принцип действия шахтного интерферометра.

Шахтный интерферометр использует схему интерферометра Жамена. Он состоит из двух одинаковых плоскопараллельных стеклянных пластин P_1 и P_2 (рис. 10.2). Пластины устанавливают параллельно. Внешние поверхности пластин покрыты непрозрачным зеркальным слоем.

После отражения от передней и задней поверхностей первой стеклянной пластины P_1 пучок света разделяется на два пучка 1 и 2.

Пройдя через кюветы K_1 и K_2 и отразившись от поверхностей стеклянной пластины P_2 , пучки попадают в зрительную трубу T , где интерферируют.

На пути одного из интерферирующих лучей размещается кювета с чистым воздухом, а во вторую кювету с помощью резиновой груши засасывают рудничный воздух. При этом оптическая разность хода между лучами изменится в зависимости от концентрации метана в шахтной атмосфере.

Действие прибора основано на измерении смещения интерференционной картины, происходящего вследствие изменения состава исследуемого рудничного воздуха, который находится на пути второго луча. Величина смещения пропорциональна разности между показателями преломления света исследуемой газовой смеси и атмосферного воздуха.

Измеряя смещение полос интерферометра, можно определить процентное содержание метана.

Измеряя смещение полос интерферометра, можно определить процентное содержание метана.

Просветление оптики. При прохождении света через линзу часть светового пучка отражается. Современные оптические системы (фотоаппараты, видеокамеры и т.д.) содержат большое число отражающих поверхностей, поэтому потери энергии на отражение света становятся существенными. Например, в призмённом бинокле потери света за счет отражения составляют свыше 50%. Кроме того, отраженный свет создает так называемые «блики», которые демаскируют наблюдателя, пользующегося биноклем, стереотрубой или перископом. Это создает серьезные проблемы в военном деле.

Чтобы уменьшить потери света на отражение, при помощи специальной обработки на стеклянной поверхности линзы образуют тонкую твердую прозрачную пленку (рис. 10.3).

Если толщина пленки и ее показатель преломления подобраны так, чтобы отраженные от внешней и внутренней поверхностей пленки лучи I' и $2'$ (рис. 10.3) благодаря интерференции гасят друг друга, то по закону сохранения энергии доля энергии, проходящей внутрь линзы, станет больше. Такой прием, основанный на явлении интерференции света, широко применяется в современной оптике и называется «просветлением оптики».

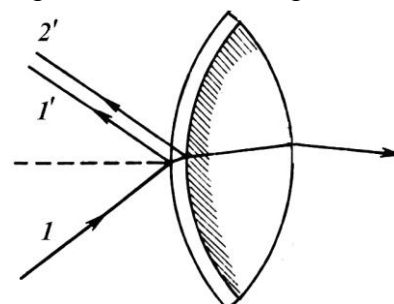


Рис. 10.3.

Пусть на поверхность стекла, показатель преломления которого n_0 , нанесен прозрачный слой с показателем преломления n и толщиной b (рис. 10.4). Показатель преломления внешней среды n_1 (для воздуха $n_1 \approx 1$). Для простоты ограничимся случаем нормального падения света на пленку.

Чтобы волны, отраженные от передней (E_1) и задней (E_2) поверхностей пленки ослабляли друг друга вследствие интерференции необходимо, чтобы оптическая разность хода между

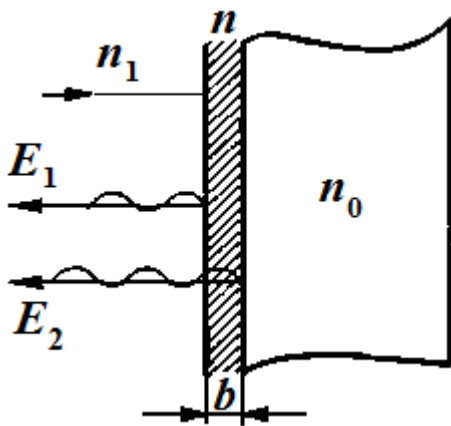


Рис. 10.4

ними составляла минимум $\frac{\lambda_0}{2}$.

Это возможно тогда, когда $n_1 < n < n_0$, а оптическая толщина слоя равна минимум $\frac{\lambda}{4}$. Волна E_2 дважды проходит толщину слоя (оптическая длина пути равна $2bn$) и теряет полволны за счет отражения от оптически более плотной среды на границе пленка – стекло, а волна E_1 только аналогично теряет полволны на границе воздух-пленка.

В итоге получаем следующее условие взаимного ослабления волн E_1 и E_2 (оптическая разность хода Δ двух волн равна нечетному числу полуволн):

$$\Delta = 2bn = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (10.1)$$

Для того чтобы гашение было наиболее эффективным, необходимо дополнительно уравнивать амплитуды обеих отраженных волн. Это достигается подбором материала пленки с показателем преломления $n = \sqrt{n_0}$. Как следует из (10.1), минимальная толщина пленки, при которой на наружной поверхности выполняется условие гашения,

$$b_{\min} = \frac{\lambda_0}{4n}. \quad (10.2)$$

Так как условие гашения содержит в себе длину волны, то толщину пленки можно подобрать *только для какой-либо одной длины волны*. Обычно это делается для наиболее восприимчивой глазом длины волны в середине видимой области $\lambda = 550$ нм зеленого света. Тогда для других длин волн – краев видимого спектра – отраженные лучи, наоборот, усиливают друг друга, и поверхность просветленного объектива приобретает пурпурный цвет (смесь красного и фиолетового).

В приборах ночного видения пленку подбирают такой толщины, чтобы максимально проходили волны красного (инфракрасного) участков спектра. При отражении от таких объективов гасятся красные, зато усиливаются зеленые лучи. Поэтому объективы приборов ночного видения имеют зеленоватый оттенок.

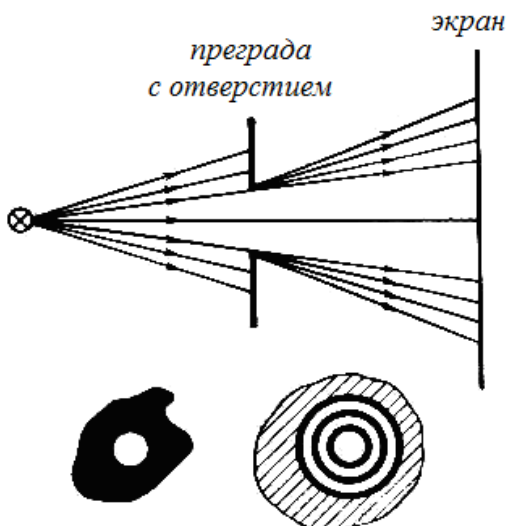


Рис. 11.1..

Глава 3. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

§ 11. Принцип Гюйгенса-Френеля

Одно из главных и очевидных свойств света - прямолинейность распространения. Лучи Солнца, прожектора, лазера мы представляем себе как прямые линии.

Между тем, ряд опытных фактов свидетельствует о нарушении закона прямолинейности распространения света.

Рассмотрим примеры. Пусть свет проходит через *малое* (здесь это важно!) *отверстие* в непрозрачной преграде (рис. 11.1) и попадает на экран.

Что увидит на экране наблюдатель?

Вместо ожидаемой картины - светлого пятна, ограниченного резкой тенью (левый рисунок), наблюдается центральное светлое пятно, окруженное чередующимися concentрическими светлыми и темными кольцами (правый рисунок).

Пусть теперь свет падает на *непрозрачную преграду в форме диска* (рис. 11.2). Закон прямолинейного распространения света предполагает существование резко ограниченной тени *AB* от препятствия (рис. 11.2). Однако, тщательное исследование позволяет выявить структуру света в этой области. Вместо резкой границы между светом и тенью получается достаточно сложная картина, состоящая из светлых и темных (или окрашенных) участков – чередующихся полос.

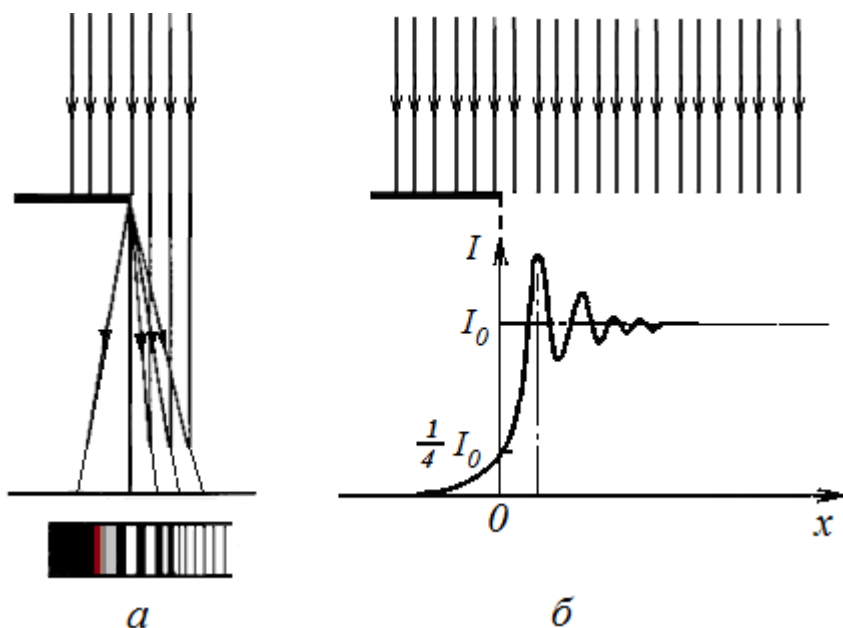


Рис. 11.3.

На рисунке 11.3 показано распределение освещенности в дифракционной картине, возникающее при освещении *прямолинейного края экрана*. Вместо ожидаемой резко очерченной границы света и тени, картина имеет вид темных и светлых полос, которые расположены параллельно краю непрозрачного экрана, а небольшая часть светового потока отклоняется внутрь геометрической тени (рис.11.3, *а*). На границе геометрической тени интенсивность света составляет четверть того значения, ко-

торое достигалось бы при отсутствии экрана (рис.11.3, *б*). При перемещении в область геометрической тени интенсивность убывает до нуля, а в освещенной области возникают дифракционные полосы, параллельные краю экрана.

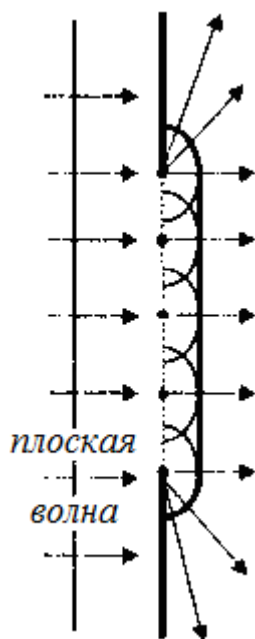


Рис. 11.4.

Приведенные примеры являются иллюстрациями дифракции света. Под **дифракцией** света понимают любое отклонение световых лучей от прямых линий, которое возникает при прохождении света вблизи краев непрозрачных тел, а также при распространении света через малые отверстия и щели. **Дифракцией света** называют огибание световыми волнами препятствий и проникновение света в область геометрической тени.

Как и при интерференции, при дифракции происходит перераспределение светового потока в результате суперпозиции волн. Однако, если при *интерференции* происходит перераспределение интенсивности в результате суперпозиции волн от *конечного* числа дискретных когерентных источников, то при дифракции - от источников, расположенных непрерывно. Последнее обстоятельство используется для расчета дифракционной картины по принципу Гюйгенса-Френеля.

Как уже отмечалось в разделе «Геометрическая оптика», согласно принципу Гюйгенса предполагается, что при распространении волны каждая точка волнового фронта является источником вторичных сферических волн (рис. 11.4). В точку наблюдения (например, за препятстви-

ем, отверстием и т.п.) приходят вторичные сферические волны от всех элементов волновой поверхности.

Однако принцип Гюйгенса не дает возможности определить интенсивность волн, распространяющихся в различных направлениях.

Френель дополнил принцип Гюйгенса требованием учитывать интерференцию волн от всех вторичных источников. Интенсивность волны в произвольной точке будет определяться как результат интерференции всех вторичных волн.

Различают *два вида дифракции*. Если источник света S и точка наблюдения P расположены от препятствия настолько далеко, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку P , образуют практически параллельные пучки, говорят о *дифракции в параллельных лучах или о дифракции Фраунгофера*. В противном случае говорят о *дифракции Френеля*. Дифракцию Фраунгофера можно наблюдать, поместив за источником света S и перед точкой наблюдения P по линзе так, чтобы точки S и P оказались в фокальных плоскостях соответствующей линзы (рис. 11.5).

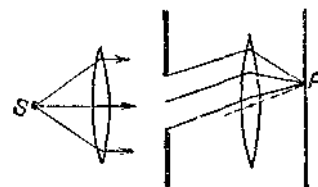


Рис. 11.5.

§ 12. Метод зон Френеля. Прямолинейное распространение света

Задача суммирования волн от каждой точки фронта волны, т.е., по существу, от бесконечного количества вторичных источников математически очень сложна и имеет аналитические решения только в некоторых простейших случаях.

Однако в ряде случаев задачу об интерференции вторичных волн можно упростить, пользуясь так называемым *методом зон Френеля*.

Суть этого метода такова.

Пусть S – точечный источник монохроматического света, который испускает сферическую волну. В некоторый момент времени фронт волны занимает положение σ (рис. 12.1). Согласно принципу Гюйгенса - Френеля действие реального источника можно заменить действием вторичных источников (фиктивных), взятых на волновой поверхности σ . Определим интенсивность света в точке P . Волновая поверхность σ симметрична относительно прямой SP . Для такой симметричной задачи Френель предложил разбить волновую поверхность на участки (кольцевые зоны) так, чтобы расстояние от краев каждой зоны до точки P отличалось на $\lambda/2$. Для этого проводят концентрические сферы с центром в точке P радиусами $a, a + \lambda/2, a + 2\lambda/2, a + 3\lambda/2, a + 4\lambda/2, \dots$ Тогда $O_1P - OP = O_2P - O_1P = \dots = \lambda/2$. При таком делении на зоны разность хода Δ лучей от соответственных точек двух соседних зон равна $\lambda/2$, а разность фаз колебаний, которые приходят в точку P от этих точек (вторичных источников), равна π .

Из построения Френеля ясно, что колебания, которые возбуждаются в точке P двумя соседними зонами, *противоположны по фазе*, так как разность хода соответствующих волн от этих зон до точки наблюдения равна $\lambda/2$.

Поэтому при наложении эти колебания должны взаимно ослаблять друг друга, и их амплитуды при интерференции вычитаются.

Амплитуда результирующего колебания в точке P может быть представлена в виде знакопеременного ряда:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 + \dots \pm A_m \quad (12.1)$$

Здесь A_1 – амплитуда колебаний в точке P , возбуждаемых действием первой (центральной) зоны Френеля, A_2 – второй и т.д. Знак последнего члена положительный при нечетном m и отрицательный – при четном m .

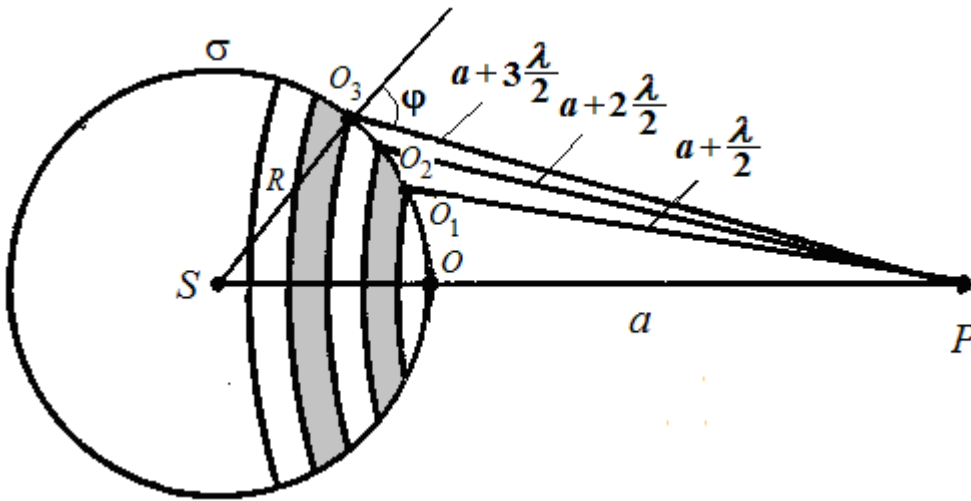


Рис. 12.1.

Площади зон являются примерно одинаковыми. Поэтому амплитуды колебаний, которые приходят в точку P от отдельных зон, зависят только от расстояния зоны до точки P и от угла φ между направлением на точку P и нормалью к зоне.

Расстояние от зоны до точки P , а также угол φ медленно увеличиваются с ростом номера зоны. Это

приводит к тому, что амплитуда колебаний, возбуждаемых m -ой зоной, монотонно спадает с ростом m . Амплитуды волн, приходящих от все более далеких зон, постепенно убывают, т.е.

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots \quad (12.2)$$

Вследствие монотонного и медленного убывания A_m можно положить, что амплитуда колебаний от зоны с номером m равна среднему арифметическому амплитуд колебаний, вызванных $(m-1)$ -ой и $(m+1)$ -ой зонами:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \quad (12.3)$$

Запишем формулу (12.1) в следующем виде

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \quad (12.4)$$

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

На основании равенства (12.3) все выражения в скобках равны нулю. Следовательно, при нечетном m

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}, \quad (m \text{ нечетное})$$

а при четном m

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m. \quad (m \text{ четное})$$

При большом числе зон амплитуды колебаний от $(m-1)$ -ой и m -ой зон мало отличаются друг от друга, откуда разность последних двух членов ряда (2.4)

$$\frac{A_{m-1}}{2} - A_m \approx -\frac{A_m}{2}.$$

Тогда (12.4) можно написать так:

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (12.5)$$

где знак плюс соответствует нечетному числу, а знак минус – четному числу зон. Величина $A_m/2$ с увеличением угла φ уменьшается до нуля.

Следовательно, амплитуда результирующего колебания в точке P , которое возникло вследствие интерференции света *от всех зон*, равна половине амплитуды колебаний, которые создаются под действием одной лишь *центральной зоны Френеля*:

$$A \approx \frac{A_1}{2}. \quad (12.6)$$

Иными словами, действие всей волновой поверхности эквивалентно половине действия центральной зоны Френеля.

Глаз (или прибор), помещенный в точку P , будет воспринимать свет от маленького (размеры 1-й зоны порядка длины световой волны) участка фронта волны, лежащего около прямой линии, соединяющей источник света S и точку P .

Следовательно, свет от точки S к точке P распространяется как будто вдоль очень узкого прямого канала, сечение которого равно половине первой (центральной) зоны Френеля, т. е. практически прямолинейно.

Таким образом, с помощью принципа Гюйгенса - Френеля может быть преодолено одно из затруднений волновой теории света – доказательство прямолинейности распространения света.

§ 13. Дифракция света на простейших преградах

Дифракция Френеля на круглом отверстии. Рассмотрим дифракцию Френеля сферической волны, падающей на круглое отверстие в непрозрачном экране (рис. 13.1). Амплитуду колебаний в расположенной напротив центра отверстия точке P можно определить, пользуясь методом зон Френеля. С учетом того, что волны, приходящие от соседних зон, находятся в противофазе, освещенность в рассматриваемой точке определяется числом m зон Френеля, укладывающихся на площади отверстия.

Отдельно доказывается, что радиус m -ой зоны Френеля равен:

для сферического волнового фронта

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (13.1)$$

где a – расстояние диафрагмы с круглым отверстием от точечного источника света, b – расстояние диафрагмы от экрана, на котором ведется наблюдение дифракционной картины, m – номер зоны Френеля, λ – длина волны;

для плоского волнового фронта

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}. \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (13.2)$$

Ясно, что дифракция будет отчетливо наблюдаться в том случае, если m невелико (и, следовательно, A_1 мало отличается от A_m). Тогда согласно (12.5) при нечетных m амплитуда в точке P будет приблизительно равна A_1 (светлое пятно, рис. 13.1, *a*), при четных m – нулю (темное пятно, рис. 13.1, *б*).

Самым неожиданным результатом является то, что при небольшом четном числе открытых зон Френеля освещенность в точке P близка к нулю (рис. 13.1, *б*). А с точки зрения геометрической оптики освещенность на экране должна соответствовать форме отверстия, т.е. в точке P должно быть всегда светло, а в области геометрической тени освещенность должна быть равна нулю.

Если непрозрачный экран с отверстием оставляет открытой только центральную (первую) зону Френеля, амплитуда в точке P будет равна A_1 , т. е. в два раза превзойдет амплитуду (12.6), создаваемую всем волновым фронтом. Такое отверстие не только не ослабляет освещенность в

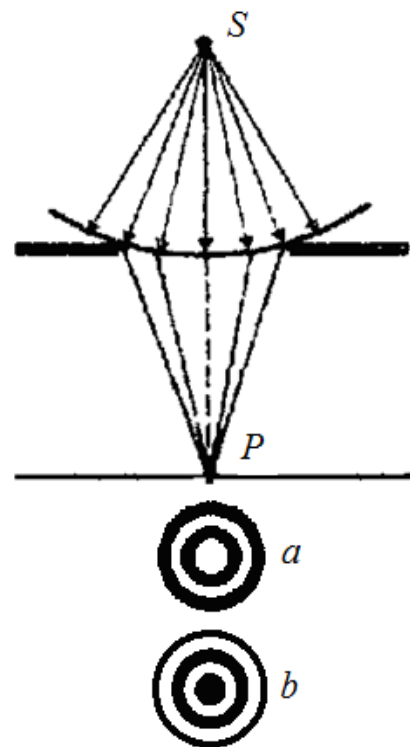


Рис. 13.1.

точке P , но наоборот, интенсивность света в точке P будет в этом случае **в четыре раза больше**, чем в отсутствие преград между точками S и P .

Заметим, что при этом закон сохранения энергии не нарушается: в других точках экрана интенсивность будет ослаблена.

Расчет интерференционной картины для не совпадающих с центром точек экрана приводит к выводу, что эта картина имеет вид чередующихся концентрических светлых и темных колец.

В том случае, если m очень велико (так будет, если размеры отверстия велики по сравнению с длиной световой волны), следует считать, что $A_m \ll A_1$, так что интенсивность практически одинакова всюду вне области геометрической тени, и явление дифракции можно не учитывать и пользоваться законами геометрической оптики.

Пример.

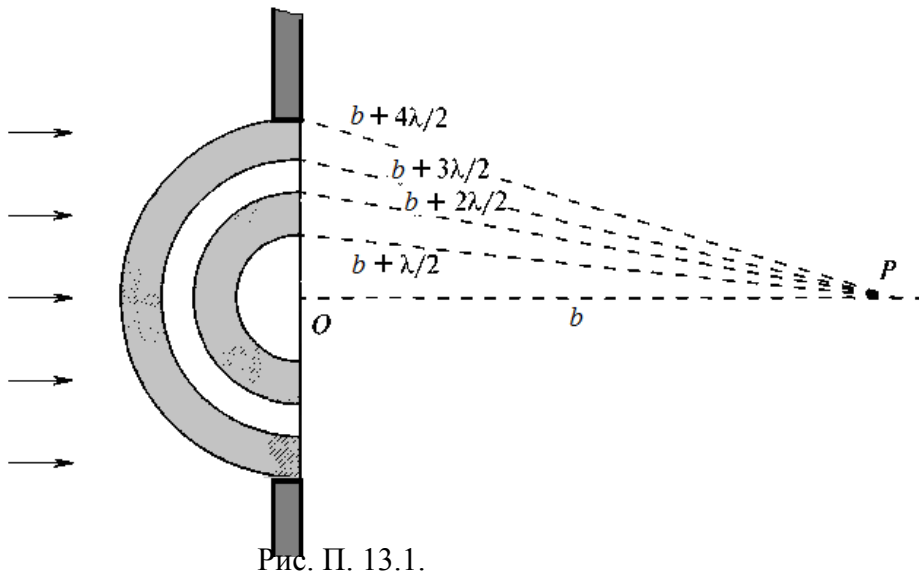


Рис. П. 13.1.

На преграду с круглым отверстием радиусом $r = 2$ мм падает нормально параллельный пучок света (плоская монохроматическая волна) с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. На пути лучей, прошедших через отверстие, помещен экран. Точка наблюдения P находится на этом экране на расстоянии $b = 2$ м на оси отверстия. Сколько зон Френеля укладывается в отверстие? Светлое или темное пятно получится в центре дифракционной

картины?

На рис. П.13.1 для наглядности изображение зон Френеля развернуто на 90° – таким они выглядят из точки P . Число m зон Френеля, укладывающихся в отверстие, найдем, приравняв радиус внешнего края m -ой зоны для плоского волнового фронта (13.2) и радиус отверстия:

$$r = r_m = \sqrt{bm\lambda}.$$

Отсюда
$$m = \frac{r^2}{b\lambda} = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} = 4.$$

Если число зон четное, то в центре дифракционной картины будет темное пятно. В нашем случае $m = 4$, в центре дифракционной картины будет темное пятно.

Дифракция Френеля на круглом диске. Пусть между точечным источником света S и экраном находится круглое непрозрачное препятствие (диск) (рис. 13.2).

Фронт волны вне диска разобьем на зоны Френеля.

Если диск закрывает m первых зон Френеля, амплитуда в точке P будет равна

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots =$$

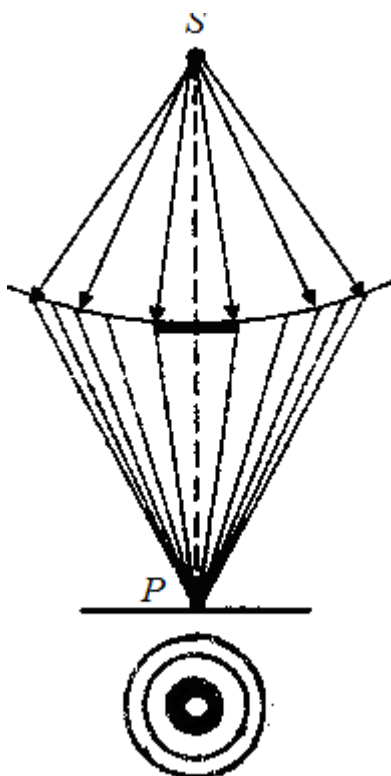


Рис. 13.2.

$$= \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \dots \quad (13.3)$$

Выражения в скобках можно положить равными нулю, следовательно

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}. \quad (13.4)$$

Амплитуда световых колебаний в точке P равна половине амплитуды, обусловленной первой открытой зоной. Следовательно, интенсивность в точке P всегда отлична от нуля.

В центре геометрической тени от диска всегда будет светлое пятно, хотя интенсивность его будет тем меньше, чем больше размеры диска.

Если размер диска невелик (охватывает малое количество зон), то действие первой открытой зоны практически не отличается от действия центральной зоны волнового фронта. Т. о. освещенность в точке P будет такой же, как и в отсутствие экрана.

Противоречащее «здоровому смыслу» заключение, в силу которого в самом центре геометрической тени должна находиться светлая точка, было в свое время выдвинуто членом Французской Академии Наук Пуассоном в качестве доказательства несостоятельности рассуждений Френеля. Однако другой французский академик – Араго – произвел соответствующий опыт и доказал, что действительно при дифракции света от диска в центре тени возникает светлое пятно, предсказываемое теорией Френеля. Светлое пятно в центре геометрической тени, предсказанное Пуассоном в качестве *мнимого* опровержения волновой природы света, получило название *пятна Пуассона*.

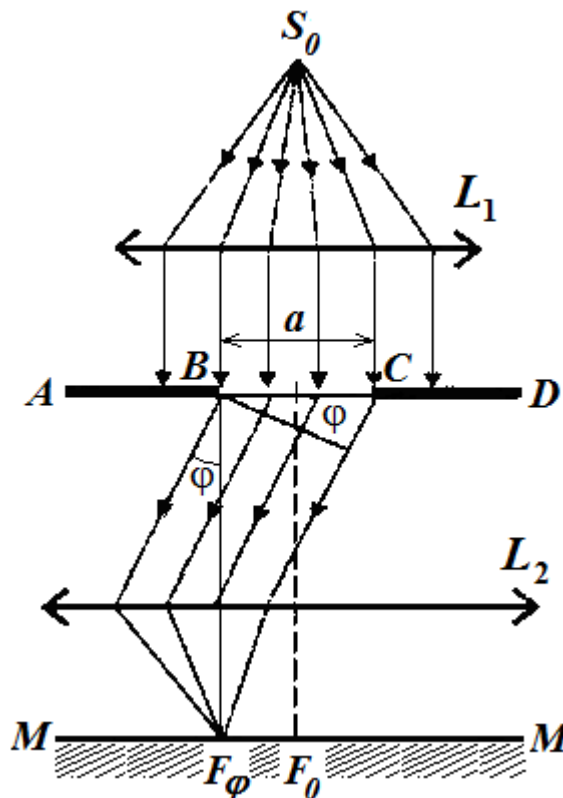


Рис. 13.3

Дифракция Фраунгофера на щели. Рассмотрим дифракцию параллельного пучка света, падающего на непрозрачный экран AD , в котором прорезана узкая длинная щель BC шириной a (рис. 13.3). Как было указано раньше, такая дифракция в параллельных лучах называется дифракцией Фраунгофера.

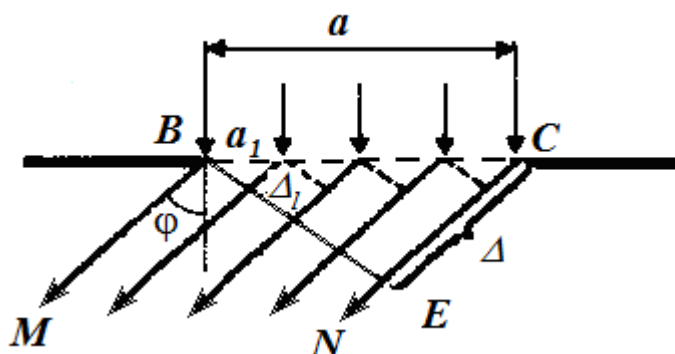


Рис. 13.4.

пендикуляр, опущенный из точки B на луч CN .

Поместим за щелью собирающую линзу L_2 , а в ее фокальной плоскости экран MM .

Согласно принципу Гюйгенса - Френеля точки щели являются источниками вторичных волн. В побочном фокусе F_ϕ линзы L_2 собираются все параллельные лучи, падающие на линзу под углом ϕ к ее оптической оси.

Открытую часть волновой поверхности BC можно разбить на зоны Френеля, которые имеют вид полос, параллельных краям щели (рис. 13.4). Пусть BE - пер-

Тогда оптическая разность хода Δ между крайними лучами CN и BM , которые идут от щели в направлении угла φ , равна

$$\Delta = CE = a \sin \varphi. \quad (13.5)$$

Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон равнялась

$$\Delta_1 = \lambda / 2, \text{ т.е. всего на ширине щели поместится } n = \frac{\Delta}{\Delta_1} = \frac{\Delta}{\lambda / 2} \text{ зон. Ширина каждой зоны}$$

равна $a_1 = \frac{\lambda / 2}{\sin \varphi}$, и их площади одинаковые. Все зоны в заданном направлении излучают свет

совершенно одинаково. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, потому что эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами. Итак, результат интерференции света в точке F_φ определится тем, сколько зон Френеля укладывается в щели. Если количество зон четное, то

$$a \sin \varphi_{\min} = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (13.6)$$

и в точке F_φ получается **дифракционный минимум**, φ_{\min} – угол, определяющий направление на дифракционный минимум. Знак минус в правой части (13.6) соответствует лучам света, которые распространяются от щели под углом $-\varphi$ и собираются в побочном фокусе $F_{-\varphi}$ линзы, который симметричен F_φ относительно главного фокуса F_0 .

Если количество зон нечетное, то

$$a \sin \varphi_{\max} = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (13.7)$$

и в точке F_φ будет **дифракционный максимум**, который соответствует действию одной зоны Френеля, k – порядок дифракционного максимума, φ_{\max} – угол, определяющий направление на дифракционный максимум.

В направлении падающей волны ($\varphi = 0$) будет наблюдаться самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка; колебания, которые вызываются в точке F_0 всеми участками щели, осуществ-

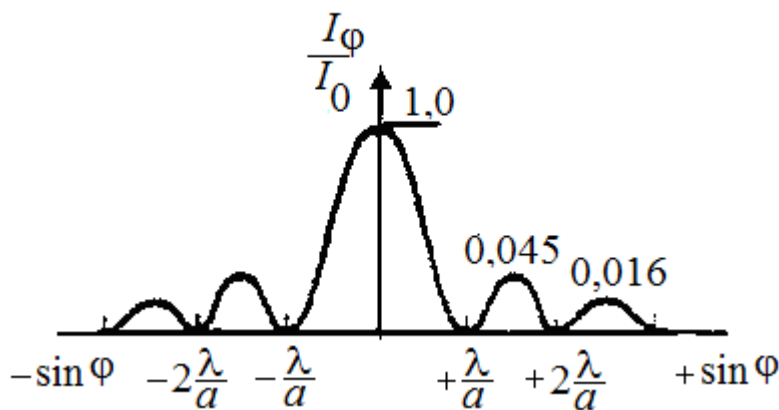


Рис. 13.5.

вляется в одной фазе.

Расчет дифракционной картины, основанный на использовании метода зон Френеля, является приближенным и дает значение интенсивности только в центре экрана.

Строгое рассмотрение дает такое распределение интенсивности света в любой точке экрана:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi \right)^2}. \quad (13.8)$$

Здесь I_0 – интенсивность в середине интерференционной картины, I_φ – интенсивность в точке, положение которой определяется углом дифракции φ .

С ростом порядка дифракционных максимумов их интенсивности, как следует из (13.8) быстро убывают. Зависимость отношения I_φ / I_0 от $\sin \varphi$ показана на рис. 13.5.

Расчет показывает, что интенсивности центрального и следующих максимумов относятся как $I_0: I_1: I_2: I_3 = 1: 0,045: 0,016: 0,0083 \dots$, то есть основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

§ 14. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка представляет собой прозрачную, обычно стеклянную полированную пластинку, на которой алмазным резцом нанесены при помощи специальной делительной машины параллельные одинаковые штрихи.

Поверхность стекла внутри штрихов, ободранная алмазом, становится шероховатой, матированной, и эти штрихи становятся непрозрачными. Между ними остаются прозрачные полоски стекла, играющие роль щелей.

Таким образом, дифракционная решетка представляет собой систему параллельных щелей, разделенных между собой непрозрачными промежутками.

Штрихи наносят через строго одинаковые расстояния друг от друга. Если прозрачный промежуток имеет ширину a , а непрозрачный – b , то величину $d = a + b$ называют **периодом** (постоянной) решетки. Современные дифракционные решетки содержат большое число штрихов – от 100 до 1700 на 1 мм.

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, падающую нормально на решетку, как изображено на рис. 14.1. Параллельно решетке расположим собирающую линзу L , в фокальной плоскости которой поместим экран. Вследствие дифракции свет огибает края щелей и за дифракционной решеткой кроме лучей, идущих прямо, будут лучи, дифрагировавшие на различные углы φ , при этом

$$-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2.$$

С помощью линзы L на экране в фокальной плоскости линзы в точке F_φ соберутся лучи от всех щелей решетки, которые дифрагировали на некоторый угол φ . Освещенность в точке F_φ определяется результатом интерференции вторичных волн, распространяющихся от различных щелей.

Очевидно, что в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не посылает свет, он не будет распространяться и при нескольких щелях, то есть **главные минимумы** интенсивности будут наблюдаться в направлениях, которые определяются условием (13.6) для одной щели

$$a \sin \varphi_{\min} = \pm k\lambda \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

Кроме того, вследствие интерференции световых лучей, которые посылаются несколькими щелями, в некоторых направлениях они будут гасить друг друга, то есть возникнут **дополнительные минимумы**. Эти дополнительные минимумы будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots$

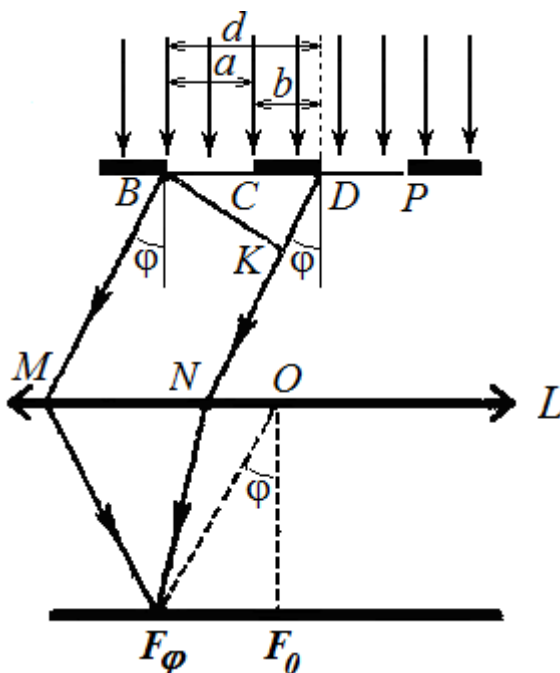


Рис. 14.1.

Поскольку щели находятся на одинаковых расстояниях друг от друга, то разности хода лучей, которые идут от двух соседних щелей, будут для данного направления φ одинаковыми в пределах всей дифракционной решетки

$$\Delta = KD = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (14.1)$$

Следовательно, с учетом (14.1) условие **дополнительных минимумов**:

$$d \sin \varphi_{\min} = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots). \quad (14.2)$$

Наоборот, действие одной щели будет **усиливать** действие другой, если разность хода между вторичными волнами, идущими из *эквивалентных* точек соседних щелей, равна целому числу длин волн

$$d \sin \varphi_{\max} = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (14.3)$$

Эта формула для **главных максимумов дифракционной решетки**.

. Соотношение (14. 3) называется *уравнением дифракционной решетки*, а целое число m называют порядком соответствующего максимума.

Поскольку период решетки d и угол φ могут быть измерены с высокой точностью, дифракционные решетки часто применяются для точного определения длин световых волн.

Положение главных максимумов зависит от длины волны. Если на решетку падает не-монохроматическая волна, например, белый свет, то соответствующие различным длинам волн λ положения максимумов не будут совпадать (кроме максимума нулевого порядка). Максимумы для волн меньшей длины (фиолетового и синего света) будут образовываться под меньшими углами к нормали и наоборот.

Таким образом, дифракционная решетка осуществляет **спектральное разложение** падающего на нее света и представляет собой спектральный прибор.

Пример. На дифракционную решетку нормально падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм. На экран, находящийся от решетки на расстоянии $L = 1$ м, с помощью линзы, расположенной вблизи решетки, проецируется дифракционная картина. Расстояние l между центральным и главным максимумом интенсивности первого порядка равно 15 см. Определить: 1) постоянную d дифракционной решетки; 2) число n штрихов на 1 см дифракционной решетки; 3) число максимумов, наблюдаемых в спектре дифракционной решетки; 4) угол отклонения лучей φ_{\max} , соответствующий последнему максимуму.

1. Из соотношения

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (\text{Пр. 14.1})$$

для $m = 1$, а также учитывая, что

$$\sin \varphi \approx \text{tg } \varphi = \frac{l}{L}, \quad (\text{Пр. 14.2})$$

получим $d \frac{l}{L} = \lambda$, откуда постоянная решетки

$$d = \frac{L \lambda}{l} = \frac{1 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}}{0,15} = 3,33 \text{ мкм}.$$

2. Число штрихов на единицу длины найдем по формуле

$$n = \frac{1}{d} = \frac{1}{3,33 \cdot 10^{-4}} \text{ см}^{-1} = 3003 \text{ см}^{-1}.$$

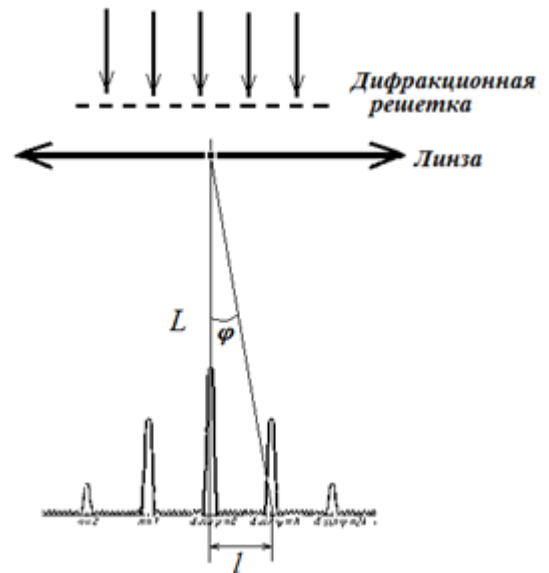


Рис. П.14.1.

3. Для определения числа максимумов дифракции, которые наблюдаются на экране, учтем, что максимальный угол отклонения луча решеткой не может быть большим, чем 90° . Тогда из формулы (Пр. 14.1) имеем

$$m_{\max} = \frac{d}{\lambda} \sin 90^\circ = \frac{3,33}{0,5} = 6,66.$$

Число m должно быть целым, но округлять до 7 нельзя, так как при этом значении $\sin \varphi$ становится большим единицы. Следовательно, $m_{\max} = 6$. С учетом центрального нулевого максимума и $m_{\max} = 6$ с обеих сторон от него, найдем

$$N = 2 m_{\max} + 1 = 2 \cdot 6 + 1 = 13.$$

4. Чтобы определить максимальный угол отклонения лучей решеткой, в выражение (Пр. 14.1) подставим $m_{\max} = 6$. Получим

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{m_{\max} \lambda}{d} = \frac{6 \cdot 0,5}{3,33} = 0,9. \quad \varphi_{\max} = 64,28^\circ = 64^\circ 17'$$

§ 15. Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии. Разрешающая способность оптических приборов

Дифракция параллельного пучка света от круглого отверстия имеет важное практическое значение, поскольку оправы линз и объективов, как правило, круглой формы.

Пусть линза L_1 создает параллельный пучок лучей, на пути которого расположен непрозрачный экран A с круглым отверстием ab .

Пройдя через отверстие, пучок лучей попадает на вторую линзу L_2 (рис. 15.1).

Если бы не было дифракции, лучи, которые прошли сквозь отверстие в непрозрачном экране, распространялись бы и за экраном параллельным пучком и были бы собраны второй линзой в одну точку в ее фокальной плоскости.

Благодаря же волновой природе света в фокальной плоскости F_2 второй линзы L_2 (рис. 15.1) образуется сложная дифракционная картина.

Картина состоит из **центрального яркого пятна в форме круга и концентрических чередующихся темных и светлых колец** (ее называют картиной Эйри). Сложный математический расчет дает для углового расстояния между центром дифракционной картины и первым темным кольцом выражение

$$\varphi \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (15.1)$$

где D - диаметр отверстия, λ - длина волны.

Большая часть светового потока, который прошел через отверстие, попадает в область центрального светлого пятна, интенсивности светлых колец быстро уменьшается с удалением от центра. Поэтому дифракционную картину можно считать состоящей только из *центрального*

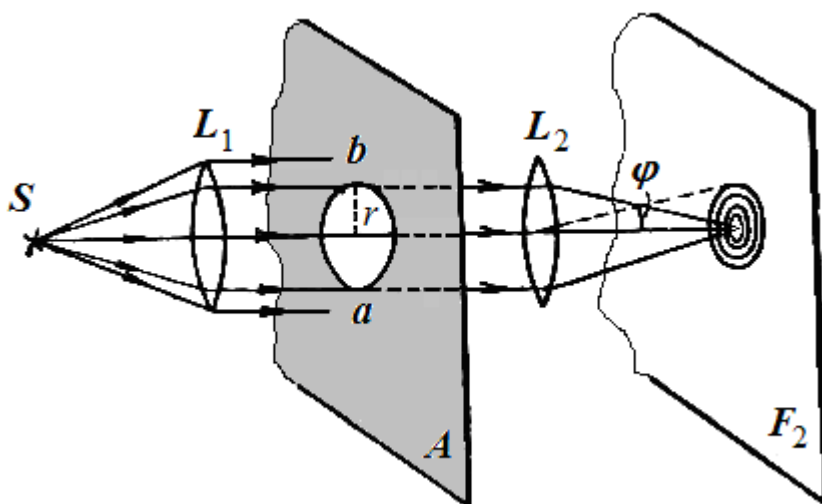


Рис. 15.1.

светлого пятна. Можно считать, что параллельные лучи идут от бесконечно удаленного точечного источника. Поэтому светлое пятно является изображением бесконечно удаленного точечного источника.

Итак, самая совершенная линза вследствие волновой природы света не может дать идеального оптического изображения. Изображение точки всегда представляет собой не точку, а кружочек - центральный максимум дифракционной картины. Если F - фокусное расстояние линзы, то можно выразить диаметр фокального пятна

$$d_{\phi} \approx \frac{\lambda}{D} F. \quad (15.2)$$

Размеры пятна, как видно из формулы (15.1), тем меньше, чем больше диаметр линзы.

Параметр $\frac{D}{F}$ называется *относительным отверстием линзы*. На практике изготавливают линзы с относительным отверстием, не превышающим единицу. В наиболее благоприятном случае, когда $\frac{D}{F} = 1$, из формулы (15.2) получим

$$d_{\phi}^{min} \approx \lambda, \quad (15.3)$$

то есть диаметр фокального пятна имеет порядок длины световой волны. В случае некогерентного пучка диаметр фокального пятна еще возрастает.

Разрешающая способность оптических приборов. Наличие дифракции ограничивает возможности распознавать детали предмета. Как различить мелкие детали изображения, если каждая точка предмета изображается дифракционным кружочком? Насколько близко следует расположить два точечных источника света, чтобы их можно было бы различить как два отдельных источника?

Ответ на эти вопросы дается понятием разрешающей способности оптического прибора.

Пусть на объектив падает свет от двух удаленных точечных источников. Вследствие дифракции на оправе объектива или на краях диафрагмы вместо двух точек в фокальной плоскости наблюдаются максимумы, которые окружены дифракционными кольцами. Обозначим через $\delta\psi$ *наименьший угол между лучами от двух точечных источников, при котором их изображения можно различить как два светлых пятна*.

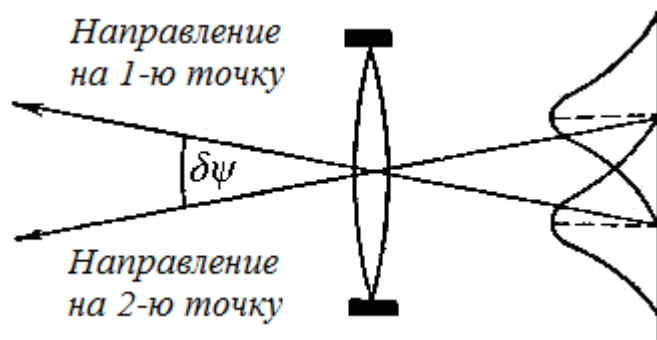


Рис. 15.2.

Согласно **критерию Рэлея** две близкие точки будут еще разделены, если середина центрального дифракционного максимума для одной точки совпадает с краем центрального максимума для второй точки (рис. 15.2). В правой части рис. 15.2 приведены кривые распределения освещенности. Если критерий Рэлея не выполняется, изображения обеих точек сливаются в одно изображение.

Из рис. 15.2 видно, что две точки воспринимаются отдельно, если угловое расстояние между ними $\delta\psi$ равно угловому радиусу ϕ (15.1) центрального максимума:

$$\delta\psi = 1,22 \frac{\lambda}{D} \quad (15.4)$$

Наименьшее линейное (или угловое) расстояние между двумя точками, начиная с которого их изображения сливаются, называется *пределом разрешения*. Обратная ему величина называется *разрешающей способностью* (разрешающей силой) прибора

$$R = \frac{1}{\delta\psi} = \frac{D}{1,22\lambda} \quad (15.5)$$

где D - диаметр оправы линзы. Следовательно, чем больше диаметр линзы, тем более отчетливо видны две близких точки.

Предел разрешения человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет 0,1 мм, микроскопа - длину световой волны.

Пример 1. Найти угол, под которым раздельно видно: 1) две близких звезды в телескоп с диаметром зеркала 5 м; 2) две близких точки невооруженным глазом.

Решение. 1). Угловое разрешение для света с длиной волны $\lambda = 560$ нм

$$\delta\phi \approx \frac{1,22\lambda}{D} = \frac{1,22 * 560 * 10^{-9}}{5} = 1,3 * 10^{-7} \text{ рад} = 0,028''.$$

2) Зрачок действует как собирающая линза. Диаметр зрачка глаза D при нормальном освещении составляет примерно 2 мм. Минимальное угловое расстояние между точками, которые глаз воспринимает раздельно

$$\delta\phi = \frac{1,22 * 560 * 10^{-9}}{2 * 10^{-3}} = 0,34 \text{ рад} \approx 1'.$$

Разрешающую способность R дифракционной решетки можно также определить на основе критерия Релея. Расчет показывает, что

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN, \quad (15.6)$$

где $\Delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух соседних спектральных линий (λ и $\lambda + \Delta\lambda$), при которой эти линии могут быть видны раздельно в спектре; N – число штрихов решетки; m – порядковый номер дифракционного максимума.

Пример 2. Какой наименьшей разрешающей силой R должна обладать дифракционная решетка, чтобы с ее помощью можно было разрешить две спектральные линии натрия ($\lambda_1 = 589,62$ нм и $\lambda_2 = 589,02$ нм) в спектре первого порядка? Какое наименьшее число N штрихов должна иметь эта решетка, чтобы разрешение было возможно в спектре второго порядка?

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{589,62}{0,6} \approx 983$$

На практике это означает $R \geq 1000$.

Общее число штрихов решетки

$$N = \frac{R}{m} = \frac{983}{2} = 491$$

или практически $N \geq 500$.

§ 16. Понятие о голографии

Голография – способ регистрации и последующего восстановления световых волн – основана на явлениях интерференции и дифракции.

Слово «голография» (*греч.* «олос» – полный, «графо» – пишу) переводится как «полная запись». Речь идет о записи волнового фронта, отраженного от поверхности объекта и несущего информацию о форме и других особенностях объекта.

При обычном фотографировании объемного предмета его изображение образуется на плоскости. Такое плоское изображение не несет информации о том, на каком расстоянии находятся отдельные части предмета.

В отличие от обычной фотографии, голографическое изображение трехмерно, изменяет видимое положение объекта при рассматривании из разных положений.

Процесс получения изображения в голографии разделяется на два этапа. Сначала изготавливают голограмму, т.е. фотопластинку, с помощью которой можно воссоздать световую волну, рассеянную предметом (рис. 16.1, а). На втором этапе воссоздают эту волну и получают оптическое изображение (рис. 16.1, б).

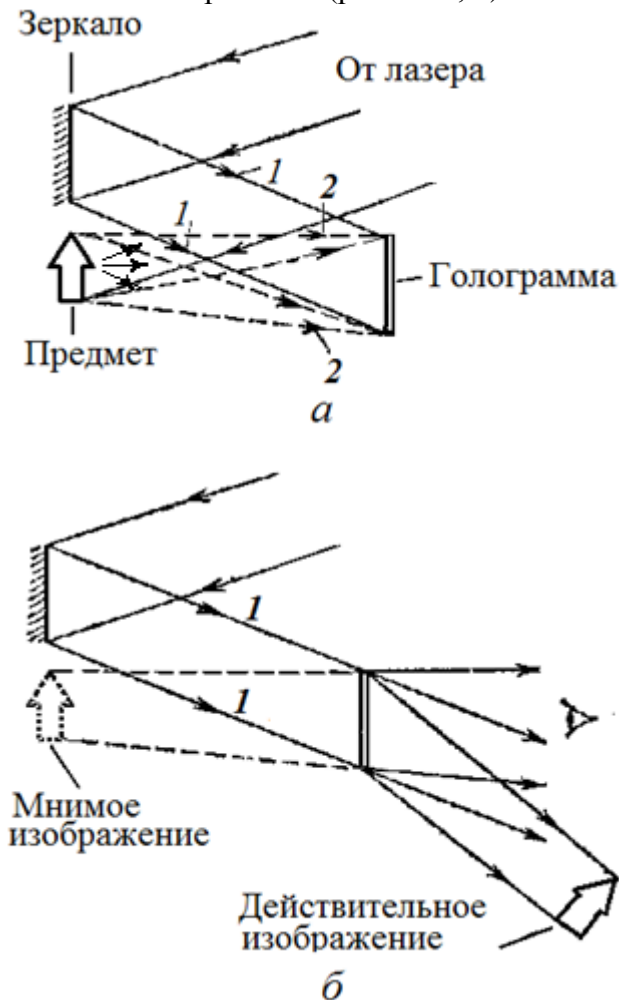


Рис. 16.1.

Для создания интерференционной записи рассеянной предметом световой волны световой пучок от лазера делится на две части. Одна часть – *опорный пучок 1* – отражается зеркалом и попадает на фотопластинку. Вторая часть отражается от предмета, образует *предметный пучок 2* и также попадает на фотопластинку. Так как излучение лазера обладает высокой степенью пространственной когерентности, оба пучка являются когерентными. Налагаясь друг на друга, опорный и предметный пучки интерферируют. Картина интерференции фиксируется фотопластинкой. После проявления фотопластинки получается *голограмма*.

Таким образом, на голограмме регистрируется не оптическое изображение объекта, а интерференционная картина.

В закодированной форме голограмма содержит полную информацию об амплитуде, фазе, направлении распространения и длине волны рассеянной волны. Этого достаточно для ее воссоздания и получения оптического изображения.

На втором этапе голограмму размещают в том месте, где находилась фотопластинка, и освещают опорным пучком *1* света. Голограмма для этого пучка играет роль дифракционной решетки. Опорный пучок дифрагирует на голограмме, в результате чего

возникает волна, имеющая такую же структуру, как волна, отразившаяся от предмета.

Эта волна дает мнимое изображение предмета, которое воспринимается глазом наблюдателя. Если смотреть через голограмму, то увидим пространственное изображение объекта, полностью тождественное удаленному объекту.

Возникающее здесь действительное изображение не используется вследствие того, что имеет рельеф, обратный рельефу предмета, т.е. является вывернутым.

Изображение предмета, даваемое голограммой, является объемным. Сместившись в сторону, можно увидеть скрытые части предмета.

Голографическая запись информации характеризуется исключительно высокой плотностью. Так на пластинке в несколько квадратных сантиметров можно записать содержание большой книги. Другая особенность голограммы – часть голограммы дает изображение всего объекта, как и целая голограмма.

Возможные применения голографии очень разнообразны. Сюда относится воссоздание изображений оригиналов с большой точностью в изобразительном искусстве, изучение физических процессов, которые протекают с большими скоростями, вибраций, деформаций в науч-

ных исследованиях, разработка новых методов хранения информации, голографические объемные кино, телевидение и т.д.

§ 17. Дифракция рентгеновского излучения

Как известно, рентгеновское излучение представляет собой электромагнитные волны, длина которых лежит в интервале $10^{-12} \div 10^{-8}$ м.

Известно также, что для наблюдения дифракционной картины постоянная решетки должна быть того же порядка, что и длина падающей волны.

Поэтому для наблюдения дифракции рентгеновских волн следует иметь пространственную решетку, период которой порядка 10^{-10} м. Искусственно создать такие решетки нельзя, но в природе существуют такие пространственные структуры – это кристаллы, где атомы и ионы размещаются на расстояниях порядка 10^{-10} м. Кристаллографические исследования показали, что в любом кристалле можно обнаружить определенные плоскости, где атомы или ионы, которые образуют его кристаллическую решетку, размещены наиболее густо. Такие атомные плоскости будут отражать монохроматическое рентгеновское излучение, которое может интерферировать от разных плоскостей. Очевидно, усиления волн при интерференции состоится для тех значений угла θ , когда в разности хода

$$\Delta = AO + OB = 2d \sin \theta$$

(рис. 17.1) укладывается целое число длин волн:

$$2d \sin \theta = m\lambda, \quad (17.1)$$

где θ – угол между направлением падающего луча и плоскостью или угол скольжения; $m = 1, 2, 3, \dots$; d – расстояние между плоскостями.

Соотношение (17.1) является формулой Вульфа-Брэгга, которая широко применяется в рентгеноструктурном анализе. Изучая дифракцию рентгеновских лучей известной длины на пространственной решетке, можно определить межатомные расстояния в кристаллических решетках. И наоборот, по известной кристаллической структуре (d), определяя θ и m , можно вычислить неизвестную длину волны падающего рентгеновского излучения.

Пример. В кристалле кальцита межплоскостное расстояние d составляет $3,029 \cdot 10^{-10}$ м. Дифракционный максимум первого порядка наблюдается под углом $\theta = 14^\circ 40'$. Какова длина волны падающего рентгеновского излучения?

$$\lambda = \frac{2d \sin \theta}{m} = \frac{2 \cdot 3,029 \cdot 10^{-10} \cdot 0,253}{1} = 1,53 \cdot 10^{-10} \text{ м}$$

Глава 4. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

§ 18. Естественный и поляризованный свет

Как известно, электромагнитные волны являются поперечными. Так, в бегущей электромагнитной волне векторы напряженности электрического E и магнитной индукции магнитного B полей в каждой точке пространства в данный момент времени взаимно перпендикулярны и перпендикулярны направлению распространения волны. Поскольку в бегущей волне изменение электрического и магнитного полей происходит в фазе друг с другом, то мгновенная картина

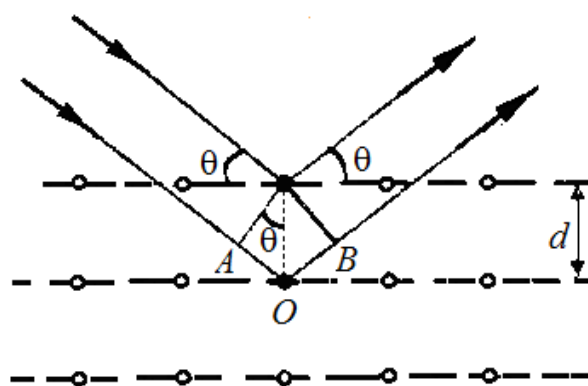


Рис. 17.1.

векторов электрического и магнитного полей в разных точках вдоль линии распространения монохроматической плоской волны выглядит так, как показано на рис. 18.1.

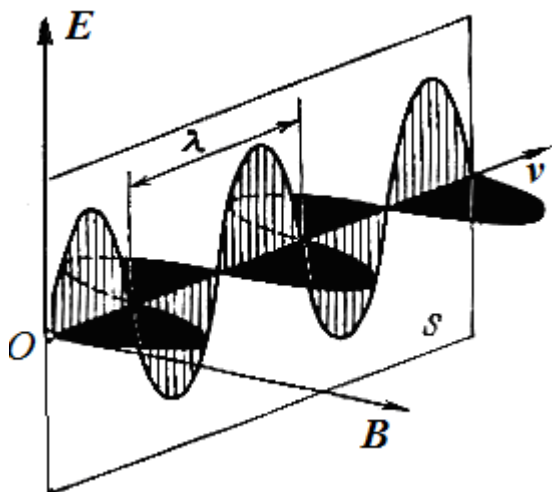


Рис. 18.1.

Свойства световых волн зависят от ориентации векторов E и B , которая характеризуется понятием *поляризации*. Поляризацию света связывают с направлением электрического вектора E . Если вектор E (а с ним и B) в данной точке при прохождении волны совершает колебания вдоль одной прямой линии в одной и той же плоскости, волну называют *линейно поляризованной* или плоско поляризованной (рис. 18.1). Если вектор E , оставаясь неизменным по модулю, вращается вокруг направления распространения, волну называют *поляризованной по кругу* или циркулярно поляризованной. (рис 18.2).

Свет, в котором представлены электромагнитные волны со всевозможными направлениями колебаний вектора E (рис. 18.3) называют *неполяризованным, или естественным*.

Плоско поляризованная волна испускается в каждом акте излучения одним атомом или молекулой. Но макроскопические источники света состоят из огромного количества таких частиц-излучателей. В суммарном излучении колебания вектора E совершаются в самых различных направлениях, перпендикулярных лучу (рис. 18.3), ориентация векторов E при этом изменяется хаотично. Поэтому естественный свет (т.е.



Рис. 18.3.

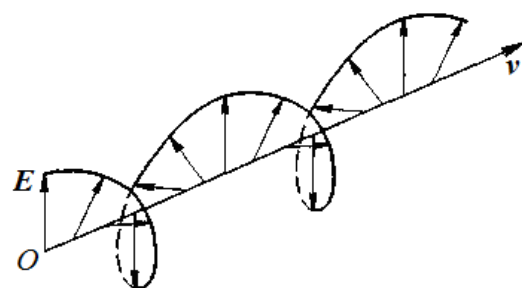


Рис. 18.2.

Плоско поляризованная волна испускается в каждом акте излучения одним атомом или молекулой. Но макроскопические источники света состоят из огромного количества таких частиц-излучателей. В суммарном излучении колебания вектора E совершаются в самых различных направлениях, перпендикулярных лучу (рис. 18.3), ориентация векторов E при этом изменяется хаотично. Поэтому естественный свет (т.е.

свет, испускаемый обычными источниками) представляет собой суперпозицию линейно поляризованных некогерентных волн с различной ориентацией электрических векторов в пространстве. Различные направления колебаний представлены здесь с равной вероятностью.

Вектор E светового пучка всегда *можно разложить* на две взаимно перпендикулярных составляющих E_x и E_y , то есть излучение превращается в совокупность двух линейно поляризованных перпендикулярно друг к другу составляющих. Другими словами волну с круговой или эллиптической поляризацией можно разложить на две линейно-поляризованные волны.

Свет называется *полностью поляризованным*, если две взаимно перпендикулярных составляющих вектора E светового пучка совершают колебания с постоянной во времени разностью фаз (рис. 18.4).

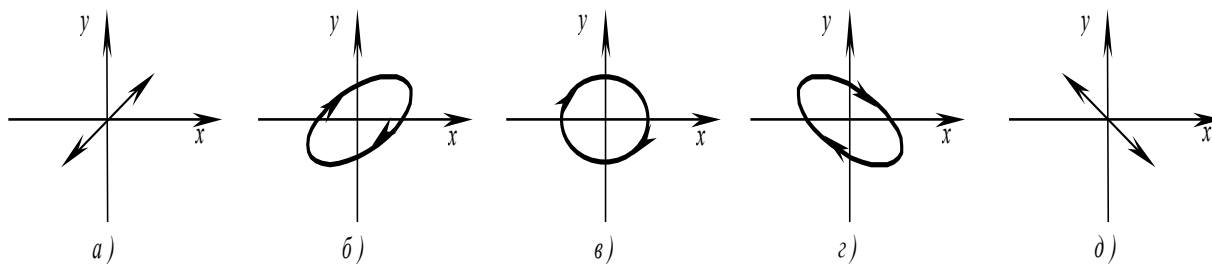


Рис. 18.4.

Пусть плоскость рис. 18.4 перпендикулярна направлению распространения света (перпендикулярна лучу). Спроектируем на эту плоскость траекторию конца вектора \mathbf{E} . В зависимости от разности фаз колебаний E_x и E_y возникают *различные типы поляризованного света*.

В общем случае проекционная картина имеет вид эллипса (рис. 18.4 б, г). Отдельные случаи - эллипс вырождается в отрезок прямой (а, д), или в круг (е). Соответственно, поляризация называется *эллиптической, линейной или круговой*.

Если же корреляция между фазами колебаний E_x и E_y отсутствует, свет становится естественным (рис. 18.3).

Естественным является солнечный свет и свет, который излучают все нелазерные источники. Обычно полностью поляризованным является излучение лазеров.

§ 19. Поляризация света при двойном лучепреломлении

Что происходит при распространении света в веществе? Взаимодействие света с веществом сводится к взаимодействию переменного электрического поля световой волны с электронами атомов вещества.

Под действием электрического поля электромагнитной волны (назовем ее первичной волной) электронная оболочка атома смещается относительно атомного ядра. Такое смещение ведет к появлению дипольного электрического момента, который изменяется со временем с частотой падающей волны. Диполь, совершающий колебания, как известно, излучает электромагнитные волны (назовем их вторичными волнами). Эти вторичные волны накладываются друг на друга и вместе с первичной волной образуют в итоге электромагнитную волну в веществе.

Только для сферически симметричного распределения заряда в электронной оболочке атома (иона) смещение электрических зарядов в атоме будет происходить одинаково по всем направлениям (это так называемая *изотропная поляризуемость*).

Многоатомные молекулы имеют сложную конфигурацию электронных оболочек. «Отклик» такой молекулы на действие электрического поля будет различным в зависимости от направления вектора \mathbf{E} световой волны. Это приводит к зависимости поляризуемости атомов (молекул, ионов) от направления – так называемая *анизотропия поляризуемости*.

Если свет распространяется в жидкости, аморфном теле или газе, анизотропия поляризуемости не обнаруживается. Однако в кристаллах при смещении зарядов в каком либо атоме кристалла возникает дополнительное смещение зарядов в соседних атомах кристаллической решетки. Поэтому поляризуемость кристалла зависит от направления, имеет место *анизотропия электрических свойств*.

Электрические свойства вещества связаны с оптическими свойствами. Поляризуемость **определяет** диэлектрическую проницаемость ϵ , а та, в свою очередь, из соотношения Максвелла $n = \sqrt{\epsilon}$ - показатель преломления n , от которого зависит скорость световой волны в веществе. Таким образом, скорость распространения света в кристалле зависит от направления в кристалле и поляризации этой световой волны.

Существует большая группа прозрачных кристаллов, в которых существует некоторое направление, называемое *оптической осью*, вдоль которого поляризуемость атомов кристалла не зависит от направления колебаний электрического вектора \mathbf{E} световой волны.

Поэтому, для произвольно поляризованных волн, распространяющихся вдоль оптической оси, будут одинаковыми диэлектрическая проницаемость ϵ , частота собственных колебаний атомов-диполей, показатель преломления n , и, наконец, скорость распространения света v . В отношении оптических свойств одноосная среда имеет полную симметрию вращения относительно направления оптической оси, то есть при повороте вокруг оптической оси анизотропия свойств кристалла не проявляется.

К оптически одноосным кристаллам относятся все кристаллы тетрагональной, гексагональной и тригональной систем (исландский шпат, турмалин и др.)

Назовем плоскость, содержащая оптическую ось и данный луч, *главным сечением кристалла*. Рассмотрим явления, которые возникают в двух случаях.

Пусть лучи поляризованы перпендикулярно главному сечению кристалла (рис. 19.1, а).

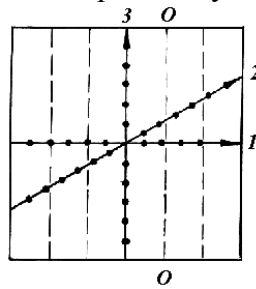


Рис. 19.1, а

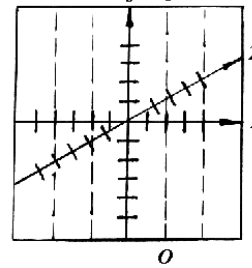


Рис. 19.1, б

На рис. 19.1, а направления, параллельные оптической оси, указаны штриховыми линиями, а направления колебаний электрического вектора отмечены точками. Если электрический вектор перпендикулярен к главному сечению, то колебания элементарных излучателей всегда будут перпендикулярными к оптической оси. Действительно, из рис. 19.1, а видно, что для любого из лучей 1, 2 или 3 колебания являются перпендикулярными к оптической оси.

Следовательно, волна будет распространяться со скоростью $v_o = \frac{c}{n_o}$, где $n_o = \sqrt{\epsilon_{\perp}}$, а

ϵ_{\perp} есть диэлектрическая проницаемость для направления, перпендикулярного оси. Показатель преломления n_o и скорость волны v_o в этом случае называются *обыкновенными* (обозначаются буквой «о»).

Рассмотрим теперь лучи, в которых колебания электрического вектора происходят в плоскости главного сечения (рис. 19.1, б). Волну, электрический вектор которой лежит в плоскости главного сечения кристалла, называют *необыкновенной* (обозначение буквой «е»). Как видно из рис. 19.1, б, для разных лучей 1, 2 и 3 колебания направлены под разными углами к оптической оси (направление колебаний E изображены черточками).

Так, в луче 1 колебание вектора E происходит параллельно оптической оси, поляризация молекул будет происходить вдоль оси, для этого направления диэлектрическая проницаемость имеет значение ϵ_{\parallel} . Поэтому такому направлению распространения соответствует другое значение показателя преломления $n_e = \sqrt{\epsilon_{\parallel}}$ и другое значение скорости света $v_e = \frac{c}{n_e}$.

В луче 3 колебания являются перпендикулярными к оптической оси, следовательно, в этом направлении волна распространяется со скоростью v_o . Термин "оптическая ось" был введен для обозначения такой прямой, вдоль которой обе волны в кристалле распространяются с одинаковыми скоростями.

В луче 2 и подобных ему угол между электрическим вектором и оптической осью кристалла изменяется с изменением направления луча. Поэтому, для необыкновенной волны показатель преломления n_e и скорость v_e зависят от направления луча в кристалле.

Например, в исландском шпате для длины волны $\lambda = 0,5893$ нм показатель преломления обыкновенной волны $n_o = 1,6658$, а показатель преломления необыкновенной волны n_e изменяется от 1,4864 до 1,6658.

В общем случае пучок естественного света, падающего на одноосный кристалл, разделяется внутри кристалла на два полностью поляризованных пучка: один с колебаниями вектора E в плоскости главного сечения, и второй – с колебаниями E перпендикулярно этой плоскости. Один из лучей (обыкновенный, о) является продолжением падающего

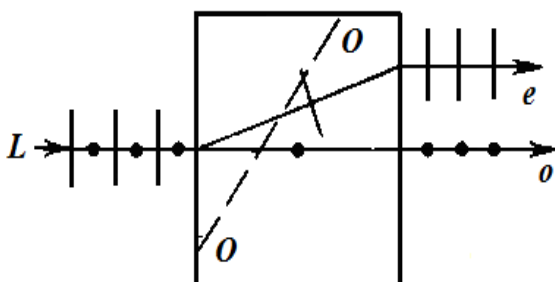


Рис. 19.2.

В общем случае пучок естественного света, падающего на одноосный кристалл, разделяется внутри кристалла на два полностью поляризованных пучка: один с колебаниями вектора E в плоскости главного сечения, и второй – с колебаниями E перпендикулярно этой плоскости. Один из лучей (обыкновенный, о) является продолжением падающего

щего, а второй (необыкновенный, e) при проникновении в кристалл отклоняется на некоторый угол. Из кристалла выходят два пучка света, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях (рис.19.2). В этом заключается явление **двойного лучепреломления**.

§ 20. Поляризационные приборы

Устройства, с помощью которых из естественного получают поляризованный свет, называются **поляризаторами**.

Действие таких приборов основано на явлении двойного лучепреломления. Они подразделяются на **поляризационные призмы** и называемые **поляроиды**

Поляризационное устройство, называемое **призмой Николя** (или просто **ником**) изготавливается из кристаллов исландского шпата. Призму разрезают по диагонали на две части, которые затем склеивают специальным прозрачным клеем – канадским бальзамом.

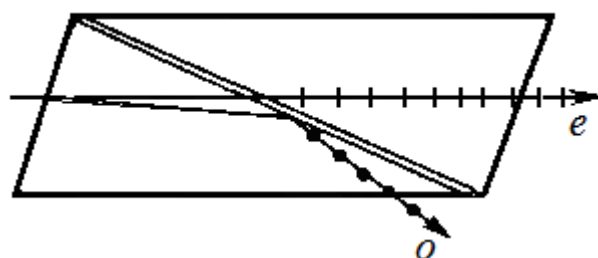


Рис. 20.1.

Падающий луч в призме разделяется на два: обыкновенный и необыкновенный. Обыкновенный луч, достигая границы раздела исландского шпата ($n_o = 1,65$) и канадского бальзама ($n = 1,54$), испытывает полное внутреннее отражение и затем поглощается боковой зачерненной гранью. Необыкновенный луч с показателем преломления $n_e = 1,51$, меньшим, чем показатель преломления канадского бальзама, проходит через всю призму. Из призмы выходит вдвое ослабленный световой луч, зато полностью поляризованный.

Николи изготовить нелегко, поле зрения у них небольшое, их используют только в некоторых физических исследованиях, сейчас они представляют собой музейную редкость.

Гораздо более дешевыми и распространенными устройствами являются тонкие поляризационные пленки, которые называются **поляроидами**.

Поляроид представляет собой тонкую (0,05-0,1 мм) прозрачную пленку, на которую тонким слоем нанесены определенным образом ориентированные искусственные микроскопические кристаллы герапатита (сульфата иодистого хинина).

Действие поляроидов также основано на явлении двойного лучепреломления. Однако при этом один из поляризованных лучей поглощается гораздо сильнее другого (явление **дихроизма**). На пути примерно 0,1 мм один из лучей поглощается практически полностью. В результате свет, прошедший через пленку, является поляризованным.

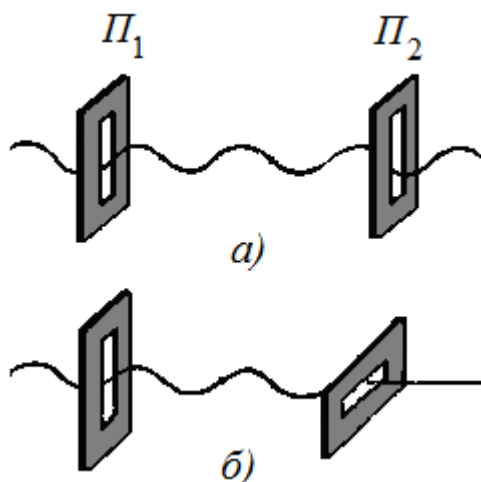


Рис. 21.1.

§21. Закон Малюса

Действие поляризаторов можно пояснить механической аналогией. Если на веревке создать поперечную плоско поляризованную волну и пропустить веревку через две щели P_1 и P_2 , пропиленные в досках, то при параллельных щелях (рис. 21.1, а) волна проходит, а при перпендикулярных щелях (рис. 21.1, б) – гасится, веревка за второй доской будет неподвижной.

Вернемся теперь к свету. Пропустим естественный свет через два поляризатора (поляроида) Π_1 и Π_2 . Поскольку поляризатор Π_1 пропускает световые колебания только одного направления (рис. 21.2), то после его прохождения световая волна становится плоско поляризованной. Если разместить второй поляризатор так, чтобы направления световых колебаний E' и E'' , пропускаемых первым и вторым поляризаторами, были параллельны друг другу (рис. 21.2, а), то второй поляризатор пропускает световую волну без изменений.

Но если поляризаторы разместить так, чтобы направления колебаний E' и E'' были перпендикулярными друг другу, то второй поляризатор полностью погасит колебания, которые прошли через первый поляризатор (рис. 21.2, б). Такие поляризаторы называют *скрещенными*.

Пусть теперь плоско поляризованный свет падает на поляризатор.

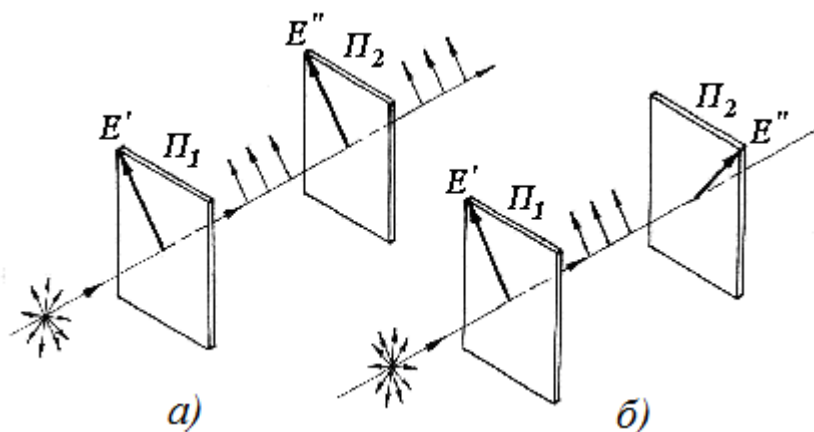


Рис. 21.2.

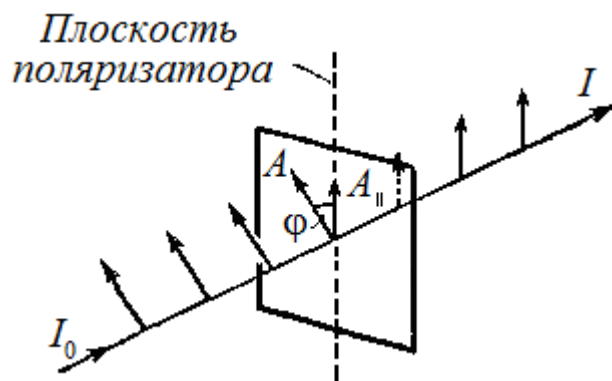


Рис. 21.3.

Если амплитуда светового колебания, равная A , образует с плоскостью поляризатора угол φ (рис. 21.3), то такое колебание можно разложить (рис. 21.4) на параллельное плоскости поляризатора колебание с амплитудой $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ и перпендикулярное к плоскости колебание с амплитудой $A_{\perp} = A \sin \varphi$.

Первое колебание пройдет через поляризатор, второе будет задержано (поглощено).

Поскольку интенсивность прошедшей волны пропорциональна квадрату амплитуды, то

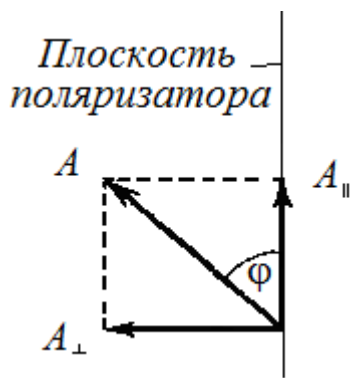


Рис. 21.4.

при попадании плоско поляризованного света на поляризатор интенсивность прошедшего света пропорциональна квадрату косинуса угла между плоскостью поляризатора и направлением колебаний в поляризованном свете:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi$$

(закон *Малюса*).

Пример 1. На поляризатор падает естественный свет. Какова интенсивность света, прошедшего через поляризатор?

Падающая волна является естественной, т.е. смесью волн с различным направлением вектора E . Интенсивность света на выходе из поляризатора получим, усредняя по углам

$$I = I_0 \langle \cos^2 \varphi \rangle,$$

где I_0 – интенсивность падающего на поляризатор света. Поскольку в естественном свете все значения угла φ равновероятны, $\langle \cos^2 \varphi \rangle = 1/2$. Поэтому интенсивность света, прошедшего через поляризатор, равна $I_0/2$.

Пример 2. Естественный свет падает на два поставленных один за другим поляризатора. Плоскости поляризаторов образуют угол $\varphi=60^\circ$. Во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении через оба поляризатора?

Из первого поляризатора выйдет линейно поляризованный свет, интенсивность I_1 которого составляет половину интенсивности падающего естественного света : $I_1 = I_{\text{ест.}}/2$. Из второго

поляризатора выйдет свет с интенсивностью $I_2 = I_1 \cos^2 \varphi$. Интенсивность света, прошедшего через оба поляризатора будет равна

$$I_2 = (I_{ест}/2) \cos^2 \varphi.$$

Уменьшение интенсивности при прохождении света через оба поляризатора найдем, разделив интенсивность естественного света на интенсивность света, прошедшего систему из двух поляризаторов:

$$\frac{I_{ест}}{I_2} = \frac{I_{ест}}{(\frac{I_{ест}}{2}) \cos^2 \varphi} = \frac{2}{\left(\frac{1}{2}\right)^2} = 8.$$

§ 22. Получение эллиптически поляризованного света

Пусть свет, прошедший через поляризатор, падает нормально на кристаллическую пластинку K толщиной d , которая вырезана из одноосного кристалла так, что ее передняя грань параллельна оптической оси OO (рис. 22.1).

Произойдет двойное лучепреломление, которое в данном случае заключается в том, что через пластинку в одном направлении, но с разными скоростями будут распространяться две когерентных волны, поляризованные во взаимно перпендикулярных направлениях. В одной из волн колебания вектора E направлены вдоль оптической оси кристалла (E_{\parallel} , рис. 22.1). Это не-

обыкновенная волна, показатель ее преломления n_e .

У второй волны колебания направлены перпендикулярно к оси (E_{\perp} , рис. 22.1), это обыкновенная волна, показатель ее преломления n_o . Направление колебаний электрического вектора падающего на кристалл света образует угол α с оптической осью.

Поскольку обыкновенная и необыкновенная волны распространяются с разными скоростями, между ними возникает разность хода

$$(n_o - n_e)d$$

и соответственно разность

фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d \quad (22.1)$$

Пластинка, у которой возникающая разность фаз равна $\pi/2$, называется *пластинкой в четверть волны*.

Известно, что сложение двух взаимно перпендикулярных колебаний с разными амплитудами и разностью фаз $\pi/2$ приводит к образованию эллиптических колебаний. Следовательно, при падении на пластинку в четверть волны плоско-поляризованного света из пластинки выходит световая волна, у которой конец вектора E описывает эллиптическую спираль, которая накручивается на направление луча (рис. 22.1).

Если поляризаторы Π_1 и Π_2 скрещены (рис. 22.1), то в отсутствие кристалла свет через них не проходит, поле зрения является темным. При наличии кристалла между скрещенными поляризаторами поле зрения просветляется, поскольку второй поляризатор теперь не может по-

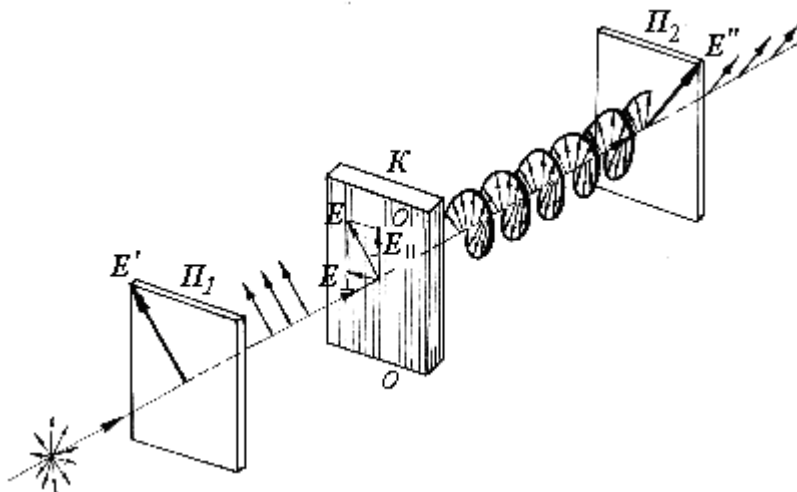


Рис. 22.1.

гасить эллиптически поляризованный свет (рис. 22.1.). В эллиптически поляризованном свете всегда найдется такая составляющая вектора E , которая проходит через второй поляризатор P_2 .

§ 23. Поляризация света при отражении и преломлении

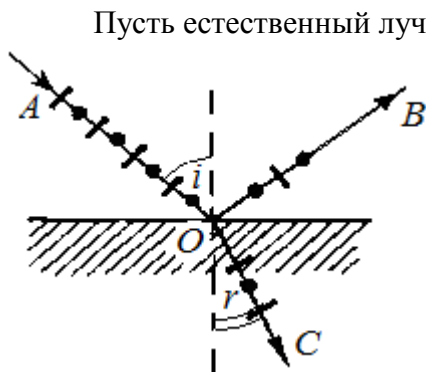


Рис. 23.1

Пусть естественный луч падает на поверхность изотропного диэлектрика, например, стеклянную пластинку. Световые колебания естественного луча всегда можно разложить по двум взаимно перпендикулярным направлениям. Поэтому естественный луч будем задавать двумя колебаниями (рис. 23.1): колебаниями вектора E в плоскости рисунка (обозначены черточками) и колебаниями, перпендикулярными к этой плоскости (обозначены точками).

Опыты показывают, что отраженный и преломленный лучи оказываются частично поляризованными. В отраженном луче преобладают колебания, отмеченные точками, а в преломленном – черточками.

Английский физик Д. Брюстер установил, что для любого диэлектрика есть определенный угол падения, при котором отраженный луч полностью поляризован. Такой угол называют *углом полной поляризации* света. Величина этого угла определяется законом Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} = n_2/n_1, \quad (23.1)$$

где i_B – угол полной поляризации, n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой.

Сопоставив закон Брюстера и закон преломления света

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B} = n_{21}; \quad \frac{\sin i_B}{\sin r} = n_{21},$$

найдем, что

$$\cos i_B = \sin r, \quad (23.2)$$

поэтому

$$i_B + r = 90^\circ \quad (23.3)$$

При полной поляризации отраженного света отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.

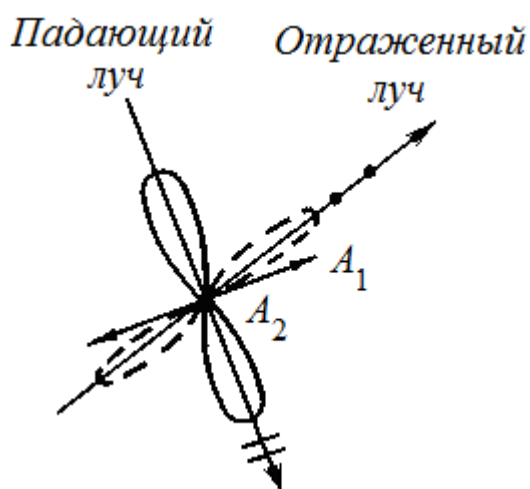


Рис. 23.2.

Выясним физический механизм поляризации света при отражении и преломлении. Пусть эти явления происходят на границе вакуум – диэлектрик. Проникнув в диэлектрик, выделенные нами составляющие падающей волны будут вызывать соответствующие вынужденные колебания внешних электронов атомов.

На рис. 23.2 колебания, происходящие в плоскости рисунка (плоскости падения), обозначены двусторонней стрелкой A_1 ; колебания, перпендикулярные к плоскости рисунка, обозначены точкой A_2 . Известно, что колеблющиеся заряды излучают плоско поляризованные электромагнитные волны. Как и в миниатюрной антенне, сильнее всего излучение волн происходит в направлении, перпендикулярном направлению колебаний. В направлении колебаний заряд не излучает. Графически интенсивность излучения зарядов в

разных направлениях изображается в виде лепестков. Вторичные волны с колебаниями вектора E_2 , перпендикулярными к плоскости падения, образуют отраженный луч; он будет преимущественно поляризован перпендикулярно плоскости падения, при угле падения Брюстера – пол-

ностью поляризован. Зависимость интенсивности излучения таких вторичных волн от направления показана штриховым лепестком. Интенсивность вторичных волн с колебаниями вектора E_1 , параллельными плоскости падения, показана сплошным лепестком. Эти вторичные волны складываются с падающей волной и образуют преломленную волну, которая будет частично поляризована в плоскости падения.

§ 24. Искусственная оптическая анизотропия

Многие прозрачные изотропные вещества (например, стекло, эпоксидная смола, плексиглас и др.) становятся двоякопреломляющими в результате механических упругих деформаций (сжатия, растяжения, изгиба, кручения). Если пластинку Q из такого вещества поместить между скрещенными поляроидами P_1 и P_2 , то такая система свет не пропускает.

Если же стекло подвергнуть деформации (например, одноосному сжатию, рис. 24.1), свет через систему начинает проходить, причем по характеру и расположению светлых (в эпоксидной смоле – цветных) полос можно судить о распределении напряжений внутри пластины.

Описанный эффект используется для исследования распределения напряжений в механических конструкциях. На пути лучей между скрещенными поляроидами помещают выполненную в масштабе прозрачную модель конструкции, например фермы моста или горной выработки. Под действием нагрузки аналогичной той, которую будет испытывать само изделие, в местах напряжений возникают просветления.

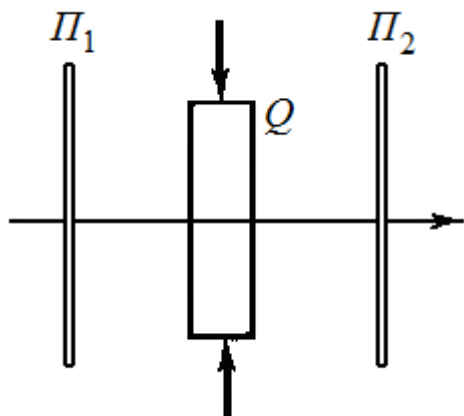


Рис. 24.1.

Искусственную анизотропию можно создать также с помощью электрических или магнитных полей.

Электрооптический эффект Керра состоит в возникновении двойного лучепреломления в оптически изотропных веществах (чаще всего в жидкостях) под действием электрического поля.

Многие изотропные жидкости в электрическом поле становятся оптически анизотропными и проявляют свойства одноосных кристаллов, оптическая ось таких веществ направлена вдоль силовых линий поля. Искусственная анизотропия объясняется тем, что в сильном электрическом поле молекулы жидкости приобретают преимущественную ориентацию и среда становится анизотропной.

Ячейка Керра представляет собой небольшую герметически закрытую кювету, наполненную жидким диэлектриком (нитробензолом), в которую вмонтированы два электрода, образующие плоский конденсатор (рис. 24.2).

Ячейку Керра помещают между двумя скрещенными поляризаторами, так что в отсутствии электрического поля свет полностью гасится вторым поляризатором и через систему не проходит.

При наложении электрического поля (направление которого разует угол 45° с направлением пропускания поляризаторов) среда становится оптически анизотропной. Жидкость начинает вести себя как одноосный кристалл с оптической осью, направленной вдоль электрического поля.

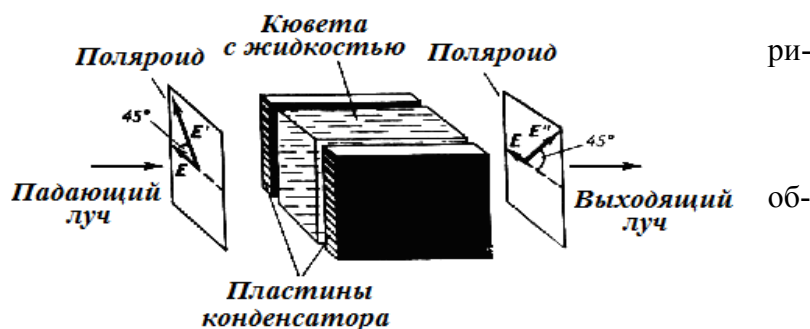


Рис. 24.2.

Возникает двойное лучепреломление, вследствие чего между обыкновенным и необыкновенным лучами после прохождения через ячейку Керра возникает разность фаз

$$\delta = 2\pi B l E^2 \quad (24.1)$$

где l – путь, проходимый лучом света в среде, E – напряженность электрического поля, возникающего между пластинами конденсатора, B – постоянная Керра. Свет поляризуется эллиптически и частично проходит через второй поляризатор.

Пример. Ячейка Керра заполнена жидким нитробензолом, постоянная Керра для которого $2,22 \cdot 10^{-12}$ м / В² (для длины волны $\lambda = 589$ нм), и помещена между скрещенными поляроидами. Расстояние между пластинами конденсатора 1 мм, длина ячейки 5 см. Будет ли проходить свет через ячейку, если приложить напряжение 1500 В?

Решение. В отсутствии внешнего электрического поля свет через ячейку не проходит, потому что она помещена между скрещенными поляроидами. Если приложить напряжение, возникает двойное лучепреломление и между обычным и необычным лучами образуется разность фаз по формуле (XX). Подставив числовые значения, найдем

$$\Delta\varphi = 2\pi \cdot 2,22 \cdot 10^{-12} \cdot 0,05 \left(\frac{1500}{10^{-3}} \right)^2 \approx \frac{\pi}{2}.$$

При такой разности фаз свет становится эллиптически поляризованным и частично проходит через ячейку.

Если электрическое поле меняется с некоторой частотой, то световой поток на выходе будет модулированный по интенсивности с той же частотой. Эффект Керра практически безинерционный: появление и исчезновение анизотропии в веществе происходит за время порядка 10^{-12} с. Поэтому этот эффект используют для быстросействующих затворов и модуляторов света.

В некоторых кристаллах (часто используется кристалл *KDP* – дигидрофосфат калия) при наложении внешнего электрического поля возникает двойное лучепреломление, причем разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами пропорциональна первой, а не второй, как в эффекте Керра, степени напряженности электрического поля (эффект *Поккельса*). Такая зависимость позволяет использовать невысокое управляющее напряжение и создает преимущества по сравнению с эффектом Керра применению в технике этого эффекта.

Модуляцией света называют изменение со временем по заданному закону амплитуды (интенсивности), частоты, фазы или поляризации света. Модуляция света применяется для передачи информации с помощью оптических сигналов или для измерения расстояний светодальномерами по времени прохождения светом этих расстояний. Почти все модуляторы света основаны на эффекте Поккельса.

Глава 5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВЕЩЕСТВЕ

§ 25. Дисперсия света. Нормальная и аномальная дисперсия

Дисперсией света называется зависимость показателя преломления n вещества от длины волны света λ (частоты ω)

$$n = f(\lambda_0) \quad (25.1)$$

или, что то же самое, зависимость фазовой скорости световых волн в веществе от их частоты

$$v = \frac{c}{n(\omega)}, \quad (25.2)$$

где λ_0 – длина световой волны в вакууме, ω – круговая частота света, c – скорость света в вакууме.

Опытное изучение явления дисперсии света впервые осуществил Ньютон (1672), пропуская белый свет через стеклянную призму (рис. 25.1). Пучок света направлялся на призму *A* и после преломления падал на экран *B*. На экране при этом наблюдался *спектр*, т.е. широкая полоска, окрашенная в чередующиеся цвета радуги – красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий, и наконец, фиолетовый.

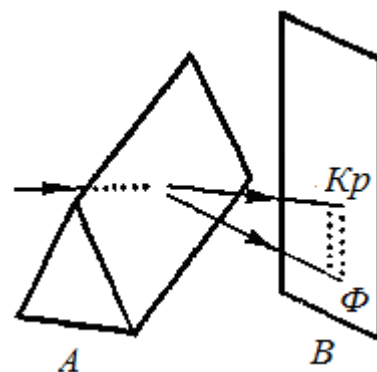


Рис. 25.1.

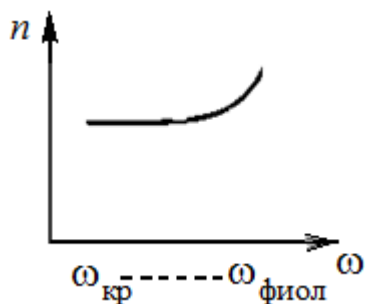


Рис. 25.2.

Для стекла и других прозрачных бесцветных веществ зависимость $n(\omega)$ в видимой части спектра имеет вид, показанный на рис. 25.2. С увеличением частоты показатель преломления увеличивается. При этом производная n по ω , которая показывает, как быстро изменяется показатель преломления с частотой, $dn/d\omega > 0$. Такая зависимость n от ω называется *нормальной* дисперсией света.

Согласно (25.2) скорость красного света, который преломляется меньше, наибольшая, а фиолетового – наименьшая. В вакууме скорость света любого цвета одинакова.

Каждое вещество поглощает излучение определенной частоты. При приближении к частотам ω_0 , которые поглощаются, со стороны малых частот показатель преломления сначала увеличивается (рис. 25.3), при переходе через полосу поглощения он сильно убывает с ростом частоты, а после полосы поглощения снова увеличивается. На участке 2-3 производная $dn/d\omega < 0$. Такой ход зависимости n от ω называется *аномальной* дисперсией. Например, у обычного стекла в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра наблюдается аномальная дисперсия.

Пунктирная кривая на рис. 25.3 изображает ход коэффициента α поглощения света веществом. Коэффициент поглощения имеет резкий максимум. Как будет показано дальше, этот максимум соответствует резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов.

Участки 1-2 и 3-4 на рис. 25.3 соответствуют нормальной дисперсии. На участке 2-3 дисперсия аномальна.

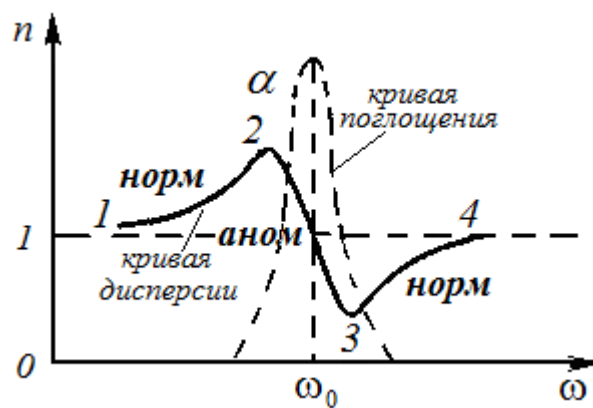


Рис. 25.3.

Ярким примером дисперсии является радуга. Радуга возникает в результате дисперсии света на дождевых каплях, она наблюдается, если солнце находится за спиной наблюдателя, а дождь идет с другой стороны. Попадая внутрь капли, солнечный луч преломляется, внутри капли происходит его дисперсия, затем разложенный в спектр луч отражается от задней полусферы капли, на обратном пути происходит его дальнейшая дисперсия, и, наконец, луч выходит обратно через переднюю поверхность капли, будучи разложенным в радужный спектр солнечного света (рис. 25.4).

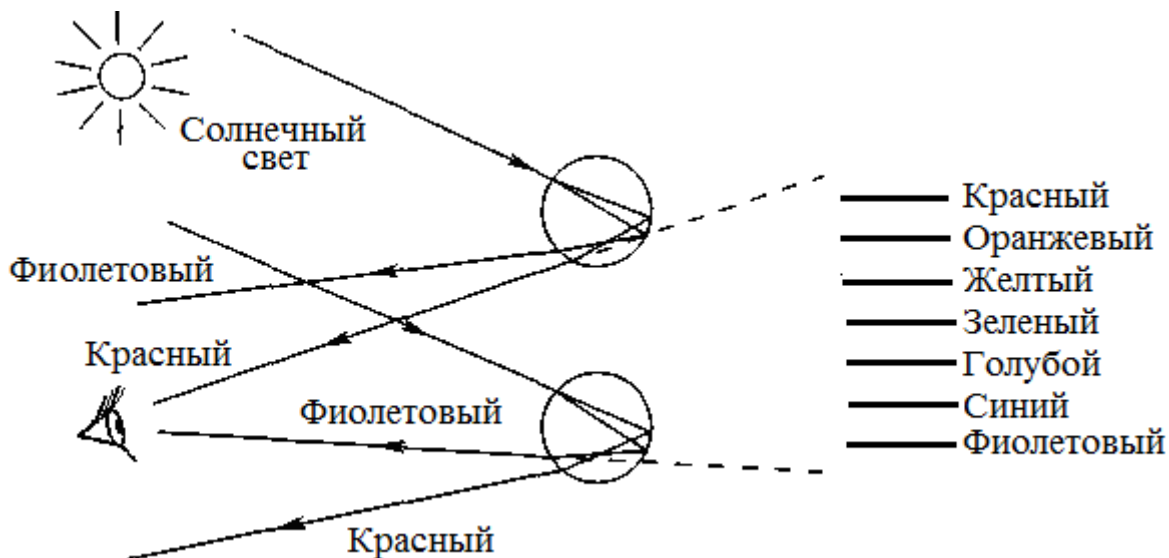


Рис. 25.4.

Красные лучи преломляются меньше и попадают в глаз наблюдателя от капель, находящихся на большей высоте. Поэтому верхняя полоса радуги всегда оказывается красной.

§ 26. Электронная теория дисперсии света

Дисперсия света возникает в результате взаимодействия света с заряженными частицами, которые входят в состав вещества. Это взаимодействие можно объяснить качественно на основе классических представлений о движении электрона и законов Ньютона.

Для простоты будем рассматривать только внешние (оптические) электроны в атоме. Электроны внутренних оболочек атома благодаря большим собственным частотам практически не возбуждаются. Полагаем также, что в каждом атоме имеется только один электрон, а в единице объема содержится N атомов.

Под влиянием приносимого световой волной поля электрон в атоме смещается на расстояние r , что приводит к поляризации атома и возникновению дипольного момента

$$p = er \quad (26.1)$$

Тогда модуль вектора поляризованности вещества (или, что то же самое, дипольный момент единицы объема) в поле световой волны

$$P = Np. \quad (26.2)$$

С другой стороны, поляризованность пропорциональна напряженности электрического поля (см., например, «Физика, ч.3» § 43),

$$P = k\epsilon_0 E$$

где k – диэлектрическая восприимчивость диэлектрика, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Из теории электромагнитного поля Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ – диэлектрическая, μ – магнитная проницаемости вещества. В оптической области спектра для всех веществ $\mu = 1$, поэтому $n = \sqrt{\epsilon}$.

Тогда $n^2 = \varepsilon$, и по определению $\varepsilon = 1 + \kappa$:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{Ner}{\varepsilon_0 E} \quad (26.3)$$

Задача сводится к определению смещения r электрона в атоме под действием внешнего периодического электрического поля.

Оптический электрон можно рассматривать как затухающий гармонический осциллятор, т.е. как электрон, который колеблется и постепенно отдает свою энергию среде и на излучение. Заметим, что достоверное поведение электрона в атоме и механизм дисперсии света должны основываться на законах квантовой механики.

Однако можно пользоваться наглядными представлениями классической теории, поскольку квантовая теория дисперсии приводит к таким же выводам.

Если атом находится в поле световой волны, то на электрон действует сила со стороны электрического поля

$$F = eE, \quad (26.4)$$

где E – модуль напряженности электрического поля световой волны, который изменяется со временем по закону

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr). \quad (26.5)$$

Известно, что система под действием внешней периодической силы совершает вынужденные колебания с частотой вынуждающей силы. Амплитуда вынужденных колебаний определяется формулой

$$r_m = \frac{(eE_0 / m)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}. \quad (26.6)$$

Если пренебречь затуханием, положив $\beta = 0$, получим мгновенное значение смещения электрона от положения равновесия

$$r(t) = \frac{(e/m)E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (26.7)$$

Подставив в формулу (26.3) выражение (26.7), приходим к формуле

$$n^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \frac{(e^2 / m)}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (26.8)$$

Мы получили зависимость показателя преломления среды от частоты падающего света. Исследуем вкратце эту зависимость.

При частотах, далеких от собственной частоты колебания электрона ω_0 , второе слагаемое выражения (26.8) будет мало по сравнению с единицей, так что $n^2 \approx 1$ (область 1 на рис. 25.3).

Из формулы (26.8) также вытекает, что при $\omega \rightarrow \omega_0$ показатель преломления увеличивается, то есть имеет место нормальная дисперсия (область 1 – 2 на рис. 25.3).

При переходе через точку $\omega = \omega_0$ кривая дисперсии согласно формуле (26.8) должна претерпевать разрыв и изменяться от $+\infty$ до $-\infty$. Фактически же благодаря определенному значению члена $4\beta^2 \omega^2$ в формуле 26.6, т.е. учету затухания при переходе через эту точку показатель преломления скачкообразно изменяется от $n > 1$ до $n < 1$. В этой области частот проявляется аномальная дисперсия (участок 2 – 3 на указанном рисунке).

После перехода этой области показатель преломления с увеличением ω возрастает, появляется область нормальной дисперсии (участок 3 – 4).

При $n < 1$ скорость световой волны в веществе превышает скорость света в вакууме. Однако это не противоречит теории относительности, поскольку речь идет о так называемой фазовой, а не групповой скорости.

§27. Фазовая и групповая скорости света

Очевидно, что чисто синусоидальная монохроматическая волна, не ограниченная ни в пространстве, ни во времени, является идеализацией. В реальности приходится иметь дело с сигналами, которые являются своеобразными волновыми «всплесками» в некоторой области пространства (рис. 23.1).



Рис. 23.1.

Волна, имеющая форму короткого импульса, называется *волновым пакетом* или *группой волн* и является суперпозицией (наложением) волн с близкими частотами.

Точку максимума называют центром группы волн. Скорость перемещения максимума амплитуды волнового пакета называют *групповой скоростью* света. Если все составляющие волнового пакета распространяются с одинаковой фазовой скоростью v ,

то относительное расположение волн в пакете остается все время неизменным. Следовательно, центр группы волн также будет перемещаться в пространстве со скоростью v .

Иначе обстоит дело, если наблюдается дисперсия, т.е. зависимость фазовой скорости от частоты.

Рассмотрим для простоты волновой пакет, образованный наложением всего двух синусоидальных волн с разными частотами – разных цветов синюю и красную.

При распространении в вакууме, где дисперсия отсутствует, их фазовые скорости равны скорости света c и не зависят от частоты.

Если же волны распространяются в среде с нормальной дисперсией, то фазовая скорость волн увеличивается с увеличением длины волны, $dv/d\lambda > 0$, поэтому *красная волна бежит быстрее синей*. Дисперсия приводит к *расплыванию импульса* света по мере его распространения в диспергирующей среде, т.е. волновой пакет распространяется с изменением формы.

Как было показано раньше (Физика, ч.4, § 23) выражение для групповой скорости имеет вид

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (27.1)$$

Какая же из двух скоростей – групповая или фазовая – измеряется на опыте?

Все приемники света реагируют на энергию, поэтому в опытах измеряется скорость переноса энергии световыми сигналами. Скорость перемещения максимума амплитуды светового пучка, следовательно скорость передачи энергии и представляет собой групповую скорость.

Она отличается от скорости распространения фазы монохроматической волны, которую называют фазовой скоростью. Фазовая скорость не имеет ничего общего со скоростью переноса энергии, она только устанавливает связь между фазами колебаний в разных точках пространства. Фазовую скорость измерять непосредственно невозможно, ее определяют с помощью соотношения $v=c/n$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды.

Из формулы (27.1) видно, что в зависимости от знака $dv/d\lambda$, групповая скорость u может быть как меньше, так и больше фазовой скорости v . В отсутствие дисперсии $dv/d\lambda = 0$ и групповая скорость совпадает с фазовой.

$u = v$. Этот случай имеет место в вакууме.

Если $\frac{dv}{d\lambda} > 0$, (нормальная дисперсия), то $u < v$. Это неравенство справедливо при распространении света в стекле и других прозрачных средах.

Если $\frac{dv}{d\lambda} < 0$, (в области аномальной дисперсии), то $u > v$. В частности, групповая скорость u может оказаться больше скорости света в вакууме c . Это невозможно, поскольку с групповой скоростью движется энергия, а движение энергии со скоростью, большей скорости света невозможно. Разрешение противоречия состоит в том, что понятие групповой скорости применимо только при условии, что затухание волн невелико.

В области аномальной дисперсии поглощение очень велико, и понятие групповой скорости оказывается неприменимым. Поэтому вычисленное по формуле Рэлея значение u не будет характеризовать скорость передачи энергии.

§ 28. Поглощение света

Поглощением света называется уменьшение интенсивности света, проходящего через вещество

При прохождении световой волны через вещество под действием ее электрического поля отрицательно заряженные электроны атомов и молекул смещаются относительно положительно заряженных ядер, совершая гармоническое колебательное движение с частотой ω , равной частоте действующего поля. Колеблющийся электрон превращается в источник излучения и излучает вторичные волны.

Часть энергии волны, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов, возвращается излучению в виде этих вторичных волн. Другая часть энергии переходит в энергию хаотического движения атомов, т. е. во внутреннюю энергию вещества (в результате чего вещество нагревается).

В результате действия обоих факторов интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается.

Если на прозрачную среду, имеющую толщину слоя l , направить параллельный пучок света с интенсивностью I_0 (рис. 28.1), то в результате поглощения света в данной среде интенсивность вышедшего света I уменьшается, т. е. $I < I_0$.

Опытным путем установлено, что интенсивность света при прохождении через вещество убывает по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (28.1)$$

Здесь α — постоянная, зависящая от свойств поглощающего вещества и называемая *коэффициентом поглощения*. Зависимость (28.1) носит название *закона Бугера*.

Согласно формуле (28.1) при $l = 1/\alpha$ интенсивность I оказывается в e раз меньше, чем I_0 . Таким образом, коэффициент поглощения есть величина, обратная толщине слоя, при прохождении которого интенсивность света уменьшается в e раз.

Подобно показателю преломления, коэффициент поглощения зависит от частоты ω (или длины волны λ) света, т. е. поглощение носит селективный характер. Этим объясняется окрашенность в цвета поглощающих сред. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые, синие и фиолетовые, при осмотре в белом свете будет окрашенным в красный цвет. Очевидно, что если на такое стекло направить зеленый, синий или фиолетовый свет, то из-за сильного поглощения света данной длины стекло покажется «черным». Среду, не поглощающую свет всех длин волн в интервале видимого света, называют абсолютно прозрачной.

Зависимость α от длины волны света λ называется спектром поглощения вещества.

Спектр поглощения *изолированных атомов* (например, разреженных газов) имеет вид узких линий, т.е. отличен от нуля только в определенных узких диапазонах частот (рис. 28.2,а), соответствующих частотам собственных колебаний электронов внутри атомов. Вынужденные коле-

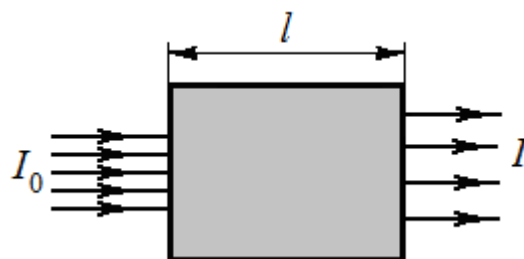


Рис. 28.1.

бания электронов, а следовательно, и поглощение света становятся особенно интенсивными при резонансной частоте

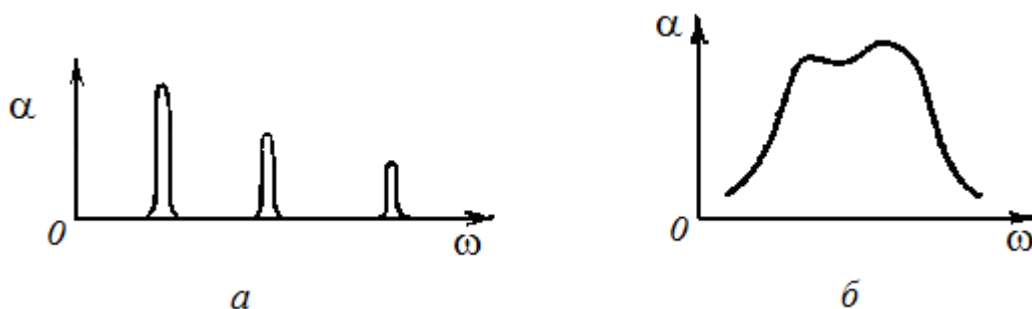


Рис. 28.2.

В газах, молекулы которых построены из нескольких атомов, наблюдаются собственные частоты, соответствующие колебаниям атомов внутри молекулы и вращению молекулы как цело-

го вокруг оси. Молекулярный спектр поглощения, определяемый колебаниями атомов в молекулах, состоит из более широких областей длин волн (полосы поглощения).

Жидкости и твердые тела имеют широкие полосы поглощения (рис. 28.2, б). Это обусловлено тем, что сильно взаимодействующие частицы конденсированной среды быстро передают поглощенную энергию всему коллективу частиц.

В металлах взаимодействие со светом определяется свободными электронами. Металлы практически непрозрачны для света. Под действием электрического поля световой волны свободные электроны приходят в движение — в металле возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением лент-джоулевой теплоты. В результате энергия световой волны быстро убывает, превращаясь во внутреннюю энергию металла.

Поглощение света используется в различных областях науки и техники. Например, на нем основаны высокочувствительные методы химического анализа — вид спектра поглощения можно связать с химической структурой вещества.

§ 29. Рассеяние света

Изменение направления распространения, частоты и поляризации света при взаимодействии его с веществом называется *рассеянием света*.

При прохождении световой волны через вещество электроны в его атомах и молекулах под действием переменного светового вектора E совершают вынужденные колебания с той же частотой. При этом электроны сами становятся вторичными излучателями электромагнитных волн, которые распространяются по различным направлениям.

Вторичные волны являются когерентными, поэтому необходимо учесть их взаимную интерференцию.

Прозрачные среды (оптические стекла, очень чистые прозрачные жидкости и газы) почти не рассеивают света; это объясняется тем, что вторичные волны, излучаемые электронами, вследствие интерференции взаимно гасятся по всем направлениям, кроме направления распространения проходящего света.

В случае неоднородной среды вторичные волны в боковых направлениях не погашают друг друга. Дифрагируя на мелких неоднородностях среды, световые волны дают дифракционную картину, характеризующуюся равномерным распределением интенсивности по всем направлениям. Такое рассеяние проявляется как несобственное свечение вещества.

Особенно сильно рассеивается свет в так называемых «мутных средах»

К их числу относятся: 1) *дымы*, т. е. взвеси в газах мельчайших твердых частиц; 2) *туманы* — взвеси в газах мельчайших капелек жидкости; 3) *суспензии*, образованные плавающими в жидкости твердыми частичками; 4) *эмульсии*, т. е. взвеси мельчайших капелек одной жидкости в другой, не растворяющей первую (примером эмульсии может служить молоко, представляющее

собой взвесь капелек жира в воде); 5) *твердые тела* вроде перламутра, опалов, молочных стекол и т. п.

Теория рассеяния достаточно сложная. Обычно рассматривается несколько предельных случаев, отличающихся соотношением размеров частиц и длин световых волн.

Наблюдения и расчеты показали, что:

1). Если размеры частиц постороннего вещества значительно меньше длины световой волны (не более чем $0,1\lambda$), интенсивность рассеянного света I оказывается пропорциональной четвертой степени частоты или обратно пропорциональной четвертой степени длины волны:

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4 \quad (29.1)$$

(закон Рэлея). Вследствие этого при прохождении белого света через рассеивающую среду рассеянный свет приобретает голубоватый, а прошедший — красноватый оттенок.

2). Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, интенсивность рассеянного света становится пропорциональной лишь квадрату частоты (т. е. обратно пропорциональной квадрату длины волны).

3). В случае рассеяния на непрозрачных частицах, размеры которых гораздо больше длины волны

($r \gg \lambda$), явление можно рассматривать как дифракцию света на этих частицах. При этом интенсивность рассеянного света не зависит от длины волны, и рассеянный свет не имеет цвета. Поэтому туманы и облака имеют белый цвет.

Если частицы постороннего вещества являются прозрачными, а их размеры гораздо больше длины световой волны то рассеяние света определяется эффектами отражения и преломления света на поверхностях частиц (пылинок, капелек, пузырьков), содержащихся в среде.

4). Даже тщательно очищенные от посторонних примесей жидкости и газы в некоторой степени рассеивают свет. Причиной возникновения оптических неоднородностей являются в этом случае *флуктуации плотности вещества* (т. е. случайные скопления молекул вещества). Эти флуктуации вызваны беспорядочным движением молекул вещества; поэтому обусловленное ими рассеяние света называется *молекулярным*.

Рассеяние на флуктуациях плотности является поляризованным в направлении, перпендикулярном к первоначальному лучу.

Молекулярным рассеянием объясняется голубой цвет неба. Непрерывно возникающие в атмосфере вследствие беспорядочного молекулярного движения места сгущения и разрежения воздуха рассеивают солнечный свет. При этом в соответствии с законом Рэлея (29.1) голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая *голубой цвет неба*.

При восходе и заходе Солнце имеет красный цвет потому, что свет от него проходит достаточно большой путь в атмосфере над поверхностью Земли и рассеивает коротковолновое излучение, в результате чего лучи Солнца оказываются обедненными меньшими длинами волн. По этой причине небо на утренней и вечерней заре окрашивается в красные тона.

Если бы свет не рассеивался, то небо с поверхности Земли казалось бы абсолютно черным, и на таком фоне ярко и контрастно выделялись бы звезды и другие небесные светила. Таким видят небо космонавты из космических кораблей, которые летают далеко за пределами рассеивающей свет земной атмосферы.