УДК 535
ББК 22.34
П 444

Рецензент:
кандидат физико-математических наук,
доцент МФТИ (ГУ)
Брославец Ю.Ю.

Подольский В.А. и др.

П444 **Волновая оптика.** Конспект лекций: Учеб. пособие / РХТУ им. Д.И.Менделеева; Новомосковский ин-т. Новомосковск, 2002.- 28 с.

Учебное пособие написано в соответствии с лекционным курсом кафедры физики НИ РХТУ. Рассматриваются основные явления и законы, обусловленные волновой природой электромагнитного излучения.

Пособие предназначено для самостоятельной работы студентов всех форм обучения.

Ил. 25. Библиогр.: 3 назв.

Авторы:

В.А. ПОДОЛЬСКИЙ

В.С. БОРЩАН

А.С. ГУКАСОВ

Ю.Г. РЕЗВОВ

О.Д. СИВКОВА

УДК 535
ББК 22.34

Предисловие

Настоящее пособие представляет собой краткое изложение раздела «Волновая оптика» курса общей физики. Пособие написано в соответствии с рабочей программой курса физики, изучаемого в НИ РХТУ.

По сравнению с известными учебниками данное пособие излагает материал более кратко, но на достаточном методическом и научном уровне. Приведены все основные законы, определяющие особенности волнового описания электромагнитного излучения. Эти законы, по возможности, даны вместе с математическими выводами. Необходимо отметить, что пособие не перегружено математическими выкладками, так как целью является пояснение физических основ данного раздела. Большое количество иллюстраций также должно способствовать лучшему пониманию материала.

Все отмеченные особенности позволяют эффективно использовать предлагаемое учебное издание для самостоятельной работы студентов НИ РХТУ всех специальностей. Студентам дневной и вечерней формы обучения это позволит углубить знания, полученные на лекциях, практических и лабораторных занятиях. Для студентов заочной формы обучения это пособие незаменимо при подготовке к экзаменам, поскольку компактно и ясно дает основы указанного раздела.

Введение

Из уравнений Максвелла следует существование электромагнитных волн, подтвержденное экспериментально. Электромагнитные волны различных диапазонов получили разные названия и обнаруживают себя в совершенно несхожих физических явлениях. Но все они имеют единую природу и подчиняются одинаковым закономерностям. По современным представлениям электромагнитное излучение проявляет как волновые, так и корпускулярные свойства. К волновой оптике относят круг явлений, проявляющих волновые свойства электромагнитного излучения.

1. Поляризация света

1.1. Электромагнитная природа света

Единая теория электрических и магнитных явлений основывается на уравнениях Максвелла. Из уравнений Максвелла следует, что изменяющееся во времени магнитное поле порождает поле электрическое, а изменяющееся во времени электрическое поле порождает поле магнитное. И электрическое и магнитное поля – ***вихревые***. И то, и другое поле могут существовать при отсутствии зарядов и токов. Если в некотором месте пространства создать изменяющееся во времени, например, магнитное поле, то оно образует изменяющееся электрическое поле. Переменное электрическое поле, в свою очередь, создаст переменное магнитное поле и т.д. Совокупность взаимосвязанных электрического и магнитного полей образует ***электромагнитное поле***. Таким образом, если возбудить переменное электромагнитное поле, то оно начнет распространяться от точки к точке в окружающем пространстве. Распространяющееся в пространстве электромагнитное поле называется ***электромагнитной волной***. В электромагнитной волне периодически изменяются во времени и в пространстве векторы напряжённости электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$.

На рис. 1.1 показана шкала электромагнитных волн с указанием характерных значений длин волн. ***Свет*** – это электромагнитные волны с длиной волны от 10^{-9} м до 10^{-4} м. Длина волны λ видимого света заключена в пределах от 0,4 мкм (фиолетовый цвет) до 0,76 мкм (красный цвет). На шкале электромагнитных волн видимый свет занимает сравнительно узкий участок.

	Диапазон	*Длина волны, м*
1	Радиоволны	$10^{-1} \div 10^{2}$
2	Ультра-радиоволны	$10^{-4} \div 10^{-1}$
3	Инфракрасное излучение	$10^{-6} \div 10^{-4}$
4	Видимый свет	$10^{-7} \div 10^{-6}$
5	Ультрафиолетовые лучи	$10^{-9} \div 10^{-7}$
6	Рентгеновские лучи	$10^{-11} \div 10^{-9}$
7	γ-лучи	$10^{-14} \div 10^{-11}$

Рис. 1.1. Диапазоны электромагнитных волн

Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль положительного направления оси *X*, описывается уравнениями:

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx + \alpha),$$
$$\vec{B}(x,t) = \vec{B}_m \cos(\omega t - kx + \alpha), \qquad (1.1)$$

где $\vec{E}_m$ и $\vec{B}_m$ – амплитуды колебаний векторов напряжённости электрического поля и магнитной индукции, $\vec{E}(x,t)$ и $\vec{B}(x,t)$– векторы напряженности электрического поля и магнитной индукции в точке с координатой x в момент времени t; ω – циклическая частота волны; $k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число; α – начальная фаза колебаний; x – расстояние от источника плоских волн до точки, в которой определяются векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$; $(\omega t - kx + \alpha)$ – фаза колебания.

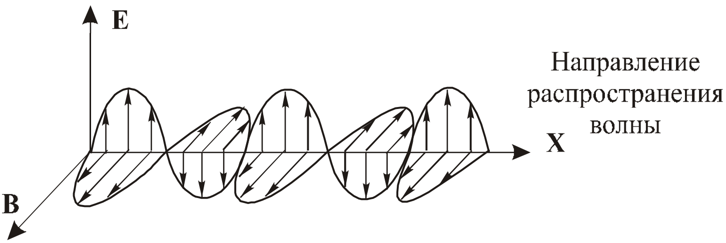


Рис. 1.2. Плоская электромагнитная волна

На рис. 1.2 показано распределение электрического и магнитного полей вдоль направления распространения волны для некоторого момента времени. Векторы напряженности электрического поля $\vec{E}$ и магнитной индукции $\vec{B}$ перпендикулярны друг другу и направлению распространения волны; фазы их колебаний одинаковы.

Из уравнений Максвелла следует, что скорость распространения электромагнитных волн v равна:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \tag{1.2}$$

где ε, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $c = 3{,}0 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме. Показатель преломления среды связан с величинами ε и μ уравнением $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon\mu}$. Для прозрачных веществ $\mu \cong 1$. Следовательно:

$$n = \sqrt{\varepsilon}. \tag{1.3}$$

Волновое число определяется циклической частотой колебаний и скоростью распространения волны: $k = \frac{\omega}{v}$. Для вакуума $\varepsilon = \mu = 1$, и с учетом (1.2) имеем $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, λ_0 – длина волны в вакууме. Тогда с учетом (1.3) при распространении в среде волновое число

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}, \tag{1.4}$$

где λ – длина волны в данной среде.

На сетчатку глаза или фотоэмульсию оказывает влияние практически только напряженность электрического поля. Поэтому при анализе явлений, в которых проявляются волновые свойства света, обычно интересуются только колебаниями напряженности электрического поля. По этой причине вектор

$\vec{E}$ называют световым вектором.

Электромагнитная волна при распространении переносит энергию. Поток энергии есть энергия, переносимая волной в единицу времени через некоторую площадку. Энергию электромагнитной волны характеризуют ***интенсивностью***. Интенсивность равна среднему по времени потоку энергии через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения света. Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряженности электрического поля:

$$I \sim E_m^2 . \tag{1.5}$$

Электромагнитные волны испускаются атомами. Процесс излучения отдельного атома продолжается около $1 \cdot 10^{-8}$ с. За это время атом излучает электромагнитную волну, которая занимает в пространстве расстояние, примерно равное 3 м. Такая волна называется цугом волны. (Очевидно, что цуг волны распространяется в пространстве со скоростью света). Через некоторое время после излучения одного цуга волны, атом излучает следующий цуг. Цуги волн, испускаемые разными атомами, накладываются друг на друга и образуют испускаемую телом электромагнитную волну.

1.2. Естественный и поляризованный свет

В предыдущем параграфе было указано, что излучаемые телами электромагнитные волны, а, следовательно, и свет, образованы наложением цугов волн. Во всех естественных источниках света (Солнце, огонь, осветительные лампы и т.п.) излучение одного атома не связано с излучением других. Это значит, что направление вектора $\vec{E}$ в одном цуге волны никак не связано с направлением вектора $\vec{E}$ в других цугах волны. Поэтому в результирующей волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью. Это схематически показано на рис. 1.3, где стрелками изображен вектор $\vec{E}$.

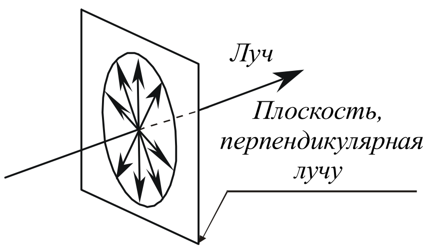


Рис. 1.3. Естественный свет

Необходимо помнить, что вектор $\vec{E}$ обязательно перпендикулярен направлению распространения волны, вектор $\vec{B}$ перпендикулярен вектору $\vec{E}$; на рис. 1.3 вектор $\vec{B}$ не изображен. Ориентация вектора $\vec{E}$ хаотически изменяется от точки к точке пространства и в каждой точке со временем. Такой свет называют ***естественным***.

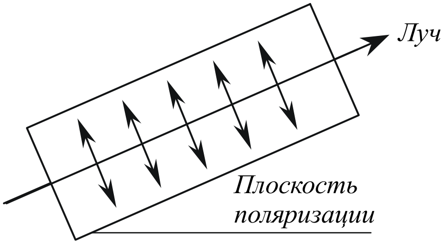


Рис. 1.4. Плоскополяризованный свет

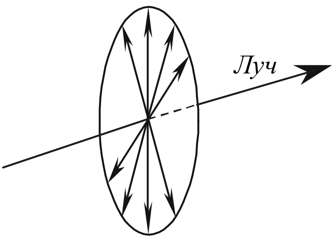


Рис. 1.5. Частично поляризованный свет

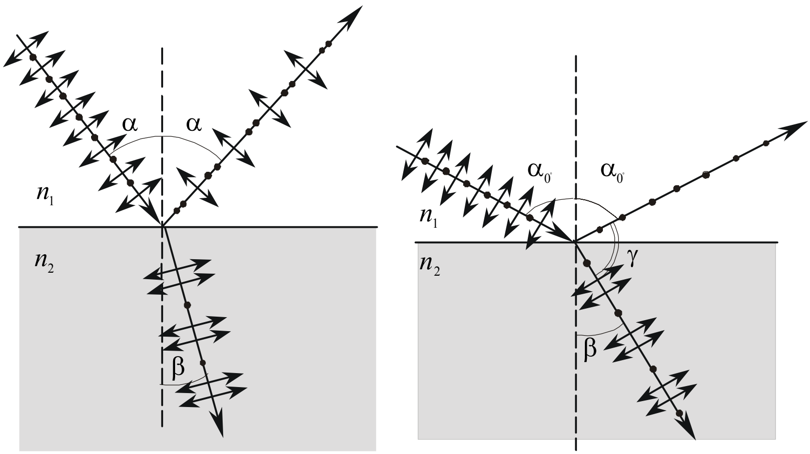
Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким–либо образом, называется ***поляризованным***. Если колебания вектора $\vec{E}$ происходят только в одной плоскости, то свет называется ***плоскополяризованным*** (линейно–поляризованным, полностью поляризованным) (рис. 1.4). Плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{E}$ в плоскополяризованной волне, называют ***плоскостью поляризации*** (или плоскостью колебаний). Плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{B}$, перпендикулярна плоскости поляризации. На рис. 1.2 фактически изображена плоскополяризованная электромагнитная волна.

Если свет представляет собой «смесь» естественного света с плоскополяризованным, то такой свет называют ***частично поляризованным*** (рис. 1.5).

1.3. Поляризация света при отражении. Закон Брюстера

Свет, падающий на границу раздела двух прозрачных сред, испытывает отражение и преломление, причем отраженная и преломленная волны оказывается частично поляризованными. Все три луча (падающий, отраженный и преломленный), а также нормаль, восстановленная к границе раздела, лежат в одной плоскости, называемой плоскостью падения. В отраженной волне преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 6а это соответствует тому, что точек изображено больше чем стрелок), в преломленной волне – преобладают колебания, параллельные плоскости падения (на рис. 1.6а – стрелок больше, чем точек).

Преломленная волна при любых углах падения частично поляризована. Отражённая волна при некотором угле падения α_0 оказывается плоскополяризованной (рис. 1.6б). Угол α_0 называется <u>углом Брюстера</u>.



а) б)

Рис. 1.6. Поляризация световых лучей при отражении и преломлении. а) – падение под произвольным углом, б) – падение под углом Брюстера

Закон Брюстера. Угол падения, при котором отраженная волна полностью поляризована, удовлетворяет соотношению:

$$\operatorname{tg}\alpha_0 = \frac{n_2}{n_1}. \tag{1.6}$$

Плоскость поляризации в отражённой плоскополяризованной волне перпендикулярна плоскости падения (рис. 1.6б).

Покажем что при падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи перпендикулярны друг другу, т.е. угол γ на рис.6б равен 90°. Запишем закон преломления:

$$\frac{\sin\alpha_o}{\sin\beta} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{1.7}$$

Т.к. $tg\,\alpha_0 = \dfrac{\sin\alpha_o}{cos\,\alpha_o}$, то из (1.6-7) следует, что $\dfrac{\sin\alpha_o}{\sin\beta} = \dfrac{\sin\alpha_o}{\cos\alpha_o}$. Отсюда получим соотношение $\sin\beta = \cos\alpha_o$, которое означает $\beta + \alpha_0 = 90^\circ$. Из рис. 1.6б видно, что $\beta + \gamma + \alpha_0 = 180^\circ$. Выразив отсюда искомый угол с учетом предыдущего соотношения, находим:

$$\gamma = 180^\circ - (\beta + \alpha_0) = 90^\circ. \tag{1.8}$$

1.4. Методы получения плоскополяризованного света. Двойное лучепреломление

Прибор, с помощью которого из естественного света можно получить плоскополяризованный свет, называют ***поляризатором***.

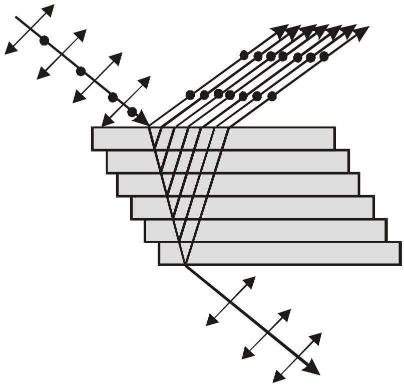


Рис. 1.7. Стопа Столетова

Из закона Брюстера (1.6) следует, что для любого прозрачного вещества можно подобрать угол падения, при котором отраженный свет поляризован полностью. В общем случае, в отраженный луч переходит малая часть падающей световой энергии. Для усиления эффекта берут ряд параллельных пластин и располагают их стопкой. Лучи, отраженные от поверхностей пластин, поляризованы одинаково. При достаточно большом количестве пластин в совокупность отраженных лучей переходит до половины энергии падающего света (рис. 1.7) Так устроена ***стопа Столетова***.

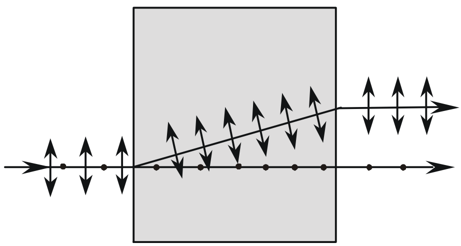


Рис. 1.8. Двойное лучепреломление в кристаллах

При прохождении света через многие кристаллы световой луч разделяется на два луча, распространяющиеся в общем случае в разных направлениях (рис. 1.8). Это явление называется ***двойное лучепреломление***. Образующиеся в кристалле два луча всегда плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

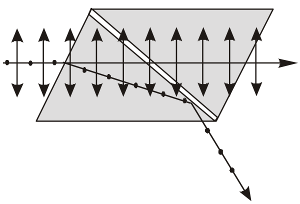


Рис. 1.9. Призма Николя (николь)

Если один из лучей, образующихся при двойном лучепреломлении каким–либо образом убрать, то из кристалла будет выходить один плоско поляризованный луч. Наиболее распространен поляризатор, изготовляемый на основе так называемой призмы Николя (сокращённо – ***николь***). Он представляет собой призму из исландского шпата (рис. 1.9), разрезанную по диагонали и склеенную специальной смолой (канадский бальзам). На прослойке из канадского бальзама один из лучей претерпевает полное внутреннее отражение и выходит за пределы призмы. Второй луч свободно проходит через прослойку и выходит из призмы.

Есть ряд кристаллов, сильно поглощающих свет определенной поляризации (одной из двух возможных при двойном лучепреломлении). Пройдя в кристалле достаточное расстояние, свет указанной поляризации практически исчезает. Поэтому из такого кристалла выходит луч другой возможной поляризации. На этом принципе основан ***поляроид***. Это пластиковая пленка, в которую введено большое количество одинаково ориентированных кристалликов.

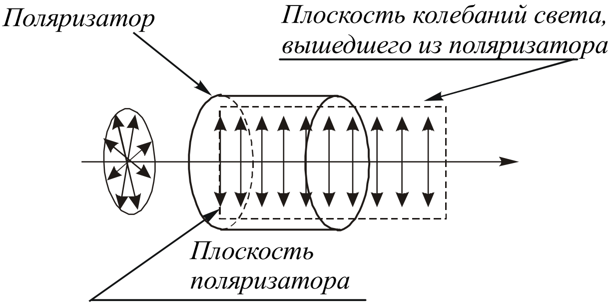


Рис. 1.10. Прохождение естественного света через поляризатор

Плоскость колебаний плоскополяризованного света, распространяющегося в поляризаторе, называется плоскостью поляризатора (рис. 1.10). Очевидно, что через поляризатор пройдет только такой свет, у которого колебания лежат в плоскости поляризатора. Свет, вышедший из поляризатора имеет плоскость колебаний, параллельную плоскости поляризатора.

1.5. Закон Малюса

Пусть плоскополяризованный свет, интенсивность которого I_0, падает на поляризатор. Угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора равен φ (рис. 1.11). Ясно, что угол между плоскостью колебаний падающего на поляризатор света и вышедшего из него, тоже равен φ.

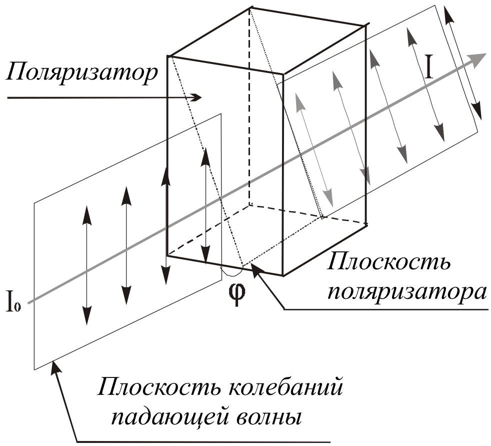


Рис. 1.11. Прохождение плоскополяризованного света через поляризатор

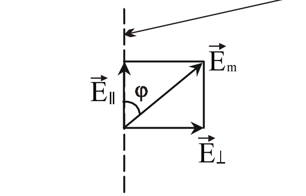


Рис. 1.12. Составляющие амплитуды напряженности поля

Разложим амплитуду $\vec{E}_m$ падающего на поляризатор света на две составляющие, одна из которых $\vec{E}_\parallel$ – параллельна плоскости поляризатора, другая $\vec{E}_\perp$ – перпендикулярна ей (рис. 1.12). Из свойств поляризатора следует, что колебания с составляющей $\vec{E}_\parallel$ пройдут через него, колебания с составляющей $\vec{E}_\perp$ – нет. Интенсивность света, вышедшего из поляризатора будет определяться величиной $E_\parallel$. Из соотношения (1.5) получим: $I_0 \sim E_m^2,\ I \sim E_\parallel^2$. Отсюда

$$\frac{I}{I_0} = \frac{E_\parallel^2}{E_m^2}\,. \qquad (1.9)$$

Из рис. 1.12 видно, что $E_\parallel = E_m \cos\varphi$. Подставив это соотношение в (1.9), получим **закон Малюса**.

Если на поляризатор падает плоскополяризованный свет интенсивностью I_0, то на выходе поляризатора имеем плоскополяризованный (в плоскости поляризатора) свет, интенсивность которого

$$I = I_0 \cos^2\varphi\,, \qquad (1.10)$$

где φ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора.

Найдем интенсивность света вышедшего из поляризатора, если на него падает естественный свет, интенсивностью $I_{ест}$. В естественном свете вектор $\vec{E}$ за достаточно малый промежуток времени принимает всевозможные направления (см. пункт 1.2). Это значит, что угол φ принимает всевозможные значения от 0 до 2π. Интенсивность, которую мы будем наблюдать, определяется средним значением $\left\langle \cos^2 \varphi \right\rangle$ в уравнении (1.10). Среднее значение $\left\langle \cos^2 \varphi \right\rangle$ при изменении φ от 0 до 2π равно 1/2. Следовательно, получим из (1.9):

$$I = \frac{1}{2} I_{ест}. \tag{1.11}$$

Рассмотрим следующую ситуацию (рис. 1.13): естественный свет, интенсивность которого $I_{ест}$,. падает на поляризатор; за первым поляризатором расположен второй поляризатор (его называют ***анализатор***).

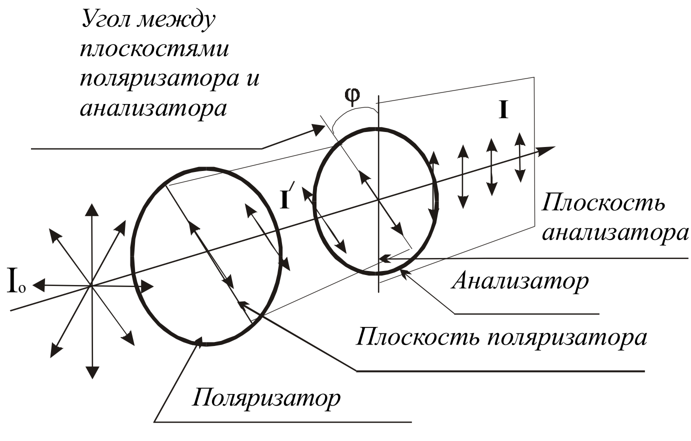


Рис. 1.13. Прохождение естественного света через поляризатор и анализатор

Пусть угол между плоскостями первого и второго поляризатора (т.е. угол между плоскостью поляризатора и анализатора) равен φ. Необходимо найти интенсивность I света, вышедшего из анализатора.

Интенсивность света I' после поляризатора найдём по уравнению (1.11): $I' = \frac{1}{2} I_{ест}$. На анализатор падает плоскополяризованный свет интенсивностью I'. Угол между плоскостью колебаний света, падающего на анализатор и плоскостью анализатора тот же, что и между поляризатором и анализатором, т.е. равен φ.

Из закона Малюса получим, что $I = I' \cos^2 \varphi$. Учитывая соотношение для I', окончательно находим:

$$I = \frac{1}{2} I_{ест} \cos^2 \varphi . \qquad (1.12)$$

В заключение отметим, что поляризация света и все явления, связанные с ней, являются следствием поперечности электромагнитной волны.

2. Интерференция света

2.1. Интерференция плоских волн. Разность фаз и оптическая разность хода. Условия максимумов и минимумов интенсивности света при интерференции

Явление интерференции света состоит в том, что при наложении световых волн происходит перераспределение энергии волн. В результате этого в одних местах пространства возникают максимумы, в других – минимумы интенсивности.

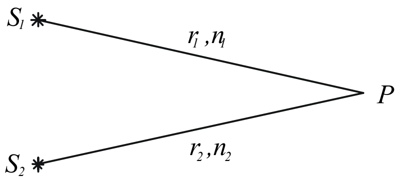


Рис. 2.1. Интерференция света от двух точечных источников

Определим распределение интенсивности света при интерференции двух плоских световых волн одинаковой частоты.

Каждая из волн, излучаемых источниками света S_1 и S_2 (рис. 2.1), возбуждает в некоторой точке пространства (точка P на рис. 2.1) напряжённости $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, описываемые уравнениями (1.1):

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{1m} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1), \vec{E}_2 = \vec{E}_{2m} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2).$$

Каждый из источников в точке P в отдельности создаёт интенсивности I_1 и I_2, связанные с амплитудами волн $\vec{E}_{1m}$ и $\vec{E}_{2m}$ соотношениями $I_1 \sim E_{1m}^2$, $I_2 \sim E_{2m}^2$. Так как свет естественный, то в точке P обязательно найдутся колебания одинакового направления. При наложении колебаний одинакового направления результирующее колебание тоже гармоническое с той же частотой и с амплитудой E_m определяемой уравнением:

$$E_m^2 = E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2E_{1m}E_{2m}\cos\delta , \qquad (2.1)$$

где δ – разность фаз колебаний:

$$\delta = (\omega t - k_1 r_1 + \alpha_1) - (\omega t - k_2 r_2 + \alpha_2) = k_2 r_2 - k_1 r_1 + (\alpha_1 - \alpha_2) . \qquad (2.2)$$

Так как интенсивность $I \sim E_m^2$, то в точке наблюдения

$$I = I_1 + I_2 + 2 I_1 I_2 \cos\delta . \qquad (2.3)$$

В естественном свете начальные фазы α_1 и α_2 хаотически меняются примерно 10^8 раз за 1с. Поэтому разность начальных фаз, а, следовательно, и разность фаз δ (уравнение (2.2)) за небольшой промежуток времени принимает всевозможные значения от 0 до 2π. Волны, для которых разность фаз колебаний не остаётся постоянной во времени, называются ***некогерентными***. Глаз воспринимает усредненный поток энергии. За время наблюдения величина $\cos\delta$ в (2.3) принимает всевозможные значения от –1 до +1, а среднее значение $\langle\cos\delta\rangle = 0$. Из (2.3), учитывая, что $\langle\cos\delta\rangle = 0$, получаем выражение для интенсивности света при наложении некогерентных волн:

$$I = I_1 + I_2 ,$$

т.е. результирующая интенсивность равна сумме интенсивностей каждой из волн в отдельности. Именно такая ситуация имеет место, например, при освещении стола двумя лампами.

Волны с одинаковой частотой и постоянной разностью фаз называются ***когерентными***. В случае когерентных волн $\cos\delta$ в (2.3) имеет постоянное во времени (но свое для каждой точки пространства) значение. Следовательно, в области наложения волн будет существовать постоянное по времени распределение интенсивности I .

Если разность фаз удовлетворяет условию

$$\delta = \pm 2\pi m , \; m = 0,1,2,\ldots , \qquad (2.4)$$

то $\cos\delta = 1$ и в этих точках интенсивность имеет ***максимальное*** значение

$$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = \left(\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2}\right)^2 .$$

В этом случае световые волны приходят в одинаковой фазе (векторы $\vec{E}_{m1}$ и $\vec{E}_{m2}$ параллельны) и максимально усиливают друг друга (рис. 2.2а). В частности, когда $I_1 = I_2 = I_0$, $I_{\max} = 4 I_0$.

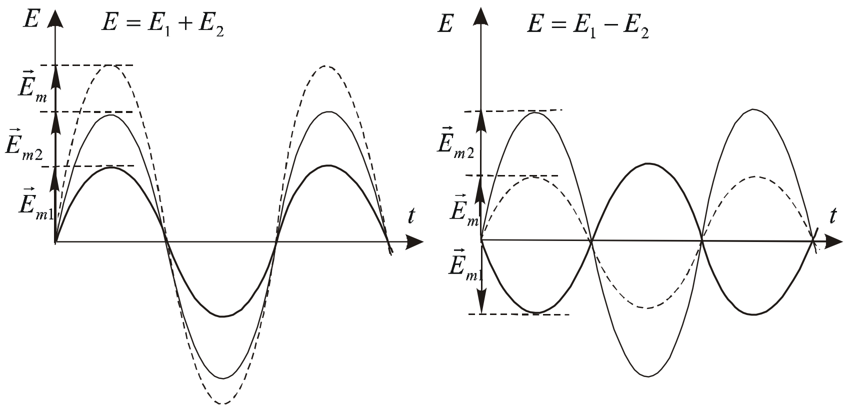
Если разность фаз равна:

$$\delta = \pm\pi(2m + 1), \; m = 0,1,2,\ldots , \qquad (2.5)$$

то $\cos\delta = -1$ и в этих точках интенсивность имеет ***минимальное*** значение

$$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = \left(\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2}\right)^2 .$$

Световые волны приходят в противофазе и максимально ослабляют друг друга (векторы $\vec{E}_{m1}$ и $\vec{E}_{m2}$ противоположны друг другу; рис. 2.2б). В случае равенства интенсивностей световых волн ($I_1 = I_2 = I_0$) $I_{\min} = 0$. В остальных точках пространства разность фаз колебаний отлична от значений, определяемых уравнениями (2.3-4), и интенсивность света принимает промежуточное значение: $I_{\min} < I < I_{\max}$.



а) б)

Рис. 2.2. Сложение когерентных волн в фазе (а) и противофазе (б)

В большинстве практических случаев когерентные волны получают при условии $\alpha_1 = \alpha_2$. Тогда из уравнения (2.2) следует $\delta = k_2 r_2 - k_1 r_1$.

Если волны до точки встречи распространяются в средах с показателями преломления n_1 и n_2, то волновые числа $k_1 = \dfrac{2\pi n_1}{\lambda_0}$, $k_2 = \dfrac{2\pi n_2}{\lambda_0}$, что следует из уравнения (1.4). Поэтому

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(r_2 n_2 - r_1 n_1\right). \qquad (2.6)$$

Величина $L = rn$ называется оптической длиной пути, а величина

$$\Delta = L_2 - L_1 = r_2 n_2 - r_1 n_1 \qquad (2.7)$$

называется ***оптической разностью*** хода. Таким образом, связь разности фаз с оптической разностью хода имеет вид

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta . \qquad (2.8)$$

Условия, при которых наблюдаются максимумы и минимумы интенсивности света, обычно записывают, используя оптическую разность хода.

Из уравнений (2.4-5) и (2.8) получим:

условие ***максимумов интенсивности***: $\Delta = \pm m\lambda_0$; (2.9)

условие ***минимумов интенсивности***: $\Delta = \pm(2m+1)\lambda_0/2$. (2.10)

2.2. Способы наблюдения интерференции света. Зеркала и бипризма Френеля. Положение максимумов и минимумов при интерференции от двух источников света

В подавляющем большинстве случаев когерентные волны образуются в результате разделения одной волны на две при отражении либо преломлении света. Если в точке O (рис. 2.3) луч света делится на два луча $1'$ и $2'$, то начальные фазы соответствующих этим лучам волн (α_1 и α_2) такие же, как и начальная фаза падающей в точку O волны. Разность начальных фаз $(\alpha_2 - \alpha_1)$ волн при сложении их в точке P равна нулю независимо от того, какова была начальная фаза α падающей волны. Поэтому разность фаз δ (уравнение (2.2)) волн, интерферирующих в точке P, для любого момента времени определяется выражением (2.6). Это значит, что разность фаз δ не зависит от времени. Следовательно, в точке P складываются когерентные волны.

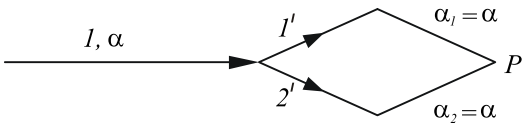


Рис. 2.3. Образование когерентных волн в результате разделения волны

Два возможных способа наблюдения интерференции света: с помощью зеркал и бипризмы Френеля показаны на рис. 2.4.

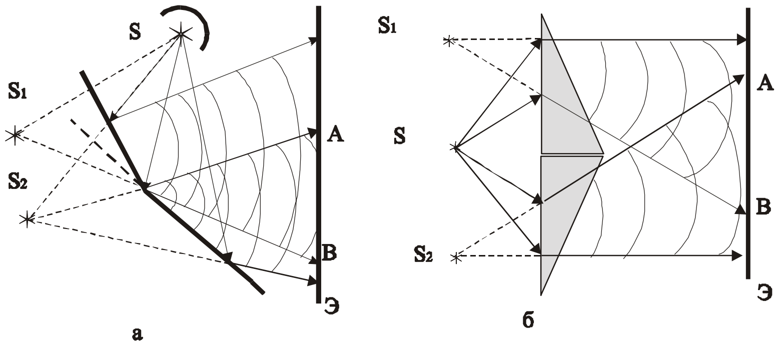


Рис. 2.4. Схемы наблюдения интерференции: зеркала Френеля (а), бипризма Френеля (б)

В схеме с ***зеркалами Френеля*** (рис. 2.4а) прямолинейный источник света S (например, нить, узкая светящаяся щель) располагается параллельно линии пересечения зеркал (линия пересечения на рис.2.4а направлена через точку O, перпендикулярно плоскости рисунка). Плоскость зеркал образует угол близкий к 180°. Свет, излучаемый источником, после отражения от зеркал, распространяется в виде двух когерентных волн, как бы исходящих из двух мнимых источников S_1 и S_2.

Бипризма Френеля (рис. 2.4б)– это сложенные основанием две призмы. Прямолинейный источник S располагается за серединой бипризмы, параллельно основаниям призм. В результате преломления света образуются две когерентные волны, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2.

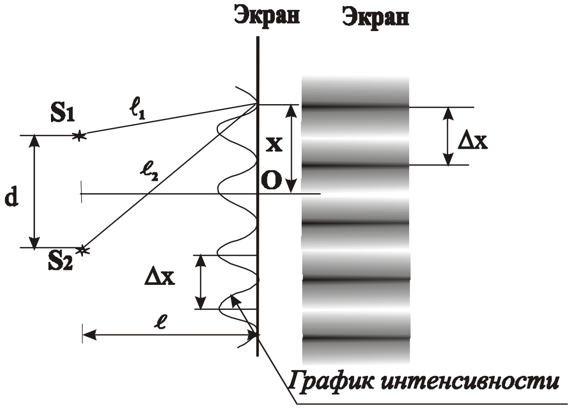


Рис. 2.5. Образование интерференционной картины

В обеих схемах в области наложения двух волн на экране Э, будет наблюдаться интерференционная картина (участок AB на рис. 2.4) в виде чередующихся светлых и темных полос, расположенных параллельно прямолинейному источнику света (рис. 2.5).

Обозначим d – расстояние между источниками; l – расстояние от источника до экрана Э; положение любой точки экрана характеризуют ее расстоянием x от середины экрана – точки 0, расположенной на середине расстояния d (рис. 2.5).

Найдем оптическую разность хода лучей, идущих от источников до некоторой точки экрана с координатой x. По теореме Пифагора $l_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$, $l_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$. Отсюда

$$l_2^2 - l_1^2 = \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 - \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = 2xd .$$

Так как $n_1 = n_2 = 1$, то оптическая разность хода $\Delta = l_2 - l_1$. Учитывая, что $l_2^2 - l_1^2 = (l_2 - l_1)(l_2 + l_1)$, получим $\Delta(l_2 + l_1) = 2xd$. При условии $d << l$ можно считать $l_1 \cong l_2 \cong l$. Следовательно:

$$\Delta \cdot 2l = 2xd \; ; \; \Delta = \frac{xd}{l} .$$

Используя условия максимумов и минимумов интенсивности (2.9-10) получим, что максимумы и минимумы интенсивности наблюдаются при следующих значениях x:

$$\textbf{\textit{максимумы}}\text{ интенсивности: } x = \pm m\frac{l}{d}\lambda_0\,; \qquad (2.11)$$

$$\textbf{\textit{минимумы}}\text{ интенсивности: } x = \pm(2m+1)\frac{l}{d}\frac{\lambda_0}{2}\,; \qquad (2.12)$$

где m – целые числа.

Величина m называется порядком интерференционного максимума или минимума. Из формул (2.11-12) следует, что расстояние между соседними максимумами и расстояние между соседними минимумами (это ширина интерференционной полосы Δx – рис. 2.5) равно:

$$\Delta x = \frac{l}{d}\lambda_0\,. \qquad (2.13)$$

2.3. Интерференция света в тонких пленках

При освещении прозрачной пленки (рис. 2.6) благодаря отражению и преломлению света на ее границе происходит разделение световой волны на две когерентные волны.

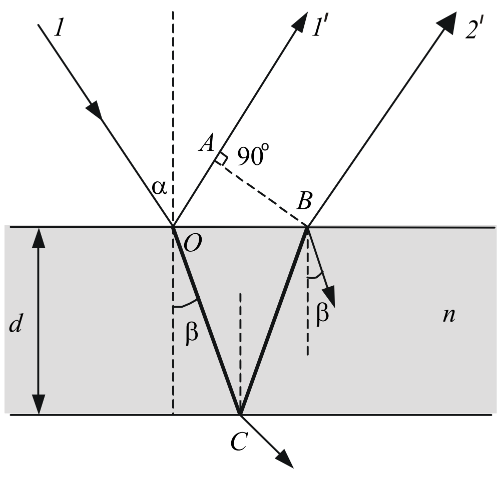


Рис. 2.6. Интерференция в тонкой пленке

На рис. 2.6 луч 1 показывает направление падающей волны, луч 1′ – направление отражённой волны, луч 2′ – направление волны, образовавшейся в результате преломления. Волны, направления которых обозначены лучами 1′ и 2′ –когерентны. Если на пути этих лучей поставить собирающую линзу (в частности. такой линзой может быть хрусталик глаза), то они сойдутся в одной точке фокальной плоскости линзы и будут интерферировать.

При расчете оптической разности хода лучей 1′ и 2′ следует учесть, что при отражении от оптически более плотной среды (точка O) фаза волны меняется на π. Это эквивалентно изменению разности хода на $\frac{\lambda_0}{2}$. Поэтому к оптической разности хода, полученной с учетом рис. 2.6, следует добавить или вычесть (это равносильно) слагаемое $\frac{\lambda_0}{2}$:

$$\Delta = n\left(|OC| + |CB|\right) - |OA| - \frac{\lambda_0}{2}. \qquad (2.14)$$

Из рисунка видно, что $|OC| = |CB| = \frac{d}{\cos\beta}$, d – толщина пленки, n – показатель преломления материала пленки, β – угол преломления. Отрезок $|OA| = |OB|\sin\alpha = 2d\,\mathrm{tg}\beta\cdot\sin\alpha = 2d\,\frac{\sin\beta\cdot\sin\alpha}{\cos\beta}$, где α – угол падения световых лучей. С учетом закона преломления $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$ имеем $|OA| = 2d\,\frac{\sin^2\alpha}{n\cdot\cos\beta}$. Используя тригонометрическое тождество $\sin^2\alpha + \cos^2\alpha = 1$ и закон преломления, можно написать $\cos\beta = \sqrt{1-\sin^2\beta} = \sqrt{1-\frac{\sin^2\alpha}{n^2}} = \frac{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}}{n}$. Тогда $\Delta = n\cdot\frac{2d}{\cos\beta} - 2d\,\frac{\sin^2\alpha}{n\cdot\cos\beta} - \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2d\cdot\left(n^2-\sin^2\alpha\right)}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}} - \frac{\lambda_0}{2}$, откуда получаем конечное выражение

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} - \frac{\lambda_0}{2}. \qquad (2.15)$$

Подставив это выражение в условия максимумов и минимумов, можно получить, что ***максимум*** интенсивности наблюдается, если

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2},\ m = 0,1,2,\ldots; \qquad (2.16)$$

минимум интенсивности наблюдается, если

$$2d\sqrt{n^2-\sin^2\alpha} = m\lambda_0,\ m = 1,2,3,\ldots \qquad (2.17)$$

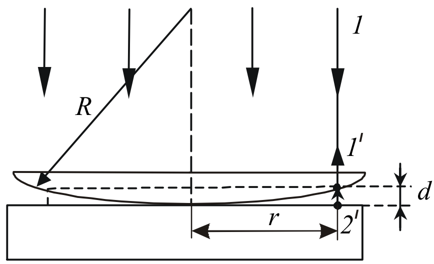


Рис. 2.7. Схема наблюдения колец Ньютона

Частным случаем интерференции в тонкой пленке являются кольца Ньютона. На рис. 2.7 схематически показан метод наблюдения колец Ньютона. Плосковыпуклая линза малой кривизны прижимается к тонкой плоскопараллельной пластинке. Линзу с пластинкой освещают светом, падающим нормально к поверхности пластинки (луч 1). Воздушная прослойка, расположенная между линзой и пластинкой, представляет собой тонкую, «клинообразную» плёнку. Лучи $1'$ и $2'$, возникающие при отражении от верхней и нижней границы этой пленки, идут практически по направлению падающего луча 1, так как угол "клина" воздушной пленки очень мал. При наблюдении пластинки сверху лучи $1'$ и $2'$, попадая на хрусталик глаза, интерферируют. Если для некоторой толщины d воздушной прослойки выполняется условие, например, максимума интенсивности (2.16), то это условие выполняется и по всей окружности прослойки с данной толщиной. Следовательно, будет видна светлая окружность радиуса r, соответствующего толщине прослойки d (рис. 2.7). Таким образом, кольца Ньютона – это чередующиеся светлые и темные интерференционные полосы, имеющие форму окружности.

На расстоянии r толщину воздушной ($n=1$) прослойки можно рассчитать по теореме Пифагора (см. рис. 2.7):

$$(R\text{-}d)^2 + r^2 = R^2\,;\; R^2 - (R\text{-}d)^2 = r^2\,;\; d(2R+d) = r^2\,.$$

Так как $d << R$, то

$$r = \sqrt{2dR}\,. \tag{2.18}$$

Из-за малой кривизны линзы можно считать, что происходит интерференция в тонкой пленке, причем угол падения света $\alpha = 0$. При нормальном падении оптическая разность хода $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 0} - \dfrac{\lambda_0}{2} = 2dn - \dfrac{\lambda_0}{2}$, что следует из (2.15). Учитывая, что $n=1$, получим из (2.9) для максимумов интенсивности условие $2d - \dfrac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0$, что можно переписать в виде $2d = (2m+1)\dfrac{\lambda_0}{2}$. После подстановки последнего выражения в (2.18) получим:

радиусы светлых колец $$r_m = \sqrt{(2m+1)R\frac{\lambda_0}{2}}\,,\; m = 1,2,3,\ldots\,. \tag{2.19}$$

Действуя аналогично, но используя условие минимумов интенсивности (2.10), найдем:

радиусы темных колец $$r_m = \sqrt{mR\lambda_0}\,,\; m = 1,2,3,\ldots \tag{2.20}$$

В уравнениях (2.19-20) величина m равна номеру соответственно светлого или темного кольца. Количество колец отсчитывается от центра интерференционной картины. Можно отметить, что в центре картины ($r=0$) $\Delta = -\dfrac{\lambda_0}{2}$. Это удовлетворяет условию минимума интенсивности. Поэтому в отраженном свете в центре картины наблюдается круглое темное пятно. Если производить наблюдения в проходящем свете, то темные и светлые полосы (в виде окружности) меняются местами по сравнению со случаем наблюдения в отраженном свете.

3. Дифракция света

3.1. Принцип Гюйгенса–Френеля

Если световая волна распространяется в пространстве, в котором имеются резкие неоднородности (например, непрозрачные препятствия, отверстия в непрозрачных экранах и т.п.), то первоначальное направление распространения света и распределение интенсивности светового потока изменяется. В этой случае распространение света не может быть описано с помощью законов геометрической оптики. Явления, связанные с отступлением от законов прямолинейного распространения света – огибание волнами препятствий, проникновение их в область геометрической тени и т.п. – называются ***дифракцией света***.

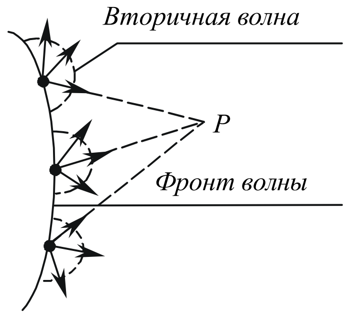


Рис. 3.1. Вторичные волны

Механизм распространения света и основные закономерности дифракции света могут быть установлены с помощью ***принципа Гюйгенса–Френеля***. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля каждая точка фронта волны (то есть каждая точка поверхности среды, до которой в данный момент времени доходит световая волна) является источником сферических волн (т.е. лучи света от этой точки идут во всех направлениях от фронта волны) – рис. 3.1. Эти сферические волны называют вторичными. Вторичные волны когерентны. Интенсивность света в какой–либо точке пространства, лежащей за волновой поверхностью (точка P на рис. 3.1), может быть рассчитана как результат интерференции всех вторичных волн. Таким образом, расчёт дифракционной картины сводится к расчету интерференции вторичных волн.

Дифракция света наглядно проявляется тогда, когда размеры препятствий или отверстий сравнимы с длиной световой волны.

3.2. Метод зон Френеля

Для описания дифракции может быть применен ***метод «зон Френеля»***. Рассмотрим сущность этого метода на примере (рис. 3.2–а.). Ясно, что наблюдатель, находящийся в точке P и смотрящий в сторону источника света S_0, увидит светящуюся точку, расположенную там, где находится источник, то. есть свет распространяется прямолинейно по прямой S_0P.

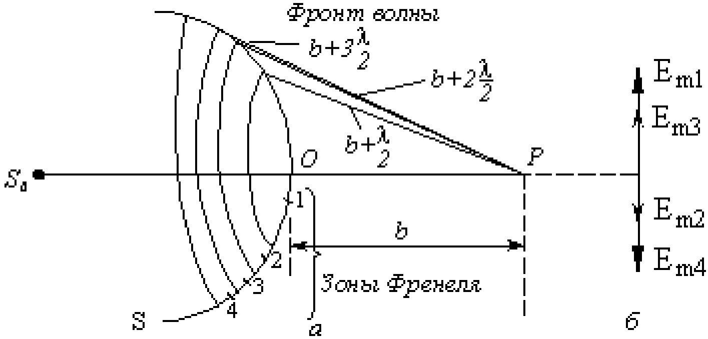


Рис. 3.2. Разбиение фронта волны на зоны Френеля

Пусть в некоторый момент времени фронт сферической волны, распространяющейся из источника S_0, занимает положение S. В соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля интенсивность света. в точке P определяется результатом интерференции всех вторичных волн, испущенных точками поверхности S. Метод зон Френеля заключается в том, что мысленно разбиваем поверхность фронта волны (поверхность S) на кольцевые участки таким образом, чтобы расстояние от точки Р до края каждого последующего участка было больше расстояния от края каждого предыдущего участка на $\dfrac{\lambda}{2}$ (рис.3.2а).

В таком случае оптическая разность хода волн, проходящих в точку P от двух соседних зон, равна $\dfrac{\lambda}{2}$, следовательно эти колебания совершаться в противофазе (рис. 2.2б).

Пронумеруем зоны Френеля, начиная от центральной индексом i ($i = 1,2,3,\ldots$) и обозначим амплитуду колебаний, создаваемую в точке P i–той зоной, как $E_{m,i}$. Чем дальше расположена зона Френеля от точки наблюдения (точки P), тем меньше амплитуда волны, возбуждаемая этой зоной в точке P:

$$E_{m,1} > E_{m,2} > E_{m,3} \ldots E_{m,i-1} > E_{m,i} > E_{m,i+1} > \ldots \qquad (3.1)$$

Колебания, создаваемые соседними зонами в точке P, совершаются в противофазе. Это значит: если, например, амплитуда $\vec{E}_{m,1}$, направлена вверх, то амплитуда $\vec{E}_{m,2}$ ей противоположна, т.е. направлена вниз (рис. 3.2б); амплитуда $\vec{E}_{m,3}$ противоположна амплитуде $\vec{E}_{m,2}$, т.е. направлена вверх и т.д.

Поэтому амплитуда результирующего колебания $\vec{E}_m$, возбуждаемая всеми вторичными волнами в точке *P*, равна:

$$E_m = E_{m,1} - E_{m,2} + E_{m,3} - E_{m,4} + \ldots \tag{3.2}$$

Так как амплитуды монотонно убывают по величине (неравенство (3.1)), то с большой точностью можно считать, что амплитуда $E_{m,i}$ численно равна полусумме амплитуд, создаваемых двумя соседними зонами, номера которых *i–1* и *i+1* соответственно:

$$E_{m,i} \cong \frac{1}{2}\left(E_{m,i-1} + E_{m,i+1}\right). \tag{3.3}$$

Представим выражение (3.2) в виде:

$$E_m = \frac{E_{m,1}}{2} + \frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2} + \frac{E_{m,3}}{2} - E_{m,4} + \frac{E_{m,5}}{2} \ldots,$$

и перепишем его следующим образом:

$$E_m = \frac{E_{m,1}}{2} + \left(\frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2}\right) + \left(\frac{E_{m,3}}{2} - E_{m,4} + \frac{E_{m,5}}{2}\right) + \left(\frac{E_{m,5}}{2} - \ldots\right. \tag{3.4}$$

Слагаемое в первой скобке уравнения (3.4) с учетом уравнения (3.3), будет равно:

$$\frac{E_{m,1}}{2} - E_{m,2} + \frac{E_{m,3}}{2} = \frac{1}{2}\left(E_{m,1} + E_{m,3}\right) - E_{m,2} \cong E_{m,2} - E_{m,2} = 0 .$$

Очевидно, что нулю будут равны и все остальные слагаемые в уравнении (3.4), кроме первого, поэтому $E_m = \dfrac{E_{m,1}}{2}$. Таким образом, суммарная амплитуда в точке *P* равна $\dfrac{E_{m,1}}{2}$, т.е. эквивалентна половине амплитуды, создаваемой только первой зоной Френеля.

При расстоянии S_0P около метра, размер первой зоны порядка миллиметра (для видимого света). Поэтому с точки зрения наблюдателя, находящегося в точке *P*, свет к нему распространяется от источника S_0 в виде узкого прямолинейного пучка.

3.3. Дифракция на круглом отверстии

Пусть сферическая волна, испускаемая источником S_0 (рис. 3.3а), встречает преграду с круглым отверстием.

Рассмотрим положение фронта волны в тот момент времени, когда он достиг отверстия в экране. В точку *P* экрана попадут вторичные волны, излучаемые только тем участком фронта волны, который не закрыт преградой.

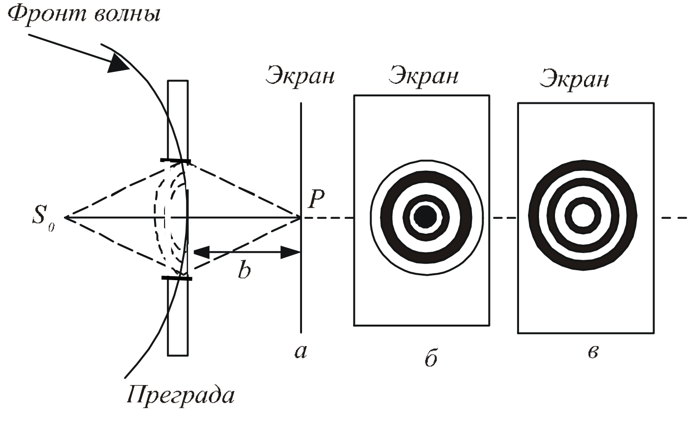


Рис. 3.3. Дифракция на круглом отверстии.

Пусть на открытом участке фронта (находящемся в пределах круглого отверстия) помещается i зон Френеля. Амплитуда колебаний в точке P равна:

$$E_m = E_{m,1} - E_{m,2} + E_{m,3} - E_{m,4} + \ldots \pm E_{m,i}\,, \tag{3.5}$$

где перед последним слагаемым следует выбрать знак «плюс», если номер i последней открытой зоны нечетный, и «минус», если i – нечетное число.

Если число зон мало, то $E_{m,1}$ мало отличается от $E_{m,i}$ и можно в этом случае приближенно считать

$$E_{m,1} \cong E_{m,2} \cong E_{m,3} \cong \ldots \cong E_{m,i}\,. \tag{3.6}$$

Если на открытом участке фронта волны укладывается четное число зон, то каждая пара амплитуд в уравнении (3.5) в сумме равна нулю:

$$E_{m,1} - E_{m,2} = 0\,,\; E_{m,3} - E_{m,4} = 0\,,\; \ldots,$$

поэтому результирующая амплитуда $E_m = 0$. Следовательно, интенсивность света в точке P минимальна (равна нулю; рис. 3.3б).

Если число зон на открытом фронте волны нечетное. то результирующая амплитуда равна $E_m \cong E_{m,i} \cong E_{m,1}$. Интенсивность света в точке P максимальна (рис. 3.3в). При нецелом числе зон интенсивность света имеет некоторое промежуточное значение.

Таким образом, в точке P наблюдается максимум (i – нечетное), минимум (i – четное) или некоторое промежуточное значение интенсивности света, в зависимости от радиуса отверстия и расстояния от экрана до отверстия.

Методом, аналогичным описанному выше, можно найти интенсивность света и в любой другой точке экрана. Расчет показывает, что дифракционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных колец (рис. 3.3б,в).

3.4. Дифракция на щели. Дифракционная решетка

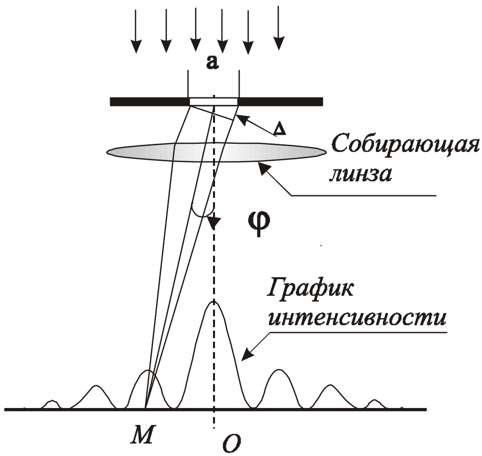


Рис. 3.4. Дифракция света на щели

Рассмотрим дифракцию на длинной узкой щели шириной а, на которую нормально к непрозрачному экрану падает плоская волна (рис. 3.4). Каждая точка фронта волны, который к некоторому моменту времени дошел до щели, является в соответствии с принципом Гюйгенса–Френеля источником вторичных когерентных волн. Лучи, указывающие направления этих волн, направлены во все стороны вперед от щели (рис. 3.4).

Под любым одним и тем же углом φ к первоначальному направлению пойдет бесконечное множество параллельных лучей. Поместим за щелью собирающую линзу, а в фокальной плоскости – экран, параллельный плоскости щели.

В каждой точке экрана (например, точка *M* на рис. 3.4) соберутся лучи света, составляющие какой–то определенный угол φ с первоначальным направлением. В разных точках экрана соберутся параллельные лучи, идущие под разными углами φ. В результате сложения когерентных волн на экране будет наблюдаться интерференционная картина в виде чередующихся светлых полос, параллельных щели.

Из рис. 3.4 видно, что разность хода между лучами, идущими от краев щели, равна $\Delta = a\sin\varphi$. Тогда число зон Френеля, на которые можно разбить видимую часть фронта волны, будет равным $N = \dfrac{\Delta}{(\lambda/2)} = \dfrac{a\sin\varphi}{(\lambda/2)}$. Это следует из того, что разность хода между границами соседних зон равна $\dfrac{\lambda}{2}$. Полученное равенство можно переписать в виде $a\sin\varphi = N\dfrac{\lambda}{2}$. Если число зон нечетное, т.е. $N = 2m + 1$ (m – целое), то в точке M наблюдается максимум интенсивности. Если число зон четное, т.е. $N = 2m$ (m – целое), то в точке M наблюдается минимум интенсивности. Таким образом, при дифракции на щели:

условие ***максимума интенсивности*** $a \sin\varphi = \pm(2m+1)\dfrac{\lambda}{2}$; (3.7а)

условие ***минимума интенсивности*** $a \sin\varphi = \pm m\lambda$. (3.7б)

Угол φ называют углом дифракции; $m = 1,2,3,\ldots$.

В центре экрана (точка О на рис. 3.4) наблюдается максимум интенсивности – максимум нулевого порядка.

Дифракционная решетка представляет собой ряд длинных параллельных щелей одинаковой ширины a, разделенных между собой непрозрачными промежутками шириной b. Сумма $a + b = d$ называется ***постоянной*** (или периодом) ***дифракционной решетки***. За дифракционной решеткой помещают собирающую линзу, а в ее фокальной плоскости – экран (рис. 3.5).

На решетку падает плоская волна, нормальная к ее поверхности. По тем же причинам, что и в случае одной щели, в каждой точке экрана соберутся лучи идущие под определённым углом φ.

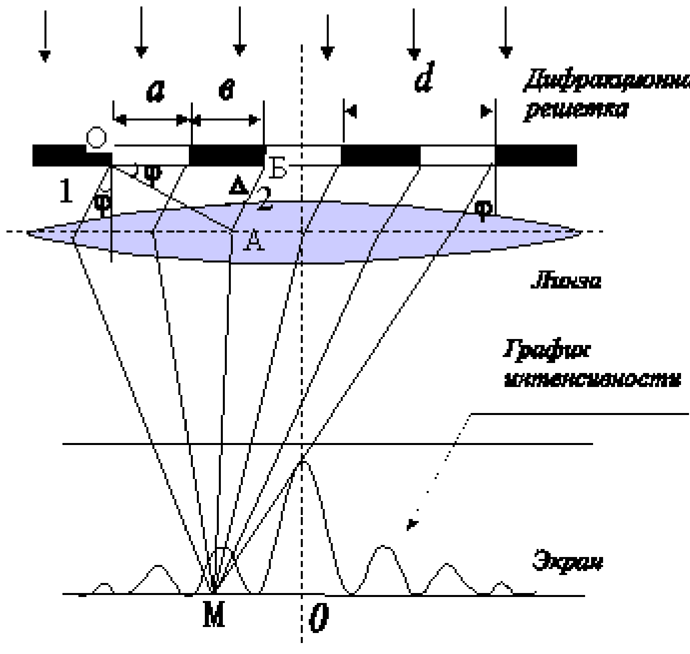


Рис. 3.5. Прохождение света через дифракционную решетку

Дифракционная картина, наблюдаемая на экране, имеет вид чередующихся светлых и темных полос, параллельных длинной стороне щелей. В общем случае картина достаточно сложная. Кроме главных максимумов интенсивности, всегда наблюдается большое количество побочных максимумов, интенсивность которых меньше, чем у главных. При большом количестве освещенных щелей главные максимумы узкие и резкие (если падающий свет – монохроматический), а побочные практически не видны (фактически они создают слабый фон). Далее подразумеваются только главные максимумы, в которых концентрируется практически весь дифрагированный свет.

Рассмотрим два луча, выходящих из соседних щелей и составляющих одинаковый угол φ с первоначальным направлением, причем выберем лучи, расстояние между которыми равно d (лучи 1 и 2 на рис. 3.5). Опустим из начала луча 1 перпендикуляр на луч 2. От линии *OA* (рис. 3.5) до точки интерференции *M* оптическая длина пути лучей 1 и 2 одинакова (линза не создает оптической разности хода между падающими на нее параллельными лучами). Поэтому отрезок *AB* равен оптической разности хода лучей 1 и 2 (коэффициент преломления воздуха $n = 1$, уравнение (2.7)). Из рис. 3.5 видно, что $\Delta = d \sin \varphi$.

Если для величины Δ выполняется условие максимума ($\Delta = \pm m\lambda$), то лучи 1 и 2 в точке *M* усиливают друг друга. Все лучи, падающие в точку *M*, можно разбить на аналогичные пары лучей, которые, усиливая друг друга, создают в точке *M* интерференционный максимум. Таким образом, для дифракционной решетки получим:

условие максимума $$d \sin \varphi = \pm m\lambda \qquad (3.8)$$

Величина m называется ***порядком максимума*** (порядком спектра), угол φ – углом дифракции.

Обратите внимание. Условие максимума дифракционной решетки аналогично условию минимума для щели: уравнения (3.8) и (3.7б).

Библиографический список

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики: Учеб. в 3-х т. Т. 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. М.: Наука, 1989. – 464 с.
2. *Бутиков Е.И.* Оптика: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Н.И.Калитеевского. М.: Высш. шк., 1986. – 512 с.: ил.
3. *Сивухин Д.В.* Оптика: Учеб. пособие. – 2-е изд., испр. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. – 752 с.: ил. – (Общ. курс физики).

ОГЛАВЛЕНИЕ