

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**



В.А.Степанова

ОСНОВЫ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие по физике

**Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»**

**Институт базового образования
Кафедра физики**

В.А.Степанова

ОСНОВЫ ВОЛНОВОЙ ОПТИКИ

Учебное пособие по физике

Москва, 2018

В.А.Степанова

Основы волновая оптики. - НИТУ «МИСиС», 2018. - 181с.

Учебное пособие по волновой оптике соответствует учебным планам программы дисциплины «ФИЗИКА» для студентов всех направлений.

Электромагнитным волнам, которые описывают возникновение, распространение и свойства света, и вопросам геометрической оптике посвящены два первых раздела, чтобы в дальнейших разделах можно было ссылаться на них при изложении интерференции, дифракции и других разделов волновой оптики. После лаконичного рассмотрения теоретического материала каждый раздел заканчивается набором качественных вопросов. Подобный стиль пособия позволяет использовать его при проведении практических и лабораторных занятий, а также для самостоятельной работы студентов в течение семестра и при подготовке к экзаменам.

Для студентов бакалавров всех направлений подготовки.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ	8
1.1 Основные характеристики колебаний.....	8
1.2 Сложение гармонических колебаний.....	9
1.3 Волновой процесс.....	12
1.4 Волновое уравнение для электромагнитного поля.....	17
1.5 Плоская электромагнитная волна.....	19
1.6 Энергия электромагнитных волн.....	25
1.7 Импульс электромагнитных волн.....	29
1.8 Излучение электромагнитных волн.....	30
1.9 Световые волны.....	35
2 ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ	40
2.1 Основные законы геометрической оптики	40
2.2 Принципы получения оптических изображений	54
3 ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА	69
3.1 Основные сведения об интерференции света.....	69
3.2 Методы наблюдения интерференции света.....	78
3.3 Интерференция при отражении от тонких пластинок.....	87
Вопросы для самоконтроля.....	100
4 ДИФРАКЦИЯ СВЕТА	102
4.1 Принцип Гюйгенса – Френеля	102
4.2 Дифракция Френеля	110
4.3 Дифракция Фраунгофера.....	115
4.4 Разрешающая способность оптических приборов.....	127
Вопросы для самоконтроля.....	129
5 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА	130
5.1 Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса	130
5.2 Поляризация при отражении и преломлении света.....	141
5.3 Поляризация при двойном лучепреломлении	145
5.4 Интерференция поляризованного света.....	155
5.5 Вращение плоскости поляризации	156
Вопросы для самоконтроля.....	160
6 РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВЕЩЕСТВЕ.....	162
6.1 Дисперсия света.....	162
6.2 Поглощение света.....	174
6.3 Рассеяние света.....	176
Вопросы для самоконтроля.....	179
Рекомендуемая литература	181

ВВЕДЕНИЕ

Оптика изучает физическую природу света, его свойства, законы его распространения и взаимодействие света с веществом.

Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток особых частиц (фотонов). Круг явлений, в основе которых лежит волновая природа света, описывает волновая оптика.

Волновая оптика – это учение о физических явлениях, связанных с распространением коротких электромагнитных волн. Источниками света, как и вообще электромагнитного излучения, являются заряженные частицы. В процессе распространения света происходит перенос энергии электромагнитного поля, но переноса вещества при этом не происходит. Другими словами, не существует каких-либо особых частиц света, аналогичных стабильным частицам, таких, как электрон или протон. Вместе с тем, все же в определенных условиях свет ведет себя как *поток электромагнитных частиц – фотонов*. Но фотоны в отличие от стабильных частиц не обладают массой покоя, их масса вся заключена в переносимой фотонами электромагнитной энергии.

Электромагнитные волны, обладая широким диапазоном длин волн (частот), отличаются по способам их генерации и регистрации, а также по своим свойствам. В табл.1 представлены различные виды электромагнитных волн, хотя следует отметить, что границы между различными их видами условны. Рассмотрев шкалу электромагнитных волн и определив диапазон возможного изменения длины волны (или частоты), можно определить более точно расплывчатое понятие «короткие» электромагнитные волны. Однако, в процессе изучения свойств электромагнитных волн выяснилось, что для одних характеристик физических явлений (например, поляризации) значительное изменение длины волны не приводит к качественным изменениям, тогда как для

других (дифракция и интерференция) выбор исследуемой области длин волн весьма критичен. В широком смысле слова светом иногда называют электромагнитные волны в диапазоне от ближнего инфракрасного до рентгеновского и γ – квантов включительно. Принципиального различия между электромагнитными волнами этих диапазонов нет, и они отличаются друг от друга только по характеру их взаимодействия с веществом.

Таблица 1

Вид излучения	Длина волны, м	Частота волны, Гц	Источник излучения
Радиоволны	$10^3 \div 10^{-4}$	$3 \cdot 10^5 \div 3 \cdot 10^{12}$	Колебательный контур Вибратор Герца Ламповый генератор
Световые волны: инфракрасное излучение	$5 \cdot 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{11} \div 3.7 \cdot 10^{14}$	Лампы
видимый свет	$8 \cdot 10^{-7} \div 4 \cdot 10^{-7}$	$3.7 \cdot 10^{14} \div 7.5 \cdot 10^{14}$	Лазеры
ультрафиолетовое излучение	$4 \cdot 10^{-7} \div 1 \cdot 10^{-9}$	$7.5 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{17}$	
Рентгеновское излучение	$2 \cdot 10^{-9} \div 6 \cdot 10^{-12}$	$1.5 \cdot 10^{17} \div 5 \cdot 10^{19}$	Трубка Рентгена
γ -излучение	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Радиоактивный распад Ядерные процессы Космические процессы

Несмотря на различия в способах генерирования и регистрации электромагнитных волн разного типа, законы распространения волн всех типов описываются одними и теми же дифференциальными уравнениями Максвелла, в которых свойства среды учитываются введением соответствующих констант, а переход излучения из одной среды в другую описывается при помощи граничных условий для векторов напряженности электрического и магнитного полей \vec{E} и \vec{H} . Использование метода, предложенного Максвеллом более 100 лет назад, позволяет построить единую теорию распространения электромагнитных волн и применить её для основных свойств света.

Следует отметить, что волновые и квантовые закономерности являются общими для большей части спектра электромагнитного излучения. В зависимости от длины волны на первый план выступают разные явления, разные методы исследования и разные практические применения. На оптику нельзя смотреть как на замкнутую дисциплину, изучающую только оптическую область спектра электромагнитных волн, отделенную от других областей резкими границами. Закономерности и результаты, найденные в этих других областях, могут оказаться применимыми в оптической области спектра и обратно.

1 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

1.1 Основные характеристики колебаний

Колебания – это движения или процессы, которые характеризуются определенной повторяемостью во времени.

Свободные колебания – это колебания, которые совершаются за счёт первоначально сообщённой энергии при последующем отсутствии внешних воздействий на колебательную систему (систему, совершающую колебания).

Различные колебательные процессы описываются одинаковыми характеристиками и уравнениями.

Гармонические колебания – колебания, при которых колеблющаяся величина изменяется во времени по закону косинуса или синуса.

Уравнение гармонических колебаний записывается в виде

$$\vec{X} = \vec{A} \cos(\omega_0 t + \varphi) \text{ или } \vec{X} = \vec{A} \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.1)$$

где $|\vec{A}|$ – *амплитуда колебаний* (наибольшее отклонение колеблющейся величины X от среднего положения или от некоторого значения, условно принятого за нулевое); ω_0 – *круговая (циклическая) частота*; φ – *начальная фаза* (фаза в момент времени $t = 0$); $(\omega_0 t + \varphi)$ – *фаза колебаний* (определяет значение колеблющейся величины в данный момент времени t).

Период гармонического колебания T – это промежуток времени, в течение которого фаза колебания получает приращение 2π , т.е.

$$\omega_0(t+T) + \varphi = (\omega_0 t + \varphi) + 2\pi,$$

откуда

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0}. \quad (1.2)$$

Частота колебаний ν - это число колебаний в единицу времени

$$\nu = \frac{N}{t} \quad \text{или} \quad \nu = \frac{1}{T}. \quad (1.3)$$

Частота колебаний измеряется в Гц (герцах); 1 Гц – это частота такого колебания, период которого равен 1 секунде, т.е. $1 \text{ Гц} = 1^{-1}\text{с}$.

1.2 Сложение гармонических колебаний

Для сложения колебаний одного направления и одинаковой частоты используют **метод вращающегося вектора амплитуды** (рис.1.1).

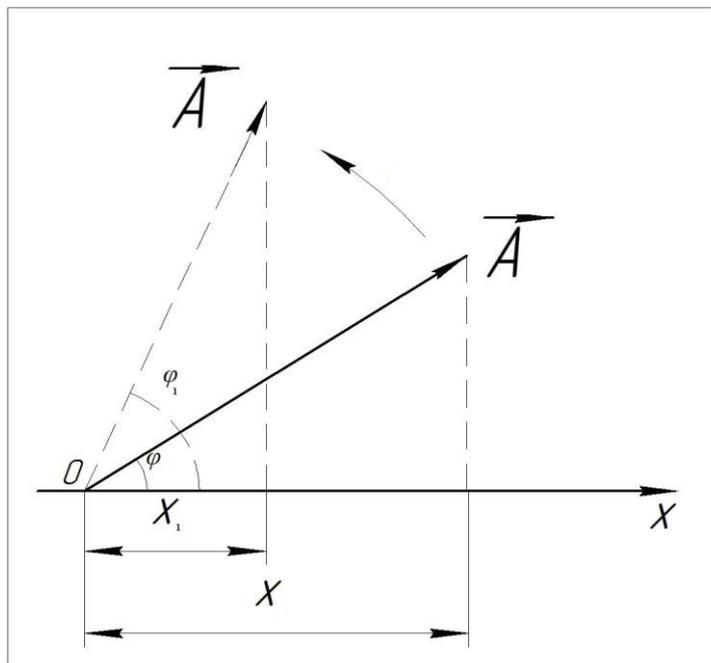


Рис. 1. 1

Согласно этому методу, из произвольной точки O , выбранной на оси X , под углом φ , равным начальной фазе колебания, откладывается вектор \vec{A} , модуль которого равен амплитуде A рассматриваемого колебания (см. рис.1.1). Если этот вектор \vec{A} привести во вращение с угловой скоростью ω_0 , то проекция вектора будет перемещаться по оси X в пределах от $-A$ до $+A$, колеблющаяся величина будет изменяться по закону косинуса, то есть изменение величины X подчиняется уравнению

$$\vec{X} = \vec{A} \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

Следовательно, проекция конца вектора амплитуды на ось будет совершать гармонические колебания с амплитудой $|\vec{A}|$, круговой частотой ω_0 (равной угловой скорости вращения вектора) и с начальной фазой φ , равной углу, который образует вектор \vec{A} с осью X в начальный момент времени.

Таким образом, *в методе вращающегося вектора амплитуды гармоническое колебание можно представить проекцией на некоторую произвольно выбранную ось вектора амплитуды \vec{A} , отложенного из произвольной точки оси под углом φ , равным начальной фазе, и вращающегося с угловой скоростью ω_0 вокруг этой точки.*

Для сложения двух колебаний, описываемых уравнениями (1.4), используем вышеизложенный метод и рассмотрим это на рис. 1.2.

$$\begin{cases} \vec{X}_1 = \vec{A}_1 \cos(\omega_0 t + \varphi_1); \\ \vec{X}_2 = \vec{A}_2 \cos(\omega_0 t + \varphi_2). \end{cases} \quad (1.4)$$

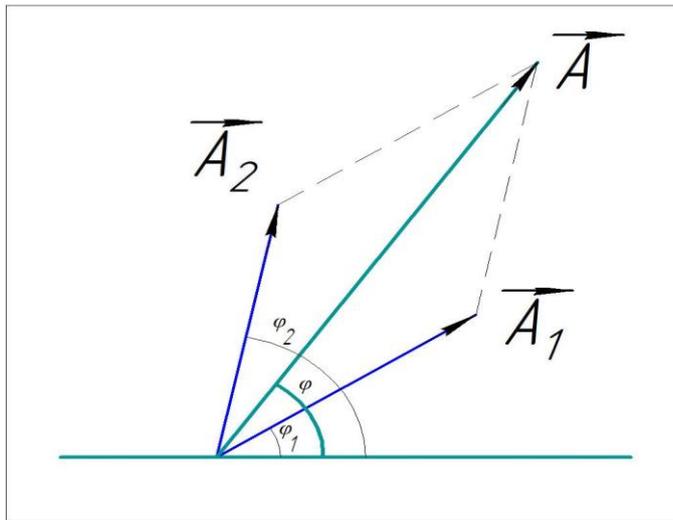


Рис. 1.2

Результатом сложения будет колебание, уравнение которого

$$\vec{X} = \vec{A} \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (1.5)$$

где амплитуда $|\vec{A}|$ и начальная фаза φ задаются уравнениями

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (1.6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_2 + A_2 \cos \varphi_2}. \quad (1.7)$$

Результирующее колебание, описываемое уравнением (1.5), - гармоническое, и совершается в том же направлении и с той же частотой, что и складываемые колебания.

Амплитуда результирующего колебания зависит от разности фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$ складываемых колебаний. Проанализируем уравнение (1.6):

- 1) если $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2m\pi$, то $A = (A_1 + A_2)$;
- 2) если $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2m+1)\pi$, то $A = (A_1 - A_2)$,

где $m=0,1,2,3,\dots$ (целые числа)

Таким образом, анализ уравнения (1.6) позволяет сделать вывод: *если разность фаз складываемых колебаний кратна четному числу π , то амплитуда результирующего колебания увеличивается, а если нечетному числу π , то ослабляется.* (К этому выводу следует возвратиться при рассмотрении условий усиления и ослабления интенсивности света в разделе "Интерференция света").

1.3 Волновой процесс

Колебания, возбужденные в какой-либо точке среды, распространяются в ней с конечной скоростью, зависящей от свойств этой среды, передаваясь от одной точки среды к другой. Чем дальше расположена частица среды от источника колебаний, тем позднее она начнет колебаться. Следовательно, фазы колебаний частиц среды и источника тем больше отличаются друг от друга, чем больше это расстояние.

Волна – это процесс распространения колебаний в сплошной среде.

Сплошная среда – непрерывно распределенная в пространстве и обладающая упругими свойствами среда. При распространении волн частицы среды не движутся вместе с волной, а колеблются возле своих положений равновесия. Вместе с волной от частицы к частице среды передаются лишь состояния колебательного движения и его энергия. Поэтому, основным свойством всех волн является перенос энергии без переноса вещества.

Длина волны – это расстояние между двумя частицами, колеблющимися в одинаковой фазе. Длина волны λ равна расстоянию, на

которое распространяется определенная фаза колебаний за период и вычисляется по формулам

$$\boxed{\lambda = V \cdot T} \text{ или } \boxed{V = \lambda \cdot \nu}, \quad (1.8)$$

где V – скорость волны, T – период колебаний, ν – частота колебаний.

Волна, все частицы которой колеблются с одинаковой частотой, называется *монохроматической*.

На рис. 1.3 графически представлена зависимость между ξ – *смещением частиц среды*, участвующих в волновом процессе, и расстоянием X этих частиц (например, частицы В) от источника колебаний для какого-то фиксированного момента времени t . Показанный график гармонической поперечной волны, распространяющейся со скоростью V вдоль оси X , похож на график простого гармонического колебания, но они различны по существу: если *график волны определяет зависимость смещения всех частиц среды от расстояния до источника колебаний в данный момент времени*, то график колебаний – это зависимость смещения данной конкретной частицы от времени.

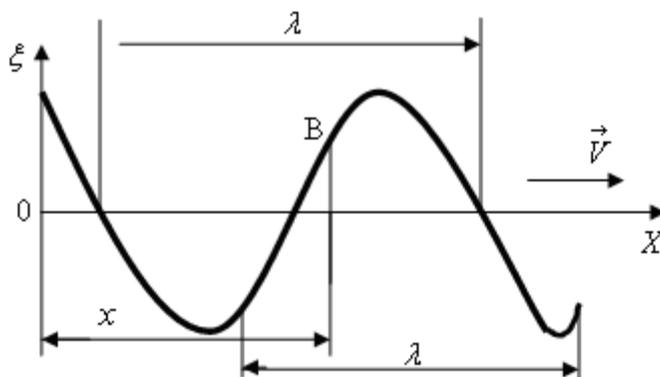


Рис. 1.3

Волновая поверхность – это геометрическое место точек, колеблющихся в одинаковой фазе. Передняя волновая поверхность, отделяющая часть среды, вовлеченную в волновой процесс, от той части, в которой волна ещё не распространяется, называется *фронтом волны*. Иначе говоря, *волновой фронт – это геометрическое место точек, до которых доходят колебания к моменту времени t.*

От вида волновой поверхности зависит вид волны:

- плоская волна – волновые поверхности представляют собой множество параллельных друг другу плоскостей, перпендикулярных направлению распространения волны;
- сферическая волна – волновые поверхности – это множество концентрических сфер;
- цилиндрическая волна – волновые поверхности – одноосные цилиндры.

Уравнение *плоской волны* записывается в виде

$$\xi(x, t) = A \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{V}\right) + \varphi_0\right]$$

или

(1.9)

$$\xi(x, t) = A \cos[\omega t - kx + \varphi_0]$$

после ввода величины k (k – это волновое число)

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{VT} = \frac{\omega}{V},$$
(1.10)

где A – амплитуда, V – фазовая скорость, φ_0 – начальная фаза колебаний.

Фазовая скорость – это скорость перемещения фазы волны;
определяемая формулой

$$\vec{V} = \frac{d \vec{x}}{dt}. \quad (1.11)$$

Уравнение *сферической волны* имеет вид

$$\xi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0), \quad (1.12)$$

где r – расстояние от центра волны до рассматриваемой точки среды.

Когерентные волны – это волны, разность фаз которых остается постоянной во времени; очевидно, что *когерентными могут быть лишь волны, имеющие одинаковую частоту.*

Волновые процессы представляют собой весьма общий класс явлений. Если камень бросить в воду, то от места падения, как из центра, побегут по поверхности воды круговые волны или возмущения. Этот процесс продолжается и после того, как камень упадет на дно, то есть исчезнет причина, породившая первоначальное возмущение. Отсюда следует, что непосредственной причиной распространяющегося волнового процесса является не камень, а то первоначальное возмущение движения воды, которое он вызвал. Подобные рассуждения навели Христиана Гюйсенса (1629 – 1695) на мысль, что *каждая точка волнового возмущения является источником сферических волн*, распространяющихся от неё во все стороны; эти волны получили название вторичных волн. *Результирующее волновое возмущение можно рассматривать как наложение вторичных волн*, в

этом состоит знаменитый *принцип Гюйгенса*, который указывает на возможность определения волнового возмущения во всем пространстве, если известны все вторичные волны, порожденные в более ранний момент времени. Принцип Гюйгенса справедлив для любых волновых процессов (в том числе для световых волн) и в приведенной формулировке сохранил своё значение до настоящего времени.

Образование волны обуславливается наличием связей между отдельными частями системы. Изменение величины хотя бы одной из них вызывает соответствующие изменения в соседних точках системы, передавая им некоторое количество энергии. От этих измененных точек возмущение переходит к смежным с ними точками и т.д., распространяясь от точки к точке, создавая волну. В зависимости от природы связей, которые обуславливают указанное взаимодействие, мы имеем волну той или иной природы.

Несмотря на многообразие физических процессов, вызывающих волны, *образование волн происходит по одному общему принципу - возмущение, происходящее в какой-нибудь точке в известный момент времени, проявляется спустя некоторое время на некотором расстоянии от начальной точки, т.е. распространяется с определенной скоростью.*

1.4 Волновое уравнение для электромагнитного поля

Как известно, возникновение в каком-либо месте среды переменного электрического тока сопровождается появлением в окружающем пространстве переменного магнитного поля (электромагнетизм); это последнее ведет к образованию переменного электрического поля (электромагнитная индукция), обуславливающего переменные токи смещения в окружающем пространстве. Токи смещения обуславливают возникновение магнитного поля, так же как обычные токи проводимости в проводнике создают вокруг себя магнитное поле. Таким образом, все новые и новые области пространства становятся областью действия электромагнитных полей. Электромагнитное возмущение, возникшее в каком-либо месте пространства, в силу электромагнитных связей, выражающихся в законах электромагнетизма и электромагнитной индукции, становится источником таких же возмущений в соседних участках пространства, от которых оно передается все далее и далее: возникает электромагнитная волна.

Следовательно, если возбудить с помощью колеблющихся зарядов переменное электромагнитное поле, то в окружающем заряды пространстве возникнет последовательность взаимных превращений электрического и магнитного полей, распространяющихся от точки к точке. Этот процесс будет периодическим во времени и в пространстве и, следовательно, представляет собой волну.

Существование электромагнитных волн вытекает из уравнений Максвелла. Векторы напряжённостей \vec{E} и \vec{H} переменного электромагнитного поля для однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов одновременно удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}; \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}, \quad (1.14)$$

где ϵ и μ – соответственно, электрическая и магнитная проницаемости среды. Уравнения (1.13) и (1.14) представляют собой типичные волновые уравнения. Всякая функция, удовлетворяющая такому уравнению, описывает некоторую волну, причем корень квадратный из величины, обратной коэффициенту при производной по времени, дает фазовую скорость этой волны. Следовательно, уравнения (1.13) и (1.14) указывают на то, что электромагнитные поля могут существовать в виде электромагнитных волн, фазовая скорость которых равна

$$V = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (1.15)$$

Величина n ($n = \sqrt{\epsilon\mu}$) называется **абсолютным показателем преломления среды**. Физический смысл этой величины связан с колебаниями электронов и ионов под действием сил электромагнитного поля, распространяющегося в исследуемой среде в виде световых волн, и будет подробно исследован в разделе «Дисперсия света». Там же будет объяснена

наблюдаемая на опыте зависимость показателя преломления от длины волны. В классической электромагнитной теории столь формально вводимый показатель преломления считается константой, целиком определяемой значениями ϵ и μ для исследуемой среды. В вакууме (т. е. при $\epsilon = 1$ и $\mu = 1$) скорость электромагнитных волн совпадает со скоростью света в вакууме $V = c$ (где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с) и $n = 1$. В веществе $\epsilon\mu > 1$, поэтому скорость распространения электромагнитных волн в веществе всегда меньше, чем в вакууме, а $n > 1$.

Формула

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad (1.16)$$

где ϵ_0 и μ_0 – соответственно, электрическая и магнитная проницаемости среды, указывает на глубокую связь между электромагнитными и оптическими явлениями (что позволило Максвеллу создать *электромагнитную теорию света*, согласно которой свет представляет собой электромагнитные волны).

1.5 Плоская электромагнитная волна

Исследуем плоскую электромагнитную волну, распространяющуюся в нейтральной непроводящей среде с постоянными проницаемостями ϵ и μ . Направим ось X перпендикулярно к волновым поверхностям. Тогда векторы \vec{E} и \vec{H} , а значит, и их компоненты по координатным осям не будут зависеть от координат Y и Z . Поэтому уравнения Максвелла в скалярной форме упрощаются следующим образом:

$$0 = \mu\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}; \frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}; \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}; \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \mu\mu_0 = 0; \quad (1.18)$$

$$0 = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}; \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}; \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}; \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial x} = 0. \quad (1.20)$$

Уравнение (1.20) и первое из уравнений (1.19) показывают, что E_x не может зависеть ни от x , ни от t . Уравнение (1.18) и первое из уравнений (1.17) дают такой же результат для H_x . Следовательно, отличные от нуля E_x и H_x могут быть обусловлены лишь постоянными однородными полями, накладываемыми на электромагнитное поле волны. Само поле волны не имеет составляющих вдоль оси x . Отсюда вытекает, что *векторы \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны к направлению распространения волны*, таким образом, *электромагнитные волны поперечны*. В дальнейшем мы будем предполагать постоянные поля отсутствующими и полагать $E_x = H_x = 0$.

Два последних уравнения (1.17) и два последних уравнения (1.19) можно объединить в две независимые группы:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}; \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}; \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}; \frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad (1.22)$$

Первая группа уравнений связывает компоненты E_y и H_z , вторая – компоненты E_z и H_y . Допустим, что первоначально было создано переменное электрическое поле E_y , направленное вдоль оси y . Согласно второму из

уравнений (1.21), это поле создаст магнитное поле H_z , направленное вдоль оси Z . В соответствии с первым из уравнений (1.21) поле H_z создаст электрическое поле E_y , и т. д. Ни поле E_z , ни поле H_y при этом не возникают. Аналогично, если первоначально было создано поле E_z , то согласно уравнениям (1.22) появится поле H_y , которое возбудит поле E_z , и т. д. В этом случае не возникают поля E_y и H_z . Таким образом, для описания плоской электромагнитной волны достаточно взять одну из систем уравнений (1.21) или (1.22), положив компоненты, фигурирующие в другой системе, равными нулю.

Возьмем для описания волны уравнения (1.21), положив $E_z = H_y = 0$. Продифференцируем первое уравнение по x и произведем замену: $(\partial/\partial x)(\partial H_z/\partial t) = (\partial/\partial t)(\partial H_z/\partial x)$. Подставив затем $\partial H_z/\partial x$ из второго уравнения, получим волновое уравнение для E_y :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}, \quad (1.23)$$

в котором мы заменили $\varepsilon_0\mu_0$ на c^2 . Продифференцировав по x второе из уравнений (1.21), найдем после аналогичных преобразований волновое уравнение для H_z :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (1.24)$$

Полученные уравнения представляют собой частный случай уравнений (1.13) и (1.14).

Напомним, что $E_x = E_z = 0$ и $H_x = H_y = 0$, так что $E_y = E$ и $H_z = H$. Мы сохранили в уравнениях (1.23) и (1.24) индексы y и z при E и H , чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что векторы \vec{E} и \vec{H} направлены вдоль взаимно перпендикулярных осей Y и Z .

Простейшим решением уравнения (1.23) является функция

$$E_y = E_m \cos(\omega t - kx + \alpha_1). \quad (1.25)$$

Решение уравнения (1.24) имеет аналогичный вид:

$$H_z = H_m \cos(\omega t - kx + \alpha_2). \quad (1.26)$$

В этих формулах ω - частота волны, k - волновое число, равное $\frac{\omega}{V}$, α_1 и α_2 - начальные фазы колебаний в точках с координатой $x = 0$. Подставим функции (1.25) и (1.26) в уравнения (1.21), продифференцируем и получим

$$kE_m \sin(\omega t - kx + \alpha_1) = \mu\mu_0 H_m \sin(\omega t - kx + \alpha_2);$$

$$kE_m \sin(\omega t - kx + \alpha_2) = \varepsilon_0 E_m \sin(\omega t - kx + \alpha_1).$$

Для удовлетворения этих уравнений необходимо равенство начальных фаз α_1 и α_2 . Кроме того, должны выполняться соотношения

$$kE_m = \mu\mu_0 \omega H_m; \varepsilon_0 \omega E_m = kH_m.$$

Перемножив эти два последних равенства, найдем, что

$$\varepsilon_0 E_m^2 = \mu\mu_0 H_m^2. \quad (1.27)$$

Таким образом, из уравнений Максвелла следует, что колебания электрического и магнитного векторов в электромагнитной волне происходят

с одинаковой фазой ($\alpha_1 = \alpha_2$), а амплитуды этих векторов связаны соотношением

$$E_m \sqrt{\varepsilon_0} = H_m \sqrt{\mu \mu_0}. \quad (1.28)$$

Для волны, распространяющейся в вакууме,

$$\frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = \sqrt{(4\pi)^2 \cdot 900} = 120\pi \approx 377 [\text{Ом}]$$

В гауссовой системе формула (1.28) имеет вид

$$E_m \sqrt{\varepsilon} = H_m \sqrt{\mu}.$$

Следовательно, в гауссовой системе для вакуума $E_m = H_m$, т.е. векторы \vec{E} и \vec{H} одновременно достигают максимума, одновременно обращаются в нуль и т.д.

Умножив уравнение (1.25) на орт оси Y ($E_y \cdot \vec{e}_y = \vec{E}$), а уравнение (1.26) на орт оси Z ($H_z \cdot \vec{e}_z = \vec{H}$), получим уравнения плоской электромагнитной волны в векторном виде:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - kx); \vec{H} = \vec{H}_m \cos(\omega t - kx), \quad (1.29)$$

где мы положили значения начальной фазы $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$.

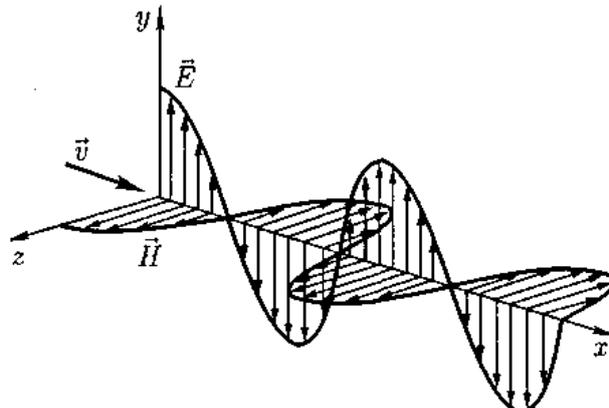


Рис. 1.4

На рисунке 1.4 показана «моментальная фотография» плоской электромагнитной волны. Из рисунка видно, что векторы \vec{E} и \vec{H} образуют с направлением распространения волны \vec{V} правовинтовую систему. В фиксированной точке пространства векторы \vec{E} и \vec{H} изменяются со временем по гармоническому закону. Они одновременно увеличиваются от нуля, затем через $1/4$ периода достигают наибольшего значения, причем, если \vec{E} направлен вверх, то \vec{H} направлен вправо (смотрим вдоль направления, по которому распространяется волна). Еще через $1/4$ периода оба вектора одновременно обращаются в нуль. Затем опять достигают наибольшего значения, но на этот раз \vec{E} направлен вниз, а \vec{H} влево. И, наконец, по завершении периода колебания векторы снова обращаются в нуль. Такие изменения векторов \vec{E} и \vec{H} происходят во всех точках пространства, но со сдвигом по фазе, определяемым расстоянием между точками, отсчитанными вдоль оси X (вдоль этой оси X направлен и вектор скорости \vec{V}).

Следовательно, электромагнитные волны поперечны, векторы напряженностей электрического и магнитного полей волн взаимно перпендикулярны и лежат в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{V} скорости распространения волны, причем эти три вектора образуют правовинтовую систему.

1.6 Энергия электромагнитных волн

Электромагнитные волны переносят энергию. Плотность потока энергии можно получить, умножив плотность энергии на скорость волны.

Рассмотрим случай, когда электромагнитная волна распространяется в вакууме. В этом случае скорость волны равна $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Плотность энергии электромагнитного поля ω складывается из плотности энергии электрического поля и плотности энергии магнитного поля:

$$\omega = \omega_E + \omega_H = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu_0 H^2}{2}. \quad (1.30)$$

Так как для данной точки пространства векторы \vec{E} и \vec{H} изменяются в одинаковой фазе, то соотношение (1.28) между амплитудными значениями E и H справедливо и для их мгновенных значений. Положив в (1.28) $\varepsilon = \mu = 1$, придем к соотношению

$$E\sqrt{\varepsilon_0} = H\sqrt{\mu_0}. \quad (1.31)$$

Отсюда следует, что плотности энергии электрического и магнитного полей волны в каждый момент времени одинаковы: $\omega_E = \omega_H$.

С учетом (1.31) выражению (1.30) можно придать вид

$$\omega = \frac{1}{2}(E\sqrt{\varepsilon_0})(E\sqrt{\varepsilon_0}) + \frac{1}{2}(H\sqrt{\mu_0})(H\sqrt{\mu_0}) = \sqrt{\varepsilon_0\mu_0}EH = \frac{1}{c}EH$$

Умножив найденное выражение для ω на скорость волны c , получим S - модуль плотности потока энергии:

$$S = \omega c = EH \quad (1.32)$$

Векторы \vec{E} и \vec{H} взаимно перпендикулярны и образуют с направлением распространения волны правовинтовую систему. Поэтому направление вектора $[\vec{E} \cdot \vec{H}]$ совпадает с направлением переноса энергии, а модуль этого вектора равен произведению модулей $|\vec{E}|$ и $|\vec{H}|$. Следовательно, *вектор плотности потока электромагнитной энергии можно представить как векторное произведение \vec{E} и \vec{H} :*

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]. \quad (1.33)$$

Вектор \vec{S} называется вектором Пойнтинга. Направление вектора \vec{S} совпадает с направлением переноса энергии электромагнитной волны.

Можно показать, что формула (1.33) оказывается справедливой и в случае, когда электромагнитная волна распространяется в диэлектрической или проводящей среде. Поток Φ электромагнитной энергии через некоторую поверхность F можно найти с помощью интегрирования модуля вектора Пойнтинга по поверхности

$$\Phi = \int_F S dF, \quad (1.34)$$

где вследствие того, что буквой S принято обозначать вектор Пойнтинга, нам пришлось обозначить поверхность буквой F .

В качестве примера на применение формул (1.33) и (1.34) рассмотрим участок однородного цилиндрического проводника, по которому течет постоянный ток, плотность которого \vec{J} .

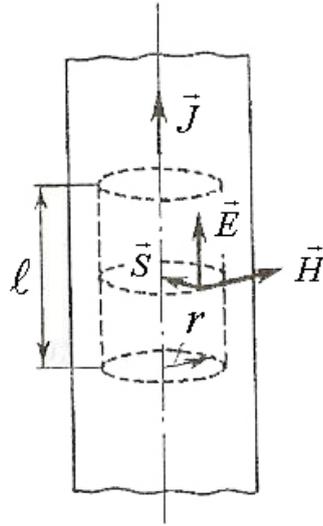


Рис. 1.5

Вначале будем считать, что на этом участке сторонние силы отсутствуют. Тогда, согласно закону Ома в дифференциальной форме, в каждой точке проводника выполняется соотношение

$$j = \sigma E = \frac{1}{\rho} E. \quad (1.35)$$

Постоянный ток распределяется по сечению провода с одинаковой плотностью. Следовательно, электрическое поле в пределах изображенного на рисунке участка проводника будет однородным. Выделим мысленно внутри проводника цилиндрический объем радиуса r и длиной ℓ . В каждой точке боковой поверхности этого цилиндра вектор \vec{H} перпендикулярен к вектору \vec{E} и направлен по касательной к поверхности. Модуль вектора \vec{H} равен $jr/2$, т.к., согласно теореме Стокса, $2\pi rH = j\pi r^2$. Таким образом, вектор (1.33) в каждой точке поверхности направлен к оси провода и имеет модуль

$S = EH = E \frac{jr}{2}$. Умножив S на боковую поверхность цилиндра F , равную $2\pi r\ell$,

найдем, что внутри рассматриваемого нами объема втекает поток электромагнитной энергии

$$\Phi = SF = \frac{1}{2} Ejr \cdot 2\pi r l = Ej \cdot \pi r^2 l = Ej \cdot V, \quad (1.36)$$

где V – объем цилиндра.

Согласно дифференциальной форме закона Джоуля-Ленца, $Ej = \rho j^2$ есть количество теплоты, выделяющееся в единицу времени в единице объема проводника. Следовательно, равенство (1.36) указывает на то, что энергия, выделяющаяся в виде ленц-джоулевой теплоты, поступает в проводник через его боковую поверхность в виде энергии электромагнитного поля. По мере проникновения в глубь проводника поток энергии постепенно ослабляется (уменьшается и вектор Пойнтинга, и поверхность, через которую течет поток) за счет поглощения энергии и превращения ее в теплоту.

Резюмируя, можно сказать, что в замкнутой цепи постоянного тока энергия от участков, где действуют сторонние силы, передается другим участкам цепи не вдоль проводников, а через окружающее проводники пространство в виде потока электромагнитной энергии, характеризуемого вектором \vec{S} .

Вектор плотности потока электромагнитной энергии направлен в сторону распространения электромагнитной волны, а его модуль энергии равен энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения волны.

1.7 Импульс электромагнитных волн

Если электромагнитные волны поглощаются или отражаются телами (эти явления подтверждены опытами Герца), то из теории Максвелла следует, что электромагнитные волны должны оказывать на тела давление, передавая некоторый импульс. Давление электромагнитных волн объясняется тем, что под действием электрического поля волны заряженные частицы вещества начинают упорядоченно двигаться и подвергаются со стороны магнитного поля действию силы Лоренца, величину которой в расчете на единицу объема тела можно найти по формуле

$$\vec{F}_{ед.об} = [j\vec{B}] = \mu_0[j\vec{H}].$$

Направление этой силы совпадает с направлением распространения волны.

Поверхностному слою с площадью, равной единице, и толщиной $d\ell$ сообщается в единицу времени импульс dK

$$dK = F_{ед.об}d\ell = \mu_0 jHd\ell, \quad (1.37)$$

векторы \vec{J} и \vec{H} взаимно перпендикулярны. В этом же слое в единицу времени поглощается энергия

$$dW = jEd\ell, \quad (1.38)$$

выделяющаяся в виде теплоты. Импульс (1.37) и энергия (1.38) сообщаются слою волной. Возьмем их отношение, опустив за ненадобностью символ d :

$$\frac{K}{W} = \mu_0 \frac{H}{E}.$$

Приняв во внимание, что $\mu_0 H^2 = \varepsilon_0 E^2$, получим

$$\frac{K}{W} = \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \frac{1}{c}.$$

Отсюда вытекает, что *электромагнитная волна, несущая энергию W , обладает импульсом K* и эти величины связаны соотношением (1.39)

$$K = \frac{1}{c}W. \quad (1.39)$$

Такая же связь между энергией и импульсом имеет место для частиц с нулевой массой. Это не удивительно, поскольку согласно квантовым представлениям электромагнитная волна эквивалентна потоку фотонов, т.е. частиц, масса которых равна нулю.

Из (1.38) следует, что *плотность импульса (т. е. импульс единицы объема) электромагнитного поля равна*

$$K_{\text{ед.об}} = \frac{1}{c}\omega. \quad (1.40)$$

Плотность энергии связана с модулем вектора Пойнтинга соотношением $S = \omega \cdot c$. Заменяя в (1.40) ω на S/c и учитывая, что направления векторов \vec{K} и \vec{S} совпадают, можно записать формулу вычисления плотности импульса

$$\vec{K}_{\text{ед.об}} = \frac{1}{c^2}\vec{S} = \frac{1}{c^2}[\vec{E}\vec{H}]. \quad (1.41)$$

1.8 Излучение электромагнитных волн

Как было установлено, источниками света, как и вообще электромагнитного излучения, являются заряженные частицы. Простейшей системой, излучающей электромагнитные волны, является колеблющийся

электрический диполь. Примером такого диполя может служить система, образованная неподвижным точечным зарядом $+q$ и колеблющимся около него точечным зарядом $-q$. Дипольный электрический момент этой системы изменяется со временем по закону

$$p = -qr = -qle \cos \omega t = p_m \cos \omega t, \quad (1.42)$$

где \vec{r} — радиус-вектор заряда $-q$, ℓ — амплитуда колебаний, \vec{e} — единичный вектор, направленный вдоль оси диполя, $p_m = -qle$.

Ознакомление с подобной излучающей системой особенно важно в связи с тем, что многие вопросы взаимодействия излучения с веществом могут быть объяснены классически, исходя из представления об атомах как о системах зарядов, в которых содержатся электроны, способные совершать гармонические колебания около положения равновесия.

Рассмотрим излучение диполя, размеры которого малы по сравнению с длиной волны ($l \ll \lambda$). Такой диполь называется элементарным. На рис.1.6 он изображен в виде маленького прямоугольника. В непосредственной близости от диполя картина электромагнитного поля очень сложна. Она сильно упрощается в так называемой волновой зоне диполя, которая начинается на расстояниях r , значительно превышающих длину волны ($r \gg \lambda$). Если волна распространяется в однородной изотропной среде, то волновой фронт в волновой зоне будет сферическим. Векторы \vec{E} и \vec{H} в каждой точке взаимно перпендикулярны и перпендикулярны к лучу, т. е. радиусу-вектору, проведенному в данную точку из центра диполя, как показано на рис.1.6а).

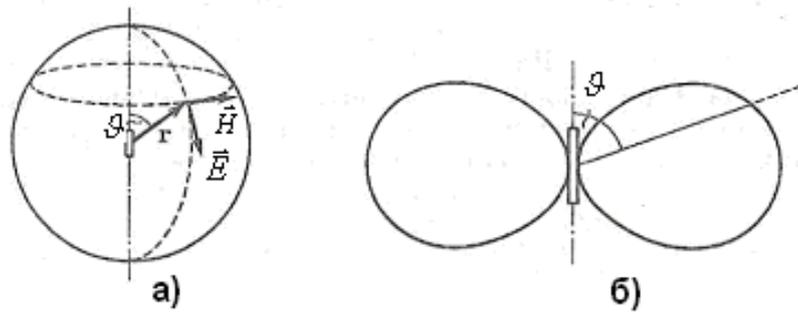


Рис. 1.6

Назовем сечения волнового фронта плоскостями, проходящими через ось диполя, меридианами, а плоскостями, перпендикулярными к оси диполя, — параллелями. Тогда можно сказать, что вектор \vec{E} в каждой точке волновой зоны направлен по касательной к меридиану, а вектор \vec{H} — по касательной к параллели. Если смотреть вдоль луча r , то мгновенная картина волны будет такой же, как на рисунке, с тем отличием, что амплитуда при перемещении вдоль луча постепенно убывает.

В каждой точке векторы \vec{E} и \vec{H} колеблются по закону $\cos(\omega t - kr)$. Амплитуды E_m и H_m зависят от расстояния r до излучателя и от угла ϑ между направлением радиуса-вектора \vec{r} и осью диполя. Эта зависимость для вакуума имеет следующий вид:

$$E_m \sim H_m \sim \frac{1}{r} \sin \vartheta.$$

Среднее значение плотности потока энергии $\langle S \rangle$ пропорционально произведению $E_m \cdot H_m$, следовательно,

$$\langle S \rangle \sim \frac{1}{r^2} \sin^2 \vartheta. \quad (1.43)$$

Из этой формулы вытекает, что интенсивность волны изменяется вдоль луча (при $\vartheta = const$) обратно пропорционально квадрату расстояния от излучателя. Кроме того, она зависит от угла ϑ . Сильнее всего излучает диполь в направлениях, перпендикулярных к его оси, т.е. при ($\vartheta = \pi/2$). В направлениях, совпадающих с осью ($\vartheta = 0$ и π), диполь не излучает. Зависимость интенсивности от угла ϑ очень наглядно изображается с помощью диаграммы направленности диполя (рис.1.6б). Соответствующий расчет показывает, что мощность излучения диполя P (т.е. энергия, излучаемая по всем направлениям в единицу времени) пропорциональна квадрату второй производной дипольного момента по времени:

$$P \sim \ddot{p}^2. \quad (1.44)$$

Согласно формуле (1.42) $\ddot{p} = p_m^2 \omega^4 \cos^2 \omega t$. Подстановка этого значения в (1.44) дает

$$P \sim p_m^2 \omega^4 \cos^2 \omega t. \quad (1.45)$$

Усреднив это выражение по времени, получим

$$\langle P \rangle \sim p_m^2 \omega^4. \quad (1.46)$$

Таким образом, средняя мощность излучения диполя пропорциональна квадрату амплитуды электрического момента диполя и четвертой степени частоты. Поэтому при малой частоте излучение электрических систем (например, линий передачи переменного тока промышленной частоты) бывает незначительным.

Согласно (1.42) $\ddot{p} = -q\ddot{r} = -qw$, где w — это ускорение колеблющегося заряда. Подстановка этого выражения для \ddot{p} в формулу (1.44) дает, что

$$P \sim q^2 \omega^2. \quad (1.47)$$

Эта формула определяет мощность излучения не только при колебаниях, но и при произвольном движении заряда. *Всякий заряд, движущийся с ускорением, возбуждает электромагнитные волны, причем мощность излучения пропорциональна квадрату заряда и квадрату ускорения.* Например, электроны, ускоряемые в бетатроне, теряют энергию за счет излучения, обусловленного в основном центростремительным ускорением $\omega_n = v^2/r$. Согласно формуле (1.47), количество теряемой энергии, сильно растет с увеличением скорости электронов в бетатроне, поэтому возможное ускорение электронов в бетатроне ограничено пределом ~ 500 МэВ (при скорости, соответствующей этому значению, потери на излучение становятся равными энергии, сообщаемой электронам вихревым электрическим полем).

Заряд, совершающий гармонические колебания, излучает монохроматическую волну с частотой, равной частоте колебаний заряда. Если же ускорение заряда w изменяется не по гармоническому закону, излучение состоит из набора волн различных частот.

Согласно формуле (1.47) интенсивность обращается в нуль при $\omega=0$. Следовательно, электрон, движущийся с постоянной скоростью, не излучает электромагнитных волн. Это, однако, справедливо лишь в том случае, если

скорость электрона $V_{эл}$ не превышает скорости света $V_{св} = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ в той среде, в которой движется электрон. В случае, когда $V_{эл} > V_{св}$, наблюдается излучение, открытое в 1934 г. Вавиловым С.И. и Черенковым П.А..

1.9 Световые волны

В волновой оптике свет рассматривают как электромагнитные волны, распространяющиеся в веществе. Под светом понимают не только видимый свет, но и примыкающие к нему широкие области спектра электромагнитного излучения – инфракрасную и ультрафиолетовую. *Видимое, инфракрасное и ультрафиолетовое излучения составляют так называемую оптическую область спектра* в широком смысле этого слова. Выделение такой области обусловлено не только близостью соответствующих участков спектра, но и сходством методов и приборов, применяющихся для ее исследования и разработанных исторически главным образом при изучении видимого спектра.

В оптической области спектра частоты электромагнитного излучения уже перестают быть малыми по сравнению с собственными частотами атомов и молекул, а длины волн большими по сравнению с молекулярными размерами и межмолекулярными расстояниями. Благодаря этому в этой области спектра становятся существенными явления, обусловленные атомистическим строением вещества, что влияет на величину скорости распространения электромагнитных волн в этом веществе.

В электромагнитной волне колеблются векторы \vec{E} и \vec{H} . Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, электрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрического вектора. В соответствии с этим, будем в дальнейшем говорить о **световом векторе, подразумевая под ним вектор напряженности электрического поля \vec{E}** . Модуль амплитуды светового вектора будем обозначать, как правило, буквой A или E_m . Соответственно, изменение во времени и пространстве проекции светового вектора на направление, вдоль которого он колеблется, будет описываться уравнением

$$E = A \cos(\omega t - kr + \alpha), \quad (1.48)$$

где k – волновое число, r – расстояние, отсчитываемое вдоль направления распространения световой волны, α – начальная фаза. Для плоской волны, распространяющейся в не поглощающей среде, модуль амплитуды $A = const$; для сферической волны A убывает как $\frac{1}{r}$ и т.д..

Отношение скорости c световой волны в вакууме к фазовой скорости V в некоторой среде называется абсолютным показателем преломления этой среды и обозначается буквой n

$$n = \frac{c}{V}. \quad (1.49)$$

Сравнение с формулой (1.15) дает $n = \sqrt{\epsilon\mu}$. Для большинства прозрачных веществ μ практически не отличается от единицы, поэтому можно считать, что $n = \sqrt{\epsilon}$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость среды.

Формула (1.59) связывает оптические свойства вещества с его электрическими свойствами. Значение показателя преломления n характеризует *оптическую плотность среды*. Среда с большим значением абсолютного показателя преломления называется оптически более плотной, чем среда с меньшим значением. Соответственно, среда с меньшим значением абсолютного показателя преломления называется оптически менее плотной, чем среда с большим значением абсолютного показателя преломления.

Длины волны видимого света в вакууме (воздухе) заключены в пределах $\lambda_0 = (0,40 \div 0,76)$ мкм. В веществе длины световых волн будут другими. В случае колебаний частоты ν длина волны в вакууме равна $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$.

В среде, в которой фазовая скорость световой волны $V = \frac{c}{n}$, длина волны имеет значение $\lambda = \frac{V}{\nu} = \frac{c}{n\nu} = \frac{\lambda_0}{n}$. Таким образом, длина световой волны λ в среде с показателем преломления n связана с длиной волны λ_0 в вакууме соотношением

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (1.50)$$

Частоты видимых световых волн лежат в пределах $\nu = (0,39 \div 0,75) \cdot 10^{15}$ Гц. Частота изменений вектора плотности потока энергии, переносимой волной, будет ещё больше (она равна 2ν). Ни глаз, ни какой-либо иной приемник световой энергии не может уследить за столь

частыми изменениями потока энергии, вследствие чего они регистрируют усредненный по времени поток. *Модуль среднего по времени значения плотности потока энергии, переносимой световой волной, называется интенсивность света I в данной точке пространства.* Плотность потока электромагнитной энергии определяется вектором Пойнтинга \vec{S} , следовательно,

$$I = \langle \vec{S} \rangle. \quad (1.51)$$

Учитывая (1.28) и (1.34), можно записать, что

$$I \sim nE_m^2 = nA^2. \quad (1.52)$$

Следовательно, *интенсивность света пропорциональна показателю преломления среды и квадрату амплитуды световой волны.* При рассмотрении распространения света в однородной среде можно считать, что интенсивность просто пропорциональна квадрату амплитуды световой волны

$$I \sim A^2. \quad (1.53)$$

Однако, в случае прохождения света через границу раздела сред, выражение для интенсивности, не учитывающее множитель n , приводит к не сохранению светового потока.

Линии, вдоль которых распространяется световая волна, называются лучами. Усредненный вектор Пойнтинга $\langle \vec{S} \rangle$ направлен в каждой точке по касательной к лучу. В изотропных средах направление $\langle \vec{S} \rangle$ совпадает с нормалью к волновой поверхности, т.е. с направлением волнового вектора k . Следовательно, *лучи перпендикулярны к волновым поверхностям.*

Несмотря на то, что световые волны поперечны, они обычно не обнаруживают асимметрии относительно луча. Это обусловлено тем, что в *естественном свете* (т.е. свете, испускаемом обычными источниками) имеются колебания, совершающиеся в самых разных направлениях, перпендикулярных к лучу. Излучение светящегося тела складывается из волн, испускаемых его атомами. Процесс излучения отдельного атома продолжается около 10^{-8} секунд. За это время успевает образоваться последовательность «горбов» и «впадин» (или, как говорят, цуг волн) протяженностью примерно 3 м . «Погаснув», атом через некоторое время «вспыхивает» вновь. Одновременно «вспыхивают» много атомов и возбуждаемые ими цуги волн, налагаясь друг на друга, образуют испускаемую телом световую волну. Плоскость колебаний для каждого цуга ориентирована случайным образом. Поэтому в *результатирующей волне колебания различных направлений представлены с равной вероятностью – это естественный свет.*

Для возбуждения оптического излучения (световых волн) применяют следующие процессы:

- свечение раскаленных твердых тел (тепловое излучение), что во всех случаях обеспечивает испускание сплошного спектра;
- свечение возбужденных газов (квантовые переходы внешних электронов в атомах и молекулах приводят к возникновению атомных и молекулярных спектров);

- свечение различных тел, вызванное бомбардировкой тел электронами и другими заряженными частицами (люминесценция);
- чрезвычайно большие возможности открылись при использовании в оптических экспериментах лазеров (квантовых оптических генераторов), излучающих спектральную линию большой яркости и обладающих особым свойством источников света – когерентностью.

2 ЭЛЕМЕНТЫ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

2.1 Основные законы геометрической оптики

Из всех физических явлений, непосредственно окружающих человека, распространение света является наиболее удивительным. Обнаружение волновой природы света и объяснение на ее основе прямолинейного характера распространения света явилось заметным достижением физики XIX века и произошло благодаря усилиям выдающихся физиков того времени - Юнга, Френеля, Араго, Малюса многих других.

Прямолинейное распространение света реализуется в обычно наблюдаемой ситуации, когда длина световой волны мала по сравнению с размерами какого-либо рассматриваемого участка волнового фронта. При этом условии волновой характер света практически не проявляется, и можно рассматривать только лучи света.

Световым лучом называют линию, вдоль которой распространяется энергия, переносимая световой волной.

Раздел оптики, в котором рассматривают прохождение и преобразование световых лучей в различных средах, называется геометрической или лучевой оптикой. Геометрическая оптика занимается изучением хода световых лучей в однородных прозрачных средах. В рамках геометрической оптики могут быть поняты простейшие оптические явления, например, возникновение теней и получение изображений в оптических приборах.

В основе геометрической оптики лежат четыре установленных опытным путем непрерывно связанных друг с другом закона, определяющих ход световых лучей в различных условиях распространения света: 1.Закон прямолинейного распространения света; 2.Закон независимости световых пучков; 3.Закон отражения света; и 4.Закон преломления света.

1.Закон прямолинейного распространения света: в однородной среде свет распространяется по прямым линиям.

Закон прямолинейности световых лучей базируется на принципе, установленном в XVII веке французским ученым Ферма. **Принцип Ферма** гласит: *свет всегда распространяется по пути, требующего наименьшего времени на его прохождение.* В соответствии с этим принципом, путь световой волны в однородной изотропной среде должен быть минимальным, а значит, световая волна в такой среде распространяется по прямой линии. Опытным доказательством этого закона могут служить резкие тени,

отбрасываемые непрозрачными телами, освещаемыми **точечными источниками света**, то есть *источниками, размер которых весьма мал по сравнению с размерами освещаемого тела и расстоянием до него.*

Соотношение между концом предмета и его тенью при освещении точечным источником света S соответствует геометрической проекции, построенной при помощи прямых линий (рис.2.1).

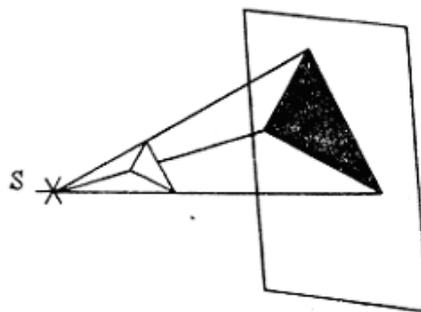


Рис.2.1

2. **Закон независимости световых пучков:** *распространение всякого светового пучка в среде совершенно не зависит от того, есть в нем другие пучки света или нет.* Закон независимости световых пучков утверждает, что эффект, производимый каждым из лучей, не зависит от того, действуют другие лучи или нет, т.е. при пересечении лучей, идущих от разных точек объекта, они не «возмущают» друг друга, а распространяются независимо.

Этот закон необходимо дополнить утверждением, определяющим совместное действие световых пучков при их наложении друг на друга. Это утверждение состоит в том, что *освещенность экрана, создаваемая несколькими световыми пучками, равна сумме освещенностей, создаваемых*

каждым пучком в отдельности. Нарушения справедливости этого утверждения имеют место в явлениях интерференции света.

Закон независимости световых лучей справедлив при не очень большой световой энергии. Если энергия пересекающихся световых лучей велика, как например, у лазерных световых пучков, то закон независимости световых пучков нарушается, поскольку они теперь влияют на ход друг друга, изменяя его.

3. Если на пути распространения световых лучей встречается какая – либо преграда, то возможны следующие явления: отражение, преломление или поглощение света веществом преграды. В принципе, все эти явления всегда имеют место, но в зависимости от преобладания одного из них над остальными говорят об отражении или преломлении света, или о поглощении света.

Отражением света называют изменение направления световой волны при падении её на границу раздела сред, в результате чего волна распространяется обратно в первую среду. Благодаря отражению света тела, не являющиеся источниками света, становятся видимыми. Явление отражения света, как и закон отражения, иллюстрирует рис.2.2.

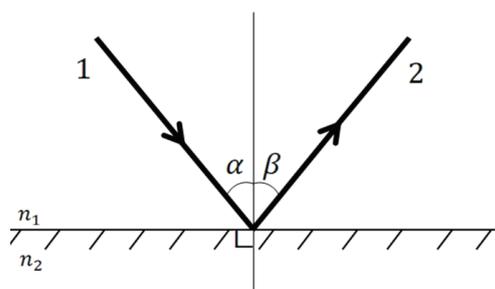


Рис. 2.2

Заштрихованная горизонтальная линия на рис. 2.2 изображает границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 . Луч 1 – это луч падающий, луч 2 – это луч отраженный. Вертикальная линия – это перпендикуляр, восстановленный в точку падения луча на границе раздела двух сред. *Угол α между падающим лучом и перпендикуляром, проведенным в точку падения луча к отражающей поверхности, называют углом падения.* *Угол β между отраженным лучом и этим же перпендикуляром называют углом отражения.*

Закон отражения света: луч падающий и луч отраженный лежат в одной плоскости с перпендикуляром к отражающей поверхности проведенным в точку падения луча (по разные стороны от него), причем угол падения равен углу отражения:

$$\alpha = \beta. \quad (2.1)$$

В случае, если луч падает перпендикулярно отражающей поверхности, то угол падения луча равен нулю, но тогда и угол отражения тоже равен нулю. В таком случае отраженный луч совпадает с падающим, распространяясь ему навстречу.

Если источник света приближается к отражающей поверхности или удаляется от нее, то наблюдается эффект Доплера – изменение частоты световой волны, вследствие чего угол падения становится отличен от угла отражения.

Если на зеркальную поверхность падает пучок параллельных лучей, то после отражения они останутся параллельными – это пример зеркального

отражения. Если отражающая поверхность шероховатая, то ее неровности можно рассматривать как крошечные зеркала, расположенные относительно друг друга под разными углами. Параллельный падающий пучок света после отражения рассеивается и такое отражения часто называют диффузным. Отраженные лучи уносят световую энергию обратно в первую среду. Эта энергия тем больше, чем больше энергия падающих лучей, и чем меньше поглощение и преломление света отражающей поверхностью.

4. *Преломлением света называют изменение направления световых лучей при переходе света из одной прозрачной среды в другую* (рис. 2.3)

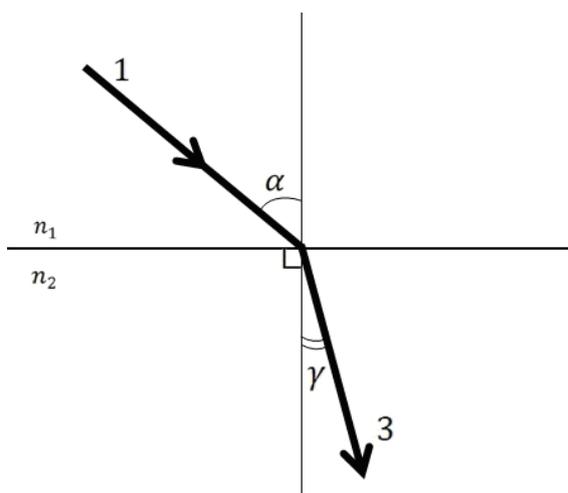


Рис. 2.3

Ту среду, в которой лежит падающий луч (1) условно назовём *первой средой*, а ту среду, в которой лежит преломленный луч (3), *второй средой*.

Угол γ между преломленным лучом и перпендикуляром, проведенным в точку падения луча к преломляющей поверхности, называют углом преломления.

Закон преломления света: луч падающий и луч преломленный лежат в одной плоскости с перпендикуляром, проведенным в точку падения луча к границе раздела сред, по разные стороны от перпендикуляра; отношение

синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных двух сред:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21}, \quad (2.2)$$

где n_{21} – **относительный показатель преломления второй среды относительно первой**, который равен отношению абсолютного показателя преломления n_2 второй среды к абсолютному показателю преломления n_1 первой среды

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.3)$$

Поскольку $n_1 = c/v_1$ и $n_2 = c/v_2$, формулу расчета n_{21} можно записать в виде

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (2.4)$$

где v_1 и v_2 – скорости распространения светового луча в первой и во второй средах, соответственно. Из последней формулы (2.4) следует физический смысл **относительного показателя преломления сред** – он показывает, во сколько раз изменяется скорость света при переходе из первой среды во вторую. Тогда формулу закона преломления света (2.2) можно записать в виде

$$\boxed{\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}} \quad \text{или} \quad \boxed{\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{v_1}{v_2}}. \quad (2.5)$$

Та среда, у которой абсолютный показатель преломления больше, называется оптически более плотной средой. Если луч переходит из

оптически мене плотной среды в оптически более плотную среду, то угол падения больше угла преломления. Это показано на рис.2.3, где $n_2 > n_1$ (например, воздух – стекло), $\alpha > \gamma$ и в этом случае преломленный луч располагается ближе к перпендикуляру, чем луч падающий.

При явлениях преломления и отражения световых лучей соблюдается *закон взаимности или закон обратимости лучей*: при изменении хода световых лучей на обратное, взаимное расположение лучей не меняется. Из этого закона следует, что если луч пустить в обратном направлении, то есть из воды в воздух, то падающий и преломленный лучи просто поменяются местами: падающий луч пойдет в обратном направлении преломленному, а преломленный – по падающему.

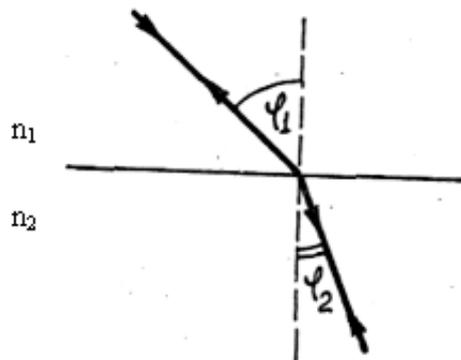


Рис. 2.4

На рис.2.4 рассмотрены два случая распространения света:

- если луч света распространяется из среды n_1 в среду n_2 (стрелочки направлены вниз), то φ_1 – угол падения, φ_2 – угол преломления и $\varphi_1 > \varphi_2$:
- если луч света распространяется из среды n_2 в среду n_1 (стрелочки направлены вверх), то φ_2 – угол падения, φ_1 – угол преломления и $\varphi_2 > \varphi_1$:

преломления и $\varphi_2 < \varphi_1$ (луч переходит из оптически более плотной среды в оптически менее плотную и угол падения меньше угла преломления).

Рис. 2.5 иллюстрирует случай, когда луч света переходит из оптически более плотной среды в оптически менее плотную, $n_1 > n_2$.

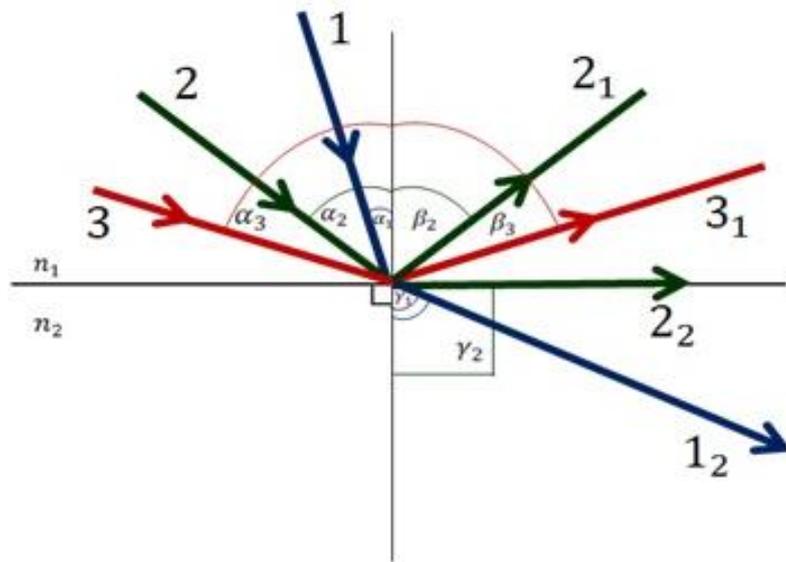


Рис. 2.5

При увеличении (обозначение лучей при этом возрастает от 1 до 3) угла падения луча на границу раздела сред угол преломления тоже будет увеличиваться, оставаясь больше угла падения. Преломление света обычно сопровождается отражением от границы раздела сред, поскольку преломляющая поверхность, как правило, гладкая. При этом энергия падающего луча равна сумме энергий отраженного и преломленного лучей (если пренебречь поглощением средой энергии). Яркость и энергия отраженного луча в рассматриваемом эксперименте будут возрастать, а яркость и энергия преломленного луча – уменьшаться. При некотором угле

падения $\varphi = \alpha_{\text{пред}}$ (на рис.2.5 это показано для луча 2) преломленный луч (2₂) ляжет на границу раздела сред и угол преломления станет равным 90° . Было установлено, что по мере увеличения угла падения интенсивность отраженного луча растет, а интенсивность преломленного убывает, обращаясь в нуль при предельном угле. При углах падения, заключенных в пределах от $\alpha_{\text{пред}}$ до 90° , световая волна проникает во вторую среду на расстояние порядка длины волны и затем снова возвращается в первую среду. *Явление полного внутреннего отражения наблюдается при падении света на границу раздела оптически более плотной среды и менее плотной среды, когда падающий луч полностью отражается обратно в первую среду* (на рис.2.5 это показано для падающего луча 3 и его отраженного луча 3₁).

Предельный угол полного внутреннего отражения – это такой угол падения, при котором преломленный луч скользит вдоль границы раздела сред и угол преломления равен 90° . Формула для определения такого угла выводится с применением закона преломления света (2.5) для рассматриваемого случая

$$\frac{\sin \alpha_{np}}{\sin 90^\circ} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \sin \alpha_{np} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (2.6)$$

Когда луч света переходит из прозрачной среды с абсолютным показателем преломления n в вакуум (воздух), то формула (2.6) в этом случае ($n_1=n$, $n_2=1$) имеет вид

$$\boxed{\sin \alpha_{np} = n.} \quad (2.7)$$

Явление полного внутреннего отражения используется при изготовлении *световодов* – трубок, оболочка которых изготовлена из вещества, оптически менее плотного, чем световедущая жила из стеклянного волокна. На границе раздела между оболочкой и световедущей жилой световой луч испытывает многократное полное отражение и таким образом практически без потерь энергии доходит до освещаемого объекта. Такие световоды используют в медицине для обследования и лечения внутренних органов без хирургического вмешательства (эндоскопы), а также на производстве для освещения недоступных участков.

5. На законах преломления основан принцип действия разнообразных оптических устройств, служащих для задания световым лучам нужного направления. Для примера рассмотрим ход лучей в плоскопараллельной пластинке и в призме.

1). *Плоскопараллельная пластинка* – изготовленная из прозрачного вещества пластинка с двумя параллельными плоскими гранями. Пусть пластинка изготовлена из вещества, оптически более плотного, чем окружающая среда. Предположим, что в воздухе ($n_1=1$) находится стеклянная пластинка ($n_2>1$), толщина которой d (рис.2.6).

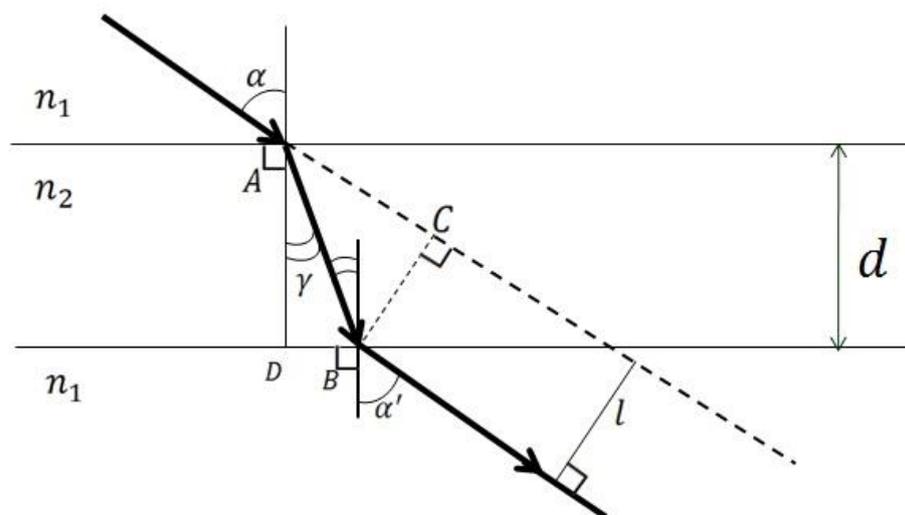


Рис. 2.6

Пусть луч падает на верхнюю грань этой пластинки. В точке A он преломится и пойдет в стекле по направлению AB . В точке B луч снова преломится и выйдет из стекла в воздух. Докажем, что луч из пластинки выходит под тем же углом, под каким падает на нее. Для точки A закон преломления имеет вид: $\sin\alpha/\sin\gamma = n_2/n_1$, и так как $n_1=1$, то $n_2 = \sin\alpha/\sin\gamma$. Для точки B закон преломления следующий: $\sin\gamma/\sin\alpha_1 = n_1/n_2 = 1/n_2$. Сравнение формул дает равенство $\sin\alpha = \sin\alpha_1$, а значит, и $\alpha = \alpha_1$. Следовательно, луч выйдет из плоскопараллельной пластинки под таким же углом, под которым на неё упал. Однако луч, вышедший из пластинки, смещен относительно падающего луча на расстояние l , которое зависит от толщины пластинки, показателя преломления и угла падения луча на пластинку.

Вывод: *плоскопараллельная пластинка не меняет направление падающих на нее лучей, а лишь смещает их, если рассматривать преломленные лучи.*

2). *Треугольная призма* – это выполненная из прозрачного вещества призма, сечение которой представляет собой треугольник. Пусть призма изготовлена из материала оптически более плотного, чем окружающая среда (например, она из стекла, а вокруг – воздух). Тогда луч, упавший на её грань, преломившись, отклоняется к основанию призмы, поскольку он переходит в оптически более плотную среду и, значит, его угол падения φ_1 больше угла преломления φ_2 . Ход лучей в призме показан на рис.2.7.

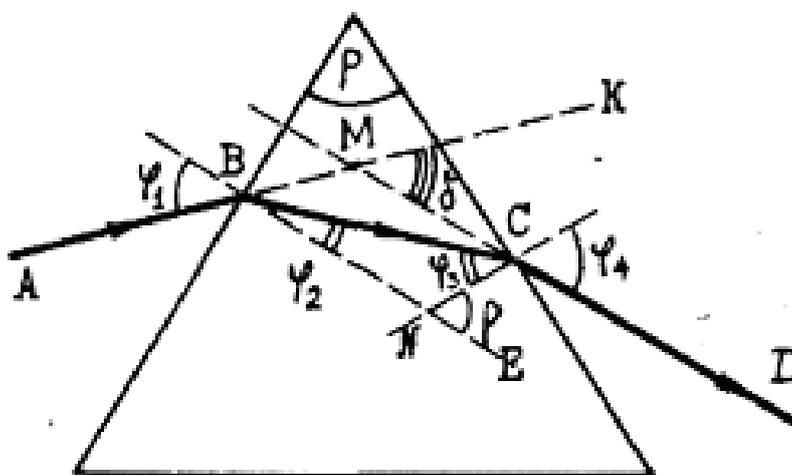


Рис. 2.7

Угол ρ при вершине призмы, лежащий между гранями на которых преломляется луч, называется *преломляющим углом призмы*; а сторона, лежащая против этого угла, - основанием призмы. Угол δ между направлениями продолжения луча, падающего на призму (AB) и луча (CD) вышедшего из нее, называется *углом отклонения луча призмой* – он показывает, как сильно призма изменяет направление падающих на нее лучей. Если известны угол ρ и показатель преломления призмы n , то по заданному углу падения φ_1 можно найти угол преломления на второй грани

φ_4 . В самом деле, угол φ_2 определяется из закона преломления $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2 = n$ (призма из материала с показателем преломления n помещена в воздух). В $\triangle BCN$ стороны BN и CN образованы прямыми, перпендикулярными к граням призмы, так что угол CNE равен углу p . Поэтому $\varphi_2 + \varphi_3 = p$, откуда $\varphi_3 = p - \varphi_2$ становится известным. Угол φ_4 определяется законом преломления: $\sin\varphi_3/\sin\varphi_4 = 1/n$.

Практически часто бывает нужно решать такую задачу: зная геометрию призмы (угол p) и определяя углы φ_1 и φ_4 , найти показатель преломления призмы n . Применяя законы геометрии, получаем: угол $MCB = \varphi_4 - \varphi_3$, угол $MBC = \varphi_1 - \varphi_2$; угол δ -внешний к $\triangle BMC$ и, следовательно, равен сумме углов MBC и MCB : $\delta = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) = \varphi_1 + \varphi_4 - p$, где учтено равенство $\varphi_3 + \varphi_2 = p$. Поэтому,

$$\delta = \varphi_1 + \varphi_4 - p. \quad (2.8)$$

Следовательно, угол *отклонения луча призмой тем больше, чем больше угол падения луча и чем меньше преломляющий угол призмы*. Сравнительно сложными рассуждениями можно показать, что при симметричном ходе луча сквозь призму (луч света в призме параллелен ее основанию) δ принимает наименьшее значение.

Предположим, что преломляющий угол (тонкая призма) и угол падения луча на призму малы. Запишем законы преломления на гранях призмы: $\sin\varphi_1/\sin\varphi_2 = n$, $\sin\varphi_3/\sin\varphi_4 = 1/n$. Учитывая, что для малых углов $\sin\varphi \approx \text{tg}\varphi \approx \varphi$, получим: $\varphi_1 = n\varphi_2$, $\varphi_4 = n\varphi_3$. подставив φ_1 и φ_3 , в формулу (2.8) для δ получим:

$$\delta = (n - 1)p. \quad (2.9)$$

Подчеркнем, что эта формула для δ верна лишь для тонкой призмы и при очень малых углах падения лучей.

2.2 Принципы получения оптических изображений

Геометрические принципы получения оптических изображений основываются только на законах отражения и преломления света, полностью отвлекаясь от его физической природы. При этом оптическую длину светового луча следует считать положительной, когда он проходит в направлении распространения света, и отрицательной в противоположном случае.

Если пучок световых лучей, исходящий из какой-либо точки S , в результате отражения и/или преломления сходится в точке S' , то S' считается *оптическим изображением* или просто *изображением точки S* . **Изображение называется действительным, если световые лучи действительно пересекаются в точке S'** . Если же в точке S' пересекаются продолжения лучей, проведенные в направлении, обратном распространению света, то **изображение называется мнимым**. При помощи оптических приспособлений мнимые изображения могут быть преобразованы в действительные. Например, в нашем глазу мнимое изображение преобразуется в действительное, получающееся на сетчатке глаза. Для примера рассмотрим получение оптических изображений с помощью 1) плоского зеркала; 2) сферического зеркала и 3) линз.

1. *Плоским зеркалом называют гладкую плоскую поверхность, зеркально отражающую лучи.* Построение изображения в плоском зеркале можно показать с помощью следующего примера. Построим, как виден в зеркале точечный источник света S (рис.2.8).

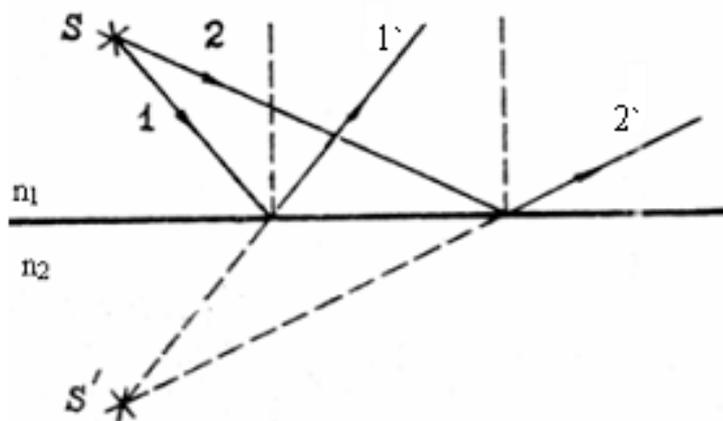


Рис. 2.8

Правило построения изображения следующее. Поскольку от точечного источника можно провести разные лучи, выберем два из них - 1 и 2 и найдем точку S' , где эти лучи сходятся. Очевидно, что сами отраженные $1'$ и $2'$ лучи расходятся, сходятся лишь их продолжения (см. пунктир на рис.2.8). Изображение получилось не от самих лучей, а от их продолжения, и является мнимым. Простым геометрическим построением легко показать, что изображение расположено симметрично по отношению к поверхности зеркала.

Вывод: *плоское зеркало дает мнимое изображение предмета, расположенное за зеркалом на таком же расстоянии от него, что и сам предмет.* Если два плоских зеркала расположены под углом φ друг к другу, то возможно получить несколько изображений источника света.

2. *Сферическим зеркалом* называется часть *сферической поверхности, зеркально отражающая свет*. Если зеркальной является внутренняя часть поверхности, то зеркало называют *вогнутым*, а если наружная, то *выпуклым*. На рис.2.9 показан ход лучей, падающих параллельным пучком на вогнутое сферическое зеркало.

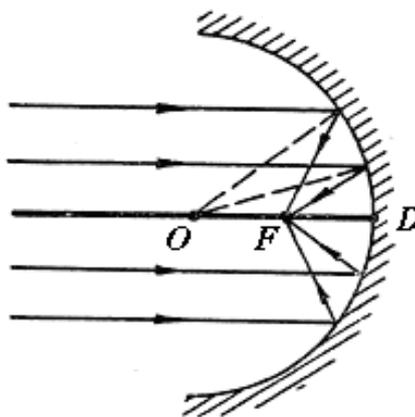


Рис. 2.9

Вершина сферического сегмента (точка D) называется *полюсом зеркала*. Центр сферы (точка O), из которой образовано зеркало, называется *оптическим центром зеркала*. Прямая, проходящая через центр кривизны O зеркала и его полюс D , называется главной оптической осью зеркала. Применяя закон отражения света, в каждой точке падения лучей на зеркало восстанавливают перпендикуляр к поверхности зеркала (этим перпендикуляром является радиус зеркала - пунктирная линия на рис. 2.9) и получают ход отраженных лучей. Лучи, падающие на поверхность вогнутого зеркала параллельно главной оптической оси, после отражения собираются в одной точке F , называемой *фокусом зеркала*, а расстояние от фокуса зеркала до его полюса - фокусным расстоянием f . Поскольку радиус сферы

направлен по нормали к ее поверхности, то, по закону отражения света, фокусное расстояние сферического зеркала определяют по формуле

$$f = \frac{R}{2}, \quad (2.10)$$

где R -радиус сферы (OD).

Для построения изображения необходимо выбрать два луча и найти их пересечение. В случае вогнутого зеркала такими лучами могут быть луч, отраженный от точки D (он идет симметрично с падающим относительно оптической оси), и луч, прошедший через фокус и отраженный зеркалом (он идет параллельно оптической оси); другая пара: луч, параллельный главной оптической оси (отражаясь, он пройдет через фокус), и луч, проходящий через оптический центр зеркала (он отразится в обратном направлении).

Для примера построим изображение предмета (стрелки AB), если он находится от вершины зеркала D на расстоянии, большем радиуса зеркала (радиус зеркала равен расстоянию $OD=R$). Рассмотрим чертеж, сделанный согласно описанному правилу построения изображения (рис.2.10).

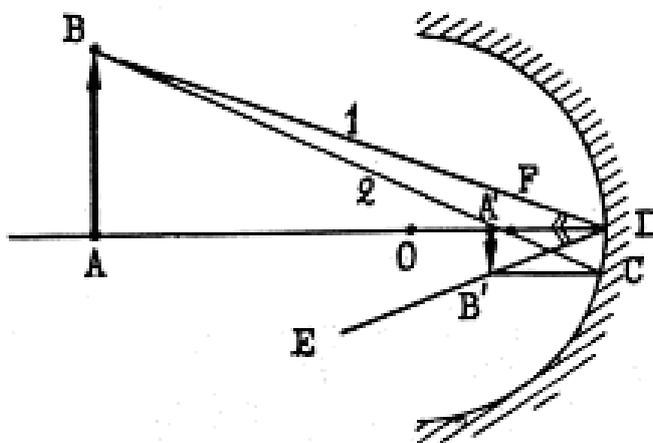


Рис. 2.10

Луч 1 распространяется от точки B до точки D и отражается по прямой DE так, что угол ADB равен углу ADE . Луч 2 от той же точки B распространяется через фокус до зеркала и отражается по линии $CB' \parallel DA$. Изображение действительное (образованное отраженными лучами, а не их продолжениями, как в плоском зеркале), перевернутое и уменьшенное.

Из простых геометрических расчетов можно получить соотношение между следующими характеристиками. Если a – расстояние от предмета до зеркала, откладываемое по главной оптической оси (на рис.2.10 – это AD), b – расстояние от зеркала до изображения (на рис.2.10 – это DA'), то $a/b = AB/A'B'$, и тогда фокусное расстояние f сферического зеркала определяют по формуле

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (2.11)$$

в которой b при мнимом изображении принимает отрицательное значение.

Оптической силой зеркала называется величина D , определяемая формулой

$$D = \frac{1}{f}. \quad (2.12)$$

Величина оптической силы измеряется в диоптриях (дптр); $1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}$.

3. *Линзой называют прозрачное тело, ограниченное сферическими поверхностями, радиус, по крайней мере, одной из которых не должен быть бесконечным.* Ход лучей в линзе зависит от радиуса кривизны линзы. Основными характеристиками линзы являются оптический центр, фокусы, фокальные плоскости. Пусть линза ограничена двумя сферическими

поверхностями, центры кривизны которых C_1 и C_2 , а вершины сферических поверхностей O_1 и O_2 .

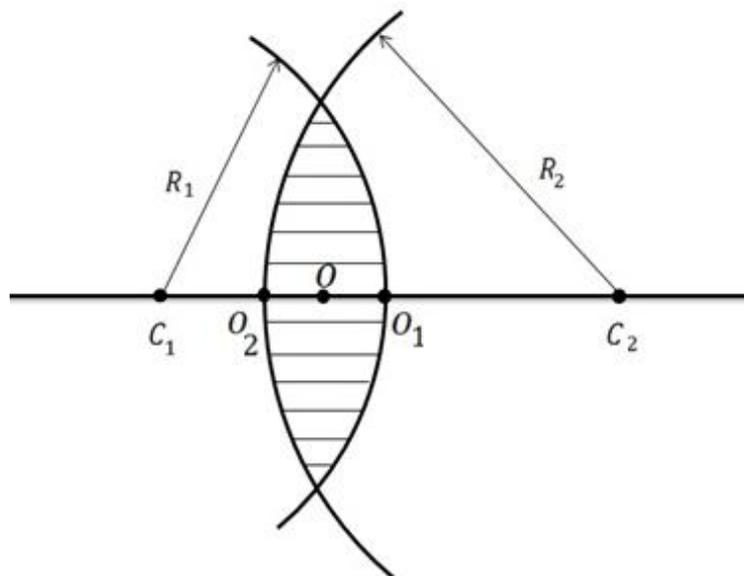


Рис. 2.11

На рис.2.11 схематично изображена двояковыпуклая линза; толщина линзы в середине больше, чем у краев. На рис.2.12 схематично изображена двояковогнутая линза (в середине она тоньше, чем у краев).

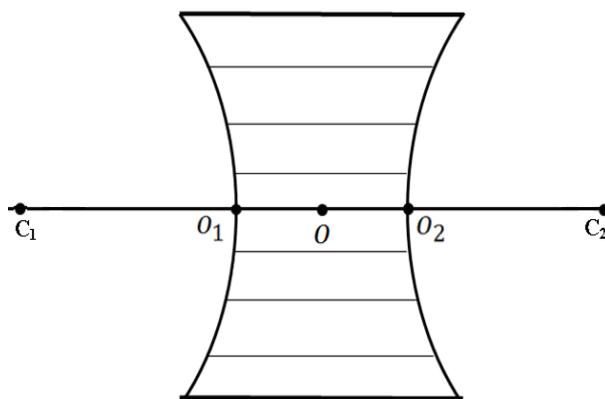


Рис. 2.12

Для тонкой линзы считают, что $O_1O_2 \ll C_1O_2$ и $O_1O_2 \ll C_2O_2$, т.е. практически точки O_1 и O_2 слиты в одну точку O , которая называется *оптическим центром линзы*. Прямая, проходящая через оптический центр

линзы, называется оптической осью. *Оптическая ось, проходящая через центры кривизны поверхностей линзы, называется главной оптической осью* (C_1C_2 , на рис.2.11 и 2.12). Лучи, идущие через оптический центр, не преломляются (не изменяют своего направления). Лучи, параллельные главной оптической оси двояковыпуклой линзы, после прохождения через нее пересекают главную оптическую ось в точке F (рис.2.13), которая называется главным фокусом линзы, а расстояние от этой точки до линзы f есть главное фокусное расстояние. Постройте самостоятельно ход хотя бы двух лучей, падающих на линзу параллельно главной оптической оси (стеклянная линза расположена в воздухе, учтите это при построении), чтобы доказать, что расположенная в воздухе линза является собирающей, если она двояковыпуклая, и рассеивающей, если линза двояковогнутая.

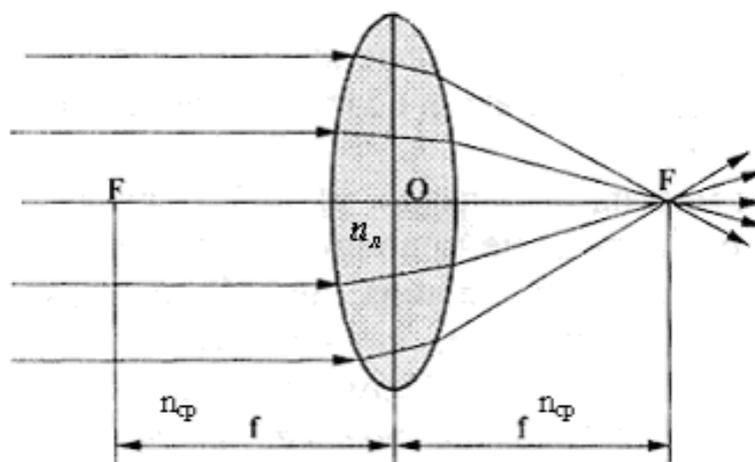


Рис. 2.13

В дальнейшем будем рассматривать так называемые *тонкие линзы*, в которых *толщина линзы значительно меньше ее высоты и преломление на обеих границах можно заменить одним преломлением.*

На рис. 2.14 показан ход лучей, соответственно, в тонкой собирающей а) и рассеивающей б) линзах:

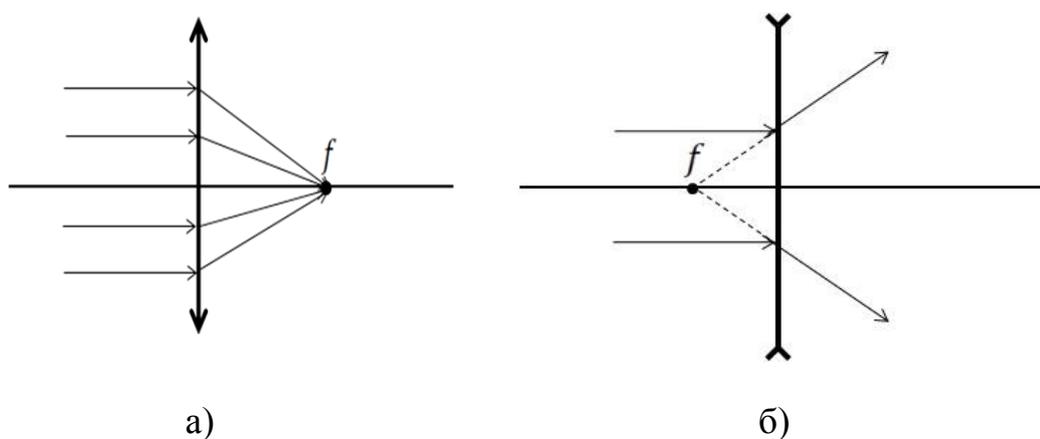


Рис. 2.14

В геометрической оптике отрезки, отсчитываемые против хода лучей, принято считать отрицательными, а по ходу лучей – положительными. Расстояние (см. рис.2.14.а) от линзы к фокусу отсчитывается по ходу луча, следовательно, в собирающей линзе фокус положителен. В рассеивающей линзе (рис.2.14.б) фокусное расстояние откладывается в сторону, противоположную ходу лучей. Следовательно, в рассеивающей линзе фокус отрицателен.

Плоскости, проведенные через главные фокусы линзы перпендикулярно к главной оптической оси, называются фокальными. Параллельный пучок лучей, падающий на линзу под некоторым углом к главной оси (т.е. параллельно побочной оси), собирается не в фокусе (см. рис.2.13), а в другой точке, лежащей в фокальной плоскости, и называемой *побочным фокусом*. Отметим, что при построении и использовании формулы линзы пучки считаются гомоцентрическими, а лучи параксиальными, т.е.

идущими на небольших по сравнению с радиусами кривизны расстояниях от главной оптической оси.



Рис. 2.15

Для нахождения побочного фокуса и определения хода луча, падающего на линзу под произвольным углом к главной оптической оси (например, луч 1 на рис.2.16), проводят прямую, параллельную падающему лучу и проходящую через оптический центр линзы, то есть проводят *побочную оптическую ось* OO' . Точка пересечения P побочной оптической оси с фокальной плоскостью и есть побочный фокус, через который пройдет луч 1 после выхода из линзы. Главная оптическая ось у линзы одна, а побочных осей бесконечно много. *Фокальная плоскость* – это плоскость, проходящая через фокус F линзы перпендикулярно к главной оптической оси.

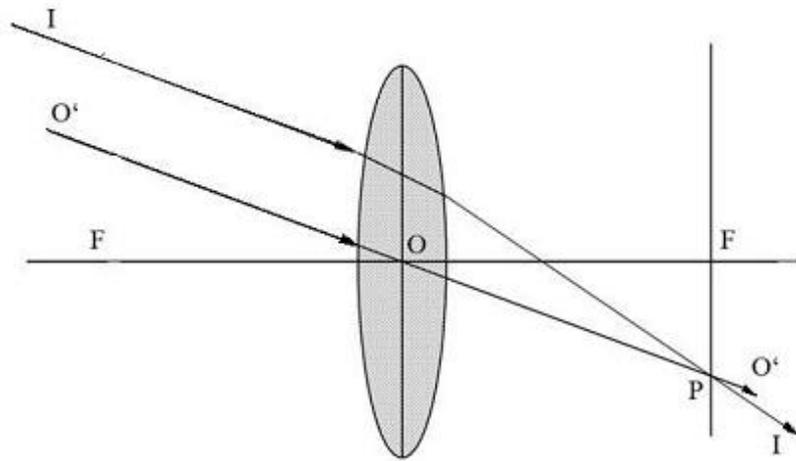


Рис. 2.16

Для построения изображения в линзе необходимо использовать не менее двух лучей, ход которых известен. Обычно выбирают следующие лучи (рис.2.17): луч 1, параллельный главной оптической оси (после преломления в линзе он или его продолжение проходит через главный фокус); луч 2, идущий через оптический центр (не изменяющий своего направления); луч 3, который проходит через фокус (после преломления идет параллельно главной оптической оси).

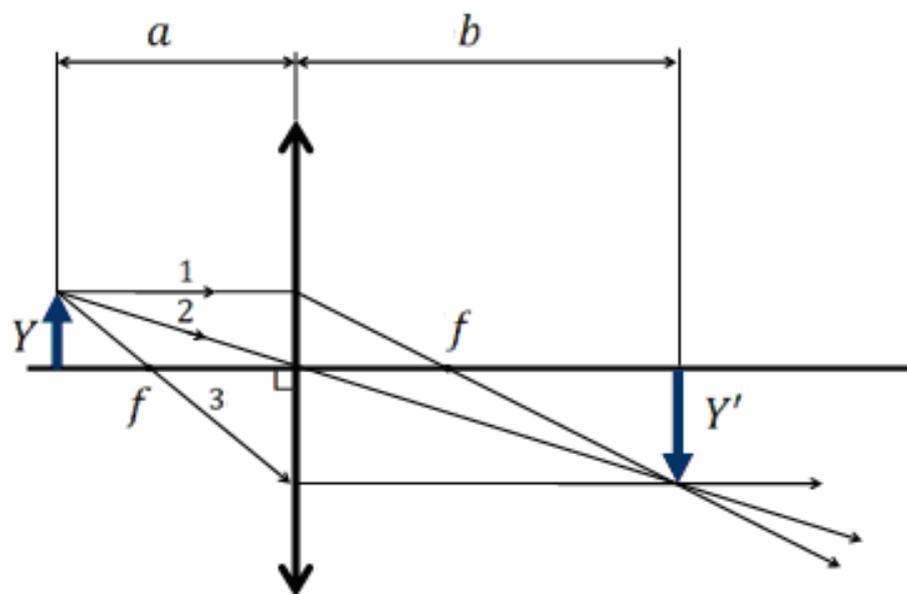


Рис. 2.17

Принцип построения хода лучей в линзе заключается в том, что от точки, изображение которой необходимо получить, проводят два луча до их пересечения или пересечения их продолжений. Точка пересечения и является изображением точки. Если точка находится на главной оптической оси, ее изображение располагается на той же оси. Приведем примеры построения хода лучей в собирающих линзах, поскольку они чаще встречаются на практике.

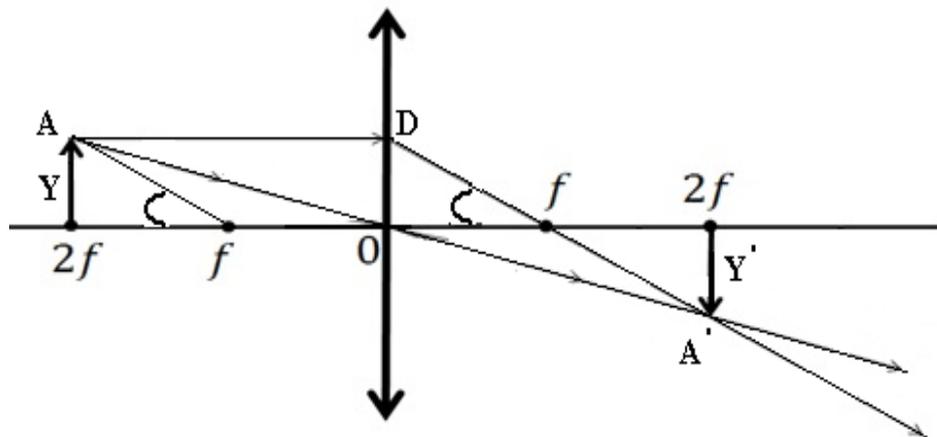


Рис. 2.18

Предмет (стрелка Y) расположен на двойном фокусном расстоянии, т.е. в точке $2f$ (рис.2.18). Из точки (т. A) расположения вершины стрелки проведем ломаную, соответствующую лучу 1, и прямую, соответствующую лучу 2 на рис. 2.17. Эти лучи пересекутся в точке (т. A'), которая будет изображением вершины стрелки Y' . Легко показать, что перпендикуляр, опущенный из точки A' на главную оптическую ось, попадает в точку $2f$, которая является изображением точки основания стрелки. Доказать последнее утверждение можно, проведя вспомогательную линию Af . Оказывается, что $\triangle OAf = \triangle OA'f$. В самом деле: $Of = Of$ по определению,

$\angle Af(2f) = \angle DfO$, $Of = f(2f)$ - по условию задачи предмет находится в двойном фокусе, следовательно, $\Delta(2f)Af = \Delta DOf$ и углы $\angle(2f)Af$ и $\angle DfO$ равны. Поэтому равны углы $\angle AfO$ и $\angle OfA'$. Но если равны треугольники OfA и OfA' , то равны и треугольники $OA(2f)$ и $OA'(2f)$, что и доказывает утверждение о расположении изображения стрелки на расстоянии двойного фокуса от линзы.

Следовательно, если предмет расположен на двойном фокусном расстоянии от линзы, то изображение действительное (пересекаются лучи, а не их продолжения), перевернутое, неизменное по размеру. Находится оно на двойном фокусном расстоянии от линзы.

Теперь легко понять, каким должно быть изображение, если предмет находится ближе или дальше, чем на расстоянии $2f$ (рис. 2.19).

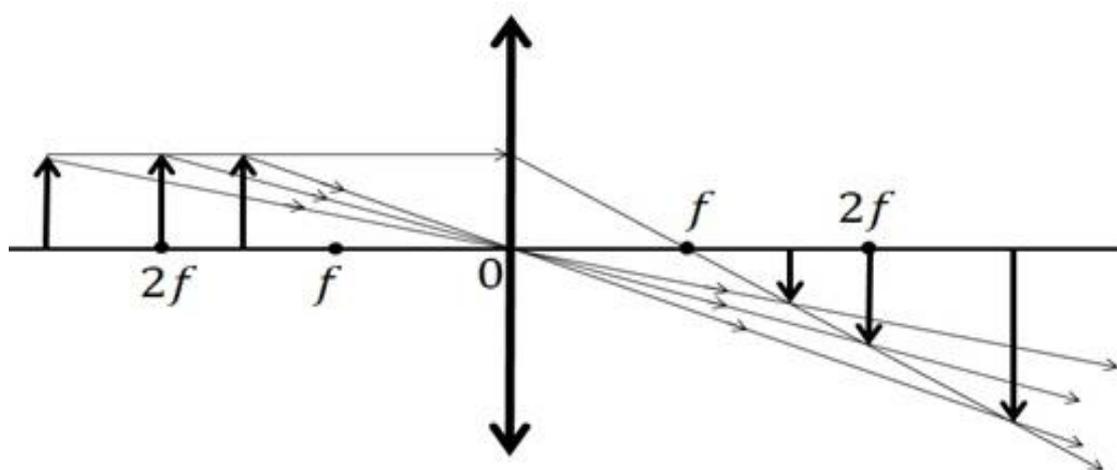


Рис. 2.19

Ход луча 1 одинаков во всех трех случаях, а луч 2 идет или под большим углом к оси (если расстояние от центра линзы до предмета меньше $2f$, но больше f), или под меньшим (если расстояние больше $2f$). Указанные случаи расположения предмета дают следующие изображения:

- предмет (стрелка) расположен между фокусом и двойным фокусом – изображение действительное, увеличенное и перевернутое;
- предмет расположен от линзы на расстоянии большем, чем двойное фокусное расстояние $2f$ – изображение действительное, перевернутое, уменьшенное.

Теперь предмет (стрелка Y) расположен между фокусом и линзой (рис.2.20):

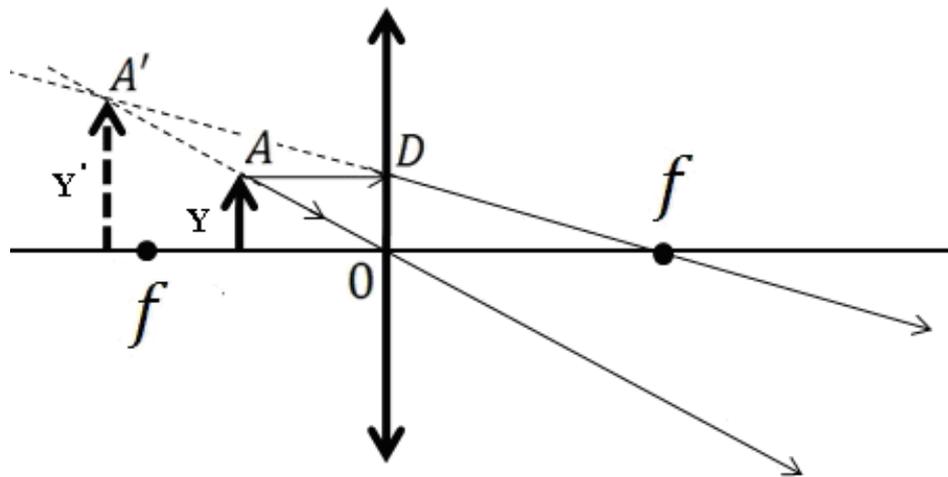


Рис. 2.20

В этом случае лучи не пересекаются, поэтому нужно строить пересечение их продолжений (см. пунктир на рис.2.20). Изображение Y' мнимое (пересекаются не лучи, а их продолжения), увеличенное, прямое.

Для **тонкой линзы** выполняется соотношение, аналогичное соотношению для сферического зеркала и называемое **формула линзы**

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}, \quad (2.13)$$

где f – главное фокусное расстояние; a – расстояние от предмета до линзы; b – расстояние от линзы до изображения; если изображение мнимое, величине b придается знак минус.

Как было рассмотрено выше, с помощью линзы можно получить увеличенное или уменьшенное изображение предмета. *Линейное увеличение линзы* (Γ) – это величина, равная отношению линейного размера изображения Y' к линейному размеру предмета Y (см. рис.2.18):

$$\Gamma = \frac{Y'}{Y} \quad (2.14)$$

В геометрии в подобных треугольниках против равных углов лежат пропорциональные стороны; поэтому из рис.2.18 следует, что $\frac{b}{a} = \frac{Y'}{Y}$ и тогда линейное увеличение можно определить как

$$\Gamma = \frac{b}{a}, \quad (2.15)$$

где a – расстояние от предмета до линзы; b – расстояние от линзы до изображения.

Для характеристики оптических свойств линзы введено понятие её оптической силы. *Оптическая сила линзы – это величина обратная её фокусному расстоянию. Оптическая сила линзы*, изготовленной из материала с показателем преломления $n_{л}$, с радиусами кривизны R_1 и R_2 , помещенной в среду с показателем преломления $n_{ср}$ рассчитывается по формуле

$$D = \frac{1}{f} = \left(\frac{n_l}{n_{cp}} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.16)$$

Если поверхность выпуклая, то $R > 0$, а если вогнутая, то $R < 0$. Если поверхность плоская, то её радиус кривизны $R = \infty$ и $\frac{1}{R} = 0$. Следовательно, оптическая сила линзы может быть положительной и отрицательной. Оптическая сила системы линз, сложенных вплотную (как и другой оптической системы), равна алгебраической сумме оптических сил линз, входящих в эту систему

$$D_{\text{общ}} = \sum_i D_i. \quad (2.17)$$

Вывод: благодаря свойству линз создавать различные оптические изображения, изменять направления лучей, преобразовывать расходящиеся пучки лучей в параллельные и наоборот, линзы являются основным элементом всех оптических приборов.

3 ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

1. Основные сведения об интерференции света

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА – это явление пространственного перераспределения светового потока при наложении когерентных световых волн, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других минимумы интенсивности.

Интерференция света – одно из ярких проявлений волновой природы света. Это интересное и красивое явление можно наблюдать при наложении двух или нескольких световых пучков. Интенсивность света в области перекрытия пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос. Причем в максимумах интенсивность больше, а в минимумах - меньше суммы интенсивностей складываемых пучков. При использовании белого света интерференционные полосы окрашены в различные цвета света. С интерференционными явлениями мы сталкиваемся довольно часто: цвета масляных пятен на мокром асфальте, окраска замерзающих оконных стекол, причудливые цветные рисунки на крыльях некоторых бабочек все это проявление интерференции.

Электромагнитная теория света позволяет качественно объяснить наблюдаемые при интерференции света явления. Рассмотрим идеализированный случай, когда световые волны строго монохроматические и имеют одну и ту же частоту.

Монохроматическая волна – это гармоническая волна с постоянной во времени частотой, амплитудой и начальной фазой. Пусть в некоторой точке пространства P одновременно существуют две электромагнитные волны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 . Используя принцип суперпозиции электромагнитных полей, напряженность результирующего поля \vec{E} равна векторной сумме напряженностей полей \vec{E}_1 и \vec{E}_2 , т.е. $\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \vec{E}$ (см. раздел 1.2).

Следовательно, при сложении двух световых волн

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{и} \quad \vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (3.1)$$

амплитуда результирующей волны равна

$$E^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_1E_2 \cdot \cos \Delta\varphi, \quad (3.2)$$

где $\Delta\varphi$ - разность фаз складываемых волн ($\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$).

При распространении света в однородной среде интенсивность световой волны пропорциональна квадрату амплитуды вектора напряжённости электрического поля $I \sim E^2$.

С учетом этого утверждения, формулу (3.2) можно записать как

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cdot \cos \Delta\varphi, \quad (3.3)$$

где I_1 , I_2 и I – интенсивности складываемых волн и результирующей волны, соответственно.

Таким образом, согласно принципу суперпозиции, полное световое поле, возникающее при наложении волн, равно их сумме. Результирующее поле существенно зависит от фазовых соотношений, которые оказываются различными в разных точках пространства (см. раздел 1.2):

- в некоторые точки пространства интерферирующие волны приходят в фазе и дают результирующее колебание с амплитудой, равной сумме амплитуд слагаемых ($E_1 + E_2$);
- в других точках волны оказываются противофазными и амплитуда результирующего колебания равна ($E_1 - E_2$).

Интенсивность результирующего светового поля в первом случае оказывается равной $I_{\max} = (E_1 + E_2)^2$, а во втором $I_{\min} = (E_1 - E_2)^2$, в то время как сумма интенсивностей равна $I_1 + I_2 = E_1^2 + E_2^2$. Таким образом, в первом случае $I_{\max} > I_1 + I_2$, а во втором случае $I_{\min} < I_1 + I_2$. В тех точках пространства, в которых фазовый сдвиг отличается от 0 и π , реализуется некоторое промежуточное значение интенсивности $I_{\min} < I < I_{\max}$ и мы получаем, таким образом, характерное для интерференции двух световых лучей плавное чередование светлых и темных полос

Качественное объяснение интерференции света может быть лишь в том случае, когда фазовые соотношения между интерферирующими волнами в каждой точке пространства не меняются со временем, источники света и соответствующие им *лучи, дающие интерференцию, коррелированы или когерентны* между собой, т.е. колебательные и волновые процессы в них протекают во времени согласовано. Только в этом случае при наложении волн образуется стационарная система интерференционных полос. *Если разность фаз возбуждаемых волнами колебаний остается постоянной во времени, то волны называются когерентными.*

Вывод: *для наблюдения явления интерференции световые волны должны быть когерентными.*

До создания лазеров для получения когерентных световых волн применяли (и применяют) метод разделения световой волны, излучаемой одним источником, на две части, которые, после прохождения разных оптических путей, накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина. Практически это можно осуществить с помощью экранов и узких щелей (метод Юнга), двух зеркал, состыкованных под малым углом (*зеркала Френеля), двух преломляющих призм с общим основанием (*бипризма Френеля) и т.п. (*этими методами с использованием законов отражения и преломления света получают мнимые источники когерентных световых волн). В современной литературе часто используются понятия временной и пространственной когерентности. Временную когерентность обычно связывают со степенью монохроматичности исследуемых колебаний, а степенью пространственной когерентности характеризуют геометрию эксперимента (в частности, сколь сильно разнесены в пространстве взаимодействующие источники света).

Для вывода формулы расчета разности фаз двух складываемых когерентных световых волн применим метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга и наблюдается интерференционная картина (рис. 3.1).

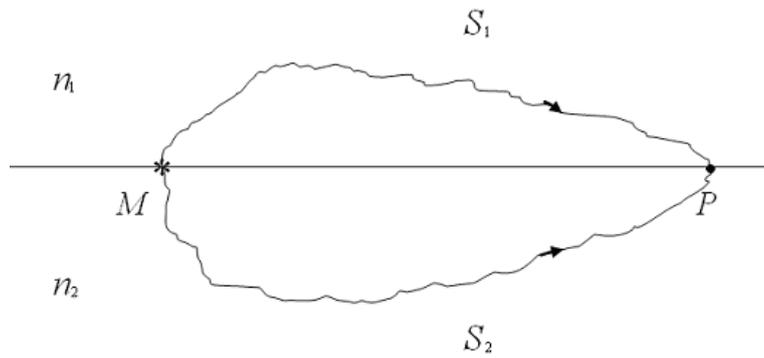


Рис.3.1

Пусть разделение на две волны происходит в точке M . До точки P , где происходит интерференция, первая волна прошла расстояние S_1 в среде с коэффициентом преломления среды n_1 , а вторая – расстояние S_2 в среде с коэффициентом преломления n_2 . Если в т. M фаза колебаний равна ωt , то в

т. P первая волна возбуждает колебание $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cdot \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{V_1} \right)$, а вторая -

колебание $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cdot \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{V_2} \right)$; где $V_1 = \frac{c}{n_1}$ и $V_2 = \frac{c}{n_2}$ - фазовые скорости света

в 1 и 2 среде, соответственно. *Разность фаз* этих колебаний в т. P ,

обозначенная буквой δ , равна $\delta = \Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$. Подставляя соответствующие

значения фаз колебаний φ_1 и φ_2 , получаем

$$\delta = \omega \cdot \left(t - \frac{S_1}{V_1} - t + \frac{S_2}{V_2} \right) = \omega \left(\frac{S_2}{V_2} - \frac{S_1}{V_1} \right) = \omega \left(\frac{S_2 \cdot n_2}{c} - \frac{S_1 \cdot n_1}{c} \right) = \frac{\omega}{c} (S_2 \cdot n_2 - S_1 \cdot n_1). \quad (3.4)$$

Оптической длиной пути L называется величина, численно равная произведению геометрической длины (пути S) на абсолютный показатель преломления вещества, в котором распространяется свет

$$\boxed{L = nS}. \quad (3.5)$$

Оптической разностью хода называется величина, численно равная разности оптических длин

$$\Delta = L_2 - L_1. \quad (3.6)$$

Следовательно, *оптическую разность хода* можно вычислить по формуле

$$\Delta = S_2 n_2 - S_1 n_1. \quad (3.7)$$

Учитывая, что $\omega = 2\pi\nu$ и $\lambda\nu = c$, получаем

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Подставляя в (3.4) значения (3.7) и (3.8), получаем *связь разности фаз когерентных световых волн с оптической разностью хода*:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta. \quad (3.9)$$

Как правило, через оптическую разность хода записывают условия интерференционных максимума и минимума. Проанализируем формулу расчета интенсивности результирующей световой волны (3.3). Величина интенсивности максимальна, если разность фаз складываемых волн кратна чётному числу π и минимальна, если разность фаз складываемых волн кратна нечётному числу π . Следовательно:

если колебания синфазны, т.е. $\delta = \Delta\varphi = \pm 2\pi \cdot m$, то $I_{\max} = (\sqrt{I_1} + \sqrt{I_2})^2$;

если колебания противофазны, т.е. $\delta = \Delta\varphi = (2m + 1)\pi$, то $I_{\min} = (\sqrt{I_1} - \sqrt{I_2})^2$,

где m – порядок интерференционного максимума или минимума $m=0, 1, 2, 3$ (любое целое число).

Учитывая связь разности фаз с оптической разностью хода (3.9) и записанные выше условия максимума и минимума интенсивности, получаем:

- если $\delta = \pm 2m\pi$, то $\Delta = \pm 2m \cdot \lambda/2$, $I = I_{\max}$;
- если $\delta = \pm(2m + 1)\pi$, то $\Delta = \pm(2m + 1) \cdot \lambda/2$, $I = I_{\min}$.

Вышеизложенное дает основание сформулировать

условия интерференционных максимумов и минимумов света:

- *если оптическая разность хода складываемых когерентных световых волн равна четному числу длин полуволн, то наблюдается интерференционный максимум (светлая полоса)*

$$\Delta_{\max} = \pm 2m \cdot \lambda/2; \quad (3.10)$$

- *если оптическая разность хода складываемых когерентных световых волн равна нечетному числу длин полуволн, то наблюдается интерференционный минимум (темная полоса)*

$$\Delta_{\min} = \pm(2m + 1) \cdot \lambda/2, \quad (3.11)$$

где m – целое число, которое называется *порядок интерференции* ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$).

В частности, при $m = 0$ возникает *интерференционный максимум нулевого порядка, который часто называют центральным максимумом из-за симметричности интерференционной картины.*

Рассмотрим интерференцию световых волн от двух точечных монохроматических когерентных источников (рис. 3.2).

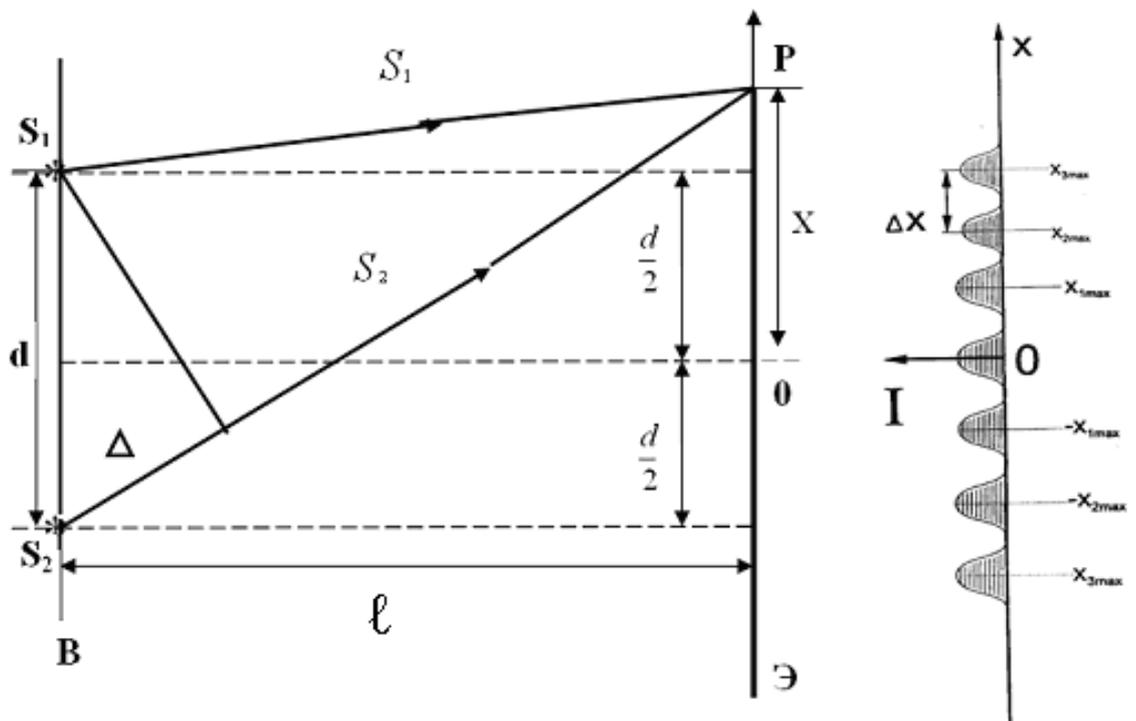


Рис. 3.2

Характер наблюдаемой интерференционной картины зависит от взаимного расположения источников S_1 и S_2 , а также от расположения плоскости наблюдения (в данном случае – это экран Э). Для получения различимой интерференционной картины расстояние между источниками должно быть значительно меньше расстояния от источников до экрана, а сами источники S_1 и S_2 находятся на достаточном удалении l от экрана. Расстояние образования интерференционных полос на экране также бывает значительно меньше величины l .

Пусть S_1 и S_2 – две узкие щели, экран расположен параллельно обеим щелям и расстояние l от щелей до экрана больше расстояния d между щелями ($l \gg d$). При таких предположениях,

$$S_1 + S_2 \approx 2l, \quad (3.12)$$

где S_1 и S_2 – пути лучей от щелей S_1 и S_2 , соответственно. Величина интенсивности света в т. P определяется оптической разностью хода $\Delta = S_2 - S_1$ (рассматривается случай распространения света в воздухе, т.е. $n_1 = n_2 = 1$). Из рисунка видно, что

$$S_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2; \quad S_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2. \quad (3.13)$$

Вычтем из правой части второго уравнения правую часть уравнения первого

$$\ell^2 + x^2 + 2\frac{xd}{2} + \frac{d^2}{4} - \ell^2 - x^2 - \frac{d^2}{4} + 2\frac{xd}{2} = 2xd \quad (3.14)$$

С учетом (3.12) и значения оптической разности хода, можно записать

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 - S_1) \cdot (S_2 + S_1) = \Delta \cdot 2\ell. \quad (3.15)$$

Тогда из (3.14) и (3.15) следует, что

$$\Delta = x \frac{d}{\ell}; \quad (3.16)$$

$$x = \Delta \frac{\ell}{d}, \quad (3.17)$$

где x – координата точки максимума или минимума интенсивности света на экране.

Подставляя в (3.17) условия (3.10) и (3.11), получаем *координаты максимумов и минимума интенсивности при интерференции света на двух узких щелях*

$$X_{\max} = \pm m \frac{\ell}{d} \lambda_0; \quad X_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\ell}{d} \lambda_0; \quad (3.18)$$

где d – расстояние между когерентными источниками света, ℓ – расстояние от источников до экрана, λ_0 – длина волны падающего в воздухе на щели света, $m=1,2,3\dots$

Ширина интерференционной полосы ΔX – это расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) интенсивности:

$$\Delta X = \frac{\ell}{d} \lambda_0 \quad (\text{в вакууме или воздухе}); \quad (3.19)$$

$$\Delta X = \frac{\ell}{d} \lambda \cdot n \quad (\text{в среде с показателем преломления}) \quad (3.20)$$

п).

В рассмотренном случае интерференционная картина имеет вид ряда чередующихся прямолинейных полос (интерференционные максимумы и минимумы) одинаковой ширины с равными значениями максимальной интенсивности: тёмных и светлых для монохроматического света, а для белого света – это ряд радужных полос.

2. Методы наблюдения интерференции света

До появления лазеров во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника.

Многие оптические интерференционные методы сводятся к получению двухлучевой идеализированной схеме получения когерентных волн. В реальных схемах часто используют не два, а один источник света, но лучи от этого источника попадают на экран, где наблюдается интерференция, по двум различным путям. Расщепление первоначальной волны от источника на две и последующее сведение их на экран – это общий признак всех двухлучевых интерференционных схем. Такое расщепление может быть выполнено многими методами, из которых мы рассмотрим три, различающиеся способами получения когерентных световых волн: щели, зеркала и преломляющую призму.

Опыт Юнга, первый опыт (1802 г.) по наблюдению интерференции света, схематично показан на рисунке 3.3(а).

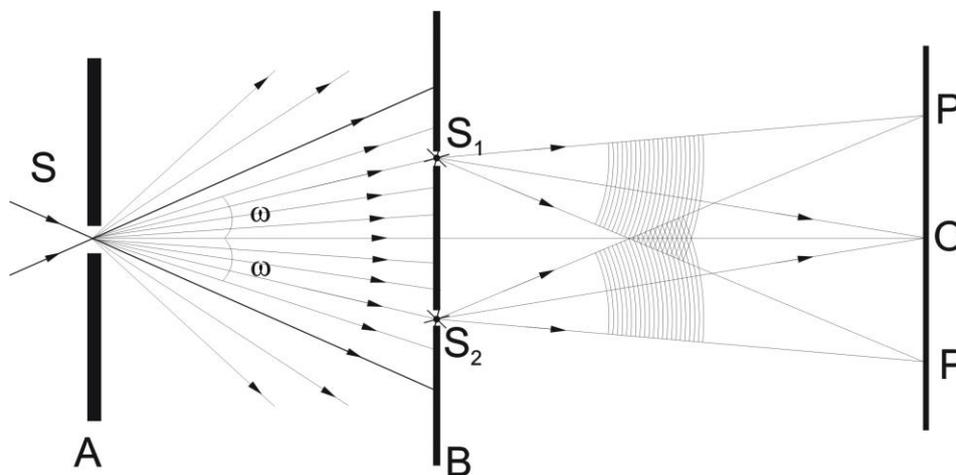


Рис. 3.3(а).

Яркий пучок света падает на экран с узкой щелью S . Эта щель служит точечным источником света. Свет, прошедший щель S , падает на две узкие щели S_1 и S_2 , которые также являются точечными источниками света. В результате получают два перекрывающихся расходящихся пучка света с

вершинами в S_1 и S_2 . Ввиду общности происхождения эти лучи когерентны. На экране, расположенном параллельно источникам света, в месте перекрытия пучков света наблюдались параллельные интерференционные полосы (см. так же правую часть рис.3.2, которая иллюстрирует распределение интенсивности света). Наблюдаемый *ряд светлых и темных полос одинаковой ширины* симметрично расположен относительно точки O – в ней светлая полоса – центральный (нулевой) максимум интенсивности. Для получения четкой интерференционной картины необходимо, чтобы расстояние между щелями S_1 и S_2 было велико по сравнению с шириной щели (узкие щели), но значительно меньше расстояния от них до экрана.

Изменяя расстояние от щелей до экрана, или длину волны падающего света, можно наблюдать различные по цвету и распределению интенсивности картинки на экране. На рис. 3.3.б.(1) и рис.3.3б.(2) показан пример компьютерного моделирования интерференции света (метод Юнга): при неизменной длине световой волны $\lambda = 500$ нм, изменение расстояния d между щелями приводит к изменению интерференционной картины – *увеличивается ширина интерференционной полосы (и расстояние между полосами) с увеличением расстояния между щелями.*

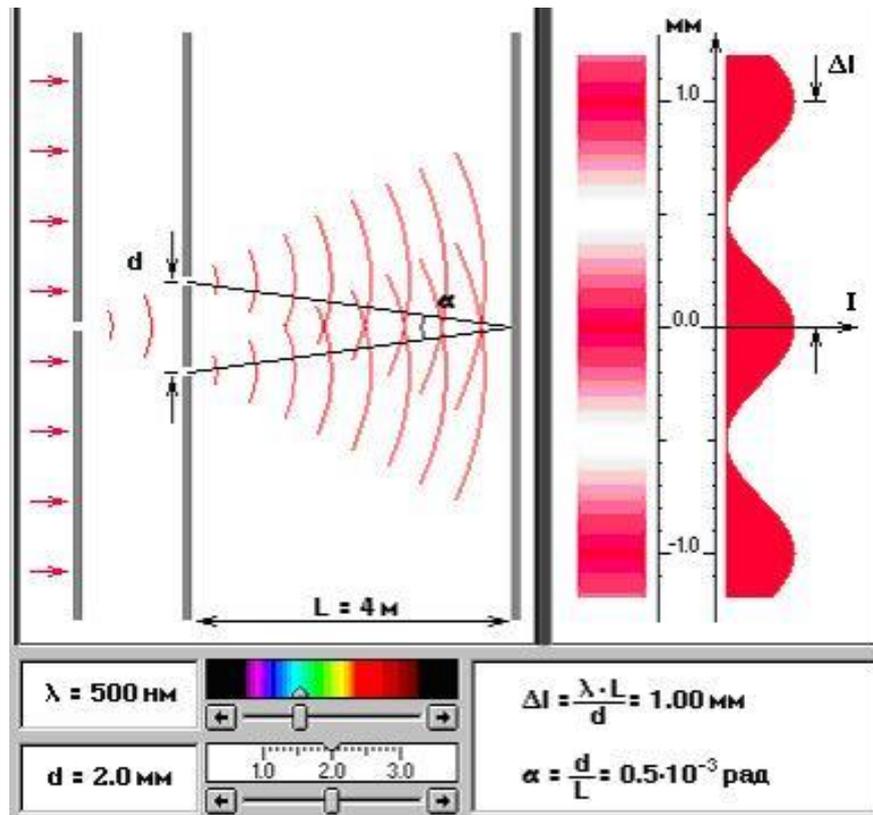


Рис. 3.3.б.(1)

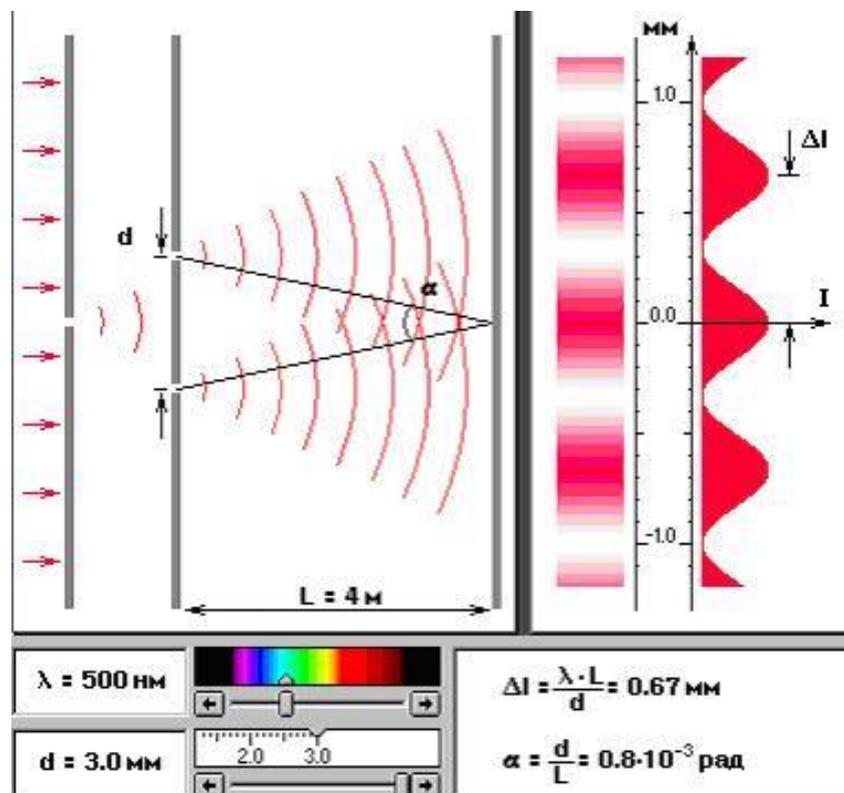


Рис. 3.3.б.(2)

Зеркала Френеля. В 1816 году Френель осуществил следующий интерференционный опыт, который схематично показан на рис.3.4.

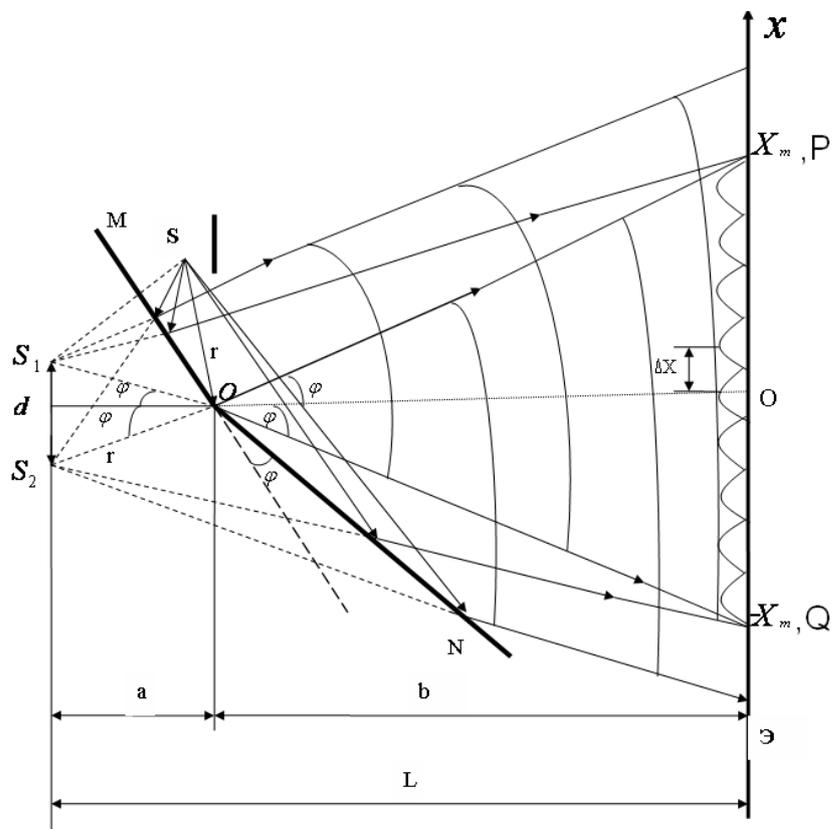


Рис.3.4

Два плоских соприкасающихся зеркала OM и ON располагаются так, что их отражающие поверхности образуют угол, близкий к π , следовательно, угол φ между продолжением линии зеркала MO и линией зеркала ON очень мал. Параллельно линии пересечения зеркал O на расстоянии r от нее помещается прямолинейный источник света S (например, узкая светящаяся щель). Свет от источника S падает расходящимся пучком на два зеркала. Зеркала отбрасывают на экран \mathcal{E} две цилиндрические когерентные волны, распространяющиеся так, как если бы они исходили из мнимых источников S_1 и S_2 (см. разд.2.1 для получения местонахождения мнимых источников – отражение света от зеркал). Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны

(они получены от реального источника света S), и исходящие из них световые пучки, встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрывания. Интерференционная картина наблюдается на экране, защищенном от прямого попадания света от источника S заслонкой (непрозрачный экран преграждает свету путь от источника S к экрану Э).

Луч OQ представляет собой отражение луча SO от зеркала OM , луч OP – отражение луча SO от зеркала ON . Легко сообразить, что угол между лучами OP и OQ равен 2φ . Поскольку источники S и S_1 расположены относительно поверхности OM симметрично, длина отрезка OS_1 равна OS , т.е. r . Аналогичные рассуждения приводят к тому же результату для отрезка OS_2 . Таким образом, расстояние между источниками S_1 и S_2 равно

$$d = 2r\sin\varphi \approx 2r\varphi.$$

Из рисунка видно, что $a = r \cos\varphi \approx r$. Следовательно, расстояние ℓ можно представить как $\ell = r + b$, где b – расстояние от линии пересечения зеркал O до экрана Э.

Подставив полученные значения d и ℓ в формулу (3.19), получим формулу вычисления ширины интерференционной полосы в воздухе:

$$\Delta x = \frac{r+b}{2r\varphi} \lambda_0. \quad (3.21)$$

На рис 3.5. показан результат компьютерного моделирования явления интерференции света методом «Бизеркала Френеля» (в модели угол α – это угол φ в формуле (3.21)). В этой компьютерной модели возможно изменять длину волны λ света, излучаемого источником S и угол α между зеркалами, в

то время как расстояние от источника до линии пересечения зеркал остается все время неизменным, и наблюдать изменение интерференционной картины.

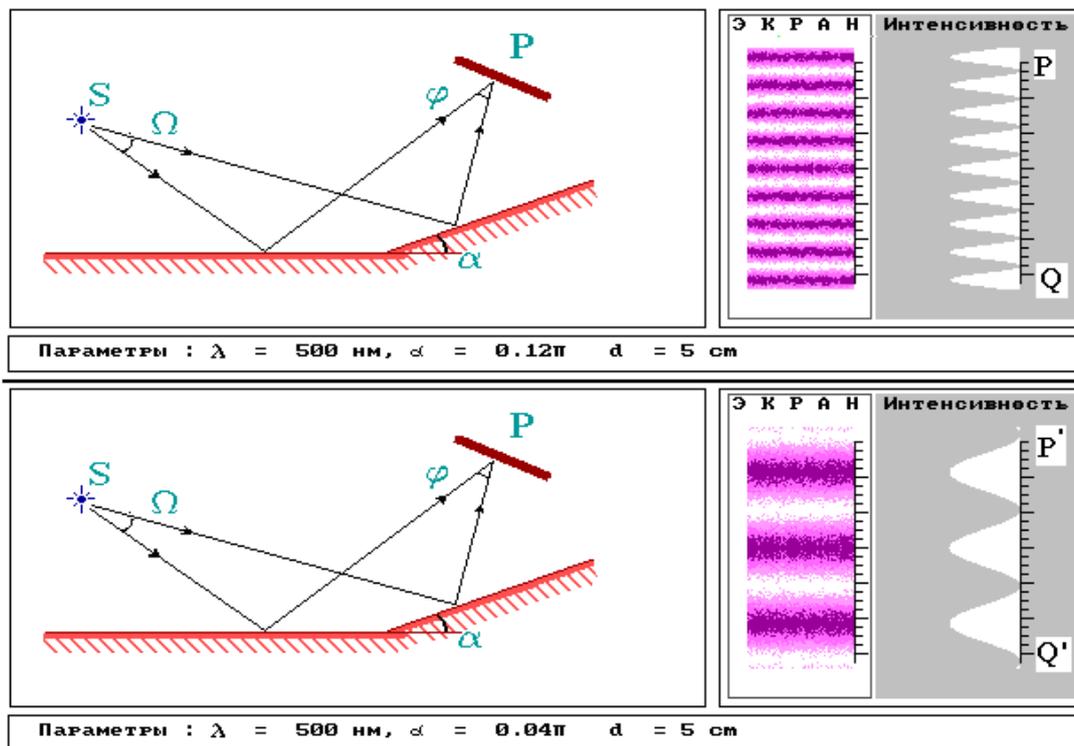


Рис. 3.5.

Область перекрытия волн PQ интерференционных волн на экране имеет протяженность $2btg\varphi \approx 2b\varphi$. Разделив эту длину на ширину полосы Δx , найдем максимальное число интерференционных полос, которое можно наблюдать с помощью зеркал Френеля при данных параметрах явления интерференции света:

$$N = \frac{4br\varphi^2}{\lambda(r+b)}. \quad (3.22)$$

Бипризма Френеля – это изготовленные из одного куска стекла две призмы с малыми преломляющими углами θ , сложенные своими основаниями (рис.3.6). Источником света служит ярко освещенная щель S ,

устанавливаемая параллельно ребру бипризмы на расстоянии a от неё. После преломления в бипризме падающий пучок света разлагается на два когерентных пучка с вершинами в мнимых изображениях S_1 и S_2 щели S . На экране, расположенном параллельно ребру бипризмы на расстоянии b от неё, пучки перекрываются и дают систему параллельных интерференционных полос, ширина которых равна Δx (эта величина является и расстоянием между полосами). На рис.3.6 показано, что каждая половина бипризмы отклоняет параксиальный луч на угол φ . Расстояние между мнимыми источниками S_1 и S_2 равняется d .

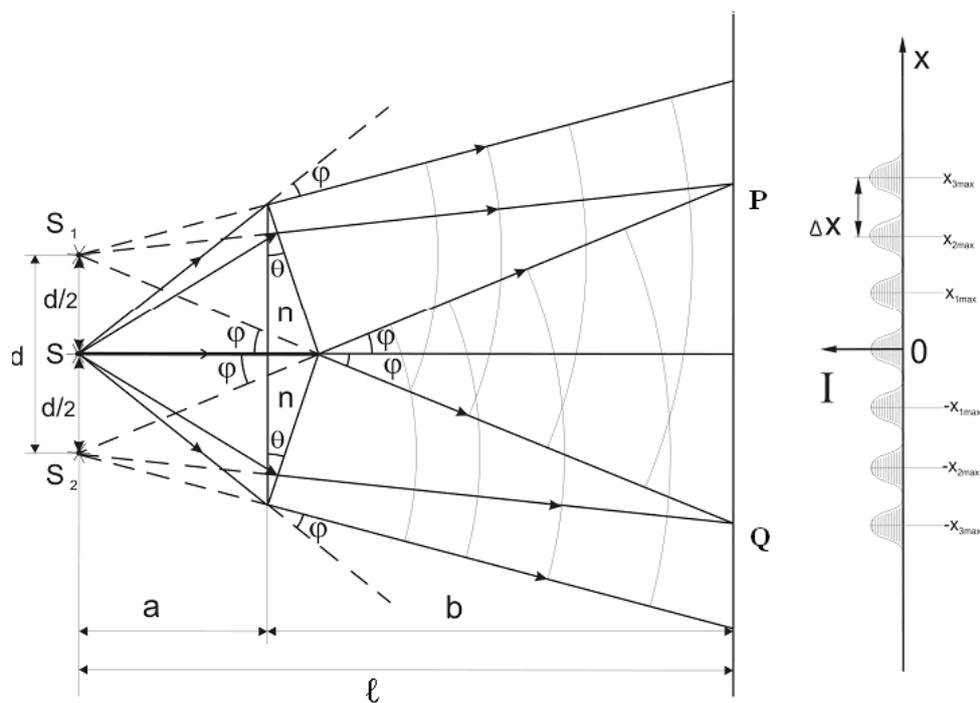


Рис.3.6

Можно доказать (см. разд.2), что в случае, когда преломляющий угол призмы θ очень мал и углы падения лучей на грань призмы не очень велики, то все лучи отклоняются призмой на практически одинаковый угол, равный

$$\varphi = (n - 1) \theta,$$

где n – показатель преломления призмы. Угол падения лучей на бипризму невелик. Поэтому все лучи отклоняются каждой из половин бипризмы на одинаковый угол (направление хода лучей в призме см. в разделах 2.1 и 2.2). В результате образуются две когерентные цилиндрические волны, исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , лежащих в одной плоскости с S . Расстояние между источниками равно

$$d = 2a \sin \varphi \approx 2a \varphi = 2a(n-1)\theta,$$

а расстояние от источников до экрана равно $\ell = a + b$. Тогда ширину интерференционной полосы находим по формуле (3.19)

$$\Delta x = \frac{a+b}{2a(n-1)\vartheta} \lambda, \quad (3.23)$$

а область перекрытия волн PQ имеет протяженность

$$2btg\varphi \approx 2b\varphi = 2b(n-1)\theta.$$

Максимальное число наблюдаемых интерференционных полос

$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \vartheta^2}{\lambda(a+b)}. \quad (3.24)$$

Искажения интерференционной картины, вносимые дифракцией на ребре бипризмы, более существенны, чем в опыте с зеркалами Френеля. Однако осуществить опыт с бипризмой значительно легче.

При постановке опытов по интерференции световых волн с использованием обычных (не лазерных) источников света, на экране, как правило, наблюдается такое периодическое изменение освещенности, при

котором $I_{\min} \neq 0$. То есть, качество наблюдаемой на экране интерференционной картины хуже, чем при когерентном освещении – темные полосы не совсем черны. Два источника света, создающие такую интерференционную картину называются *частично когерентными*. Невозможность экспериментального получения когерентности от обычных источников света объясняется спонтанным излучением обычных источников света.

Вместе с тем, стационарная картина интерференционных пучков света, прошедших через две щели (безо всякого дополнительного устройства), легко наблюдается при освещенности их *излучением лазера*. Опыт показывает, что в этом случае *лазер представляет собой пространственно когерентный источник света*. Не вдаваясь в механизм генерации излучения лазера, отметим, что в нем определяющим является не спонтанное, а *вынужденное излучение*, при котором все излучающие атомы жестко связаны по фазе, что и обуславливает его когерентность.

3. Интерференция при отражении от тонких пластинок

При освещении тонкой пленки (или пластинки) происходит наложение волн от одного и того же источника, отразившихся от передней (верхней) и задней (нижней) поверхности пленки (или пластинки). При этом может возникнуть интерференция света. Если свет белый, то интерференционные полосы окрашены. Поэтому это явление получило название *цветов тонких*

пленок. Оно легко наблюдается на стенках мыльных пузырей, на тонких пленках масла ли нефти, плавающих на поверхности воды, на пленках, возникающих на поверхности металлов при закалке (цвета побежалости), и т.д.

При падении световой волны на *плоскопараллельную прозрачную пластинку* происходит отражение от обеих поверхностей пластинки и возникают когерентные волны. Рассмотрим для примера стеклянную пластинку толщиной d с показателем преломления n , находящуюся в воздухе ($n > n_0 = 1$).

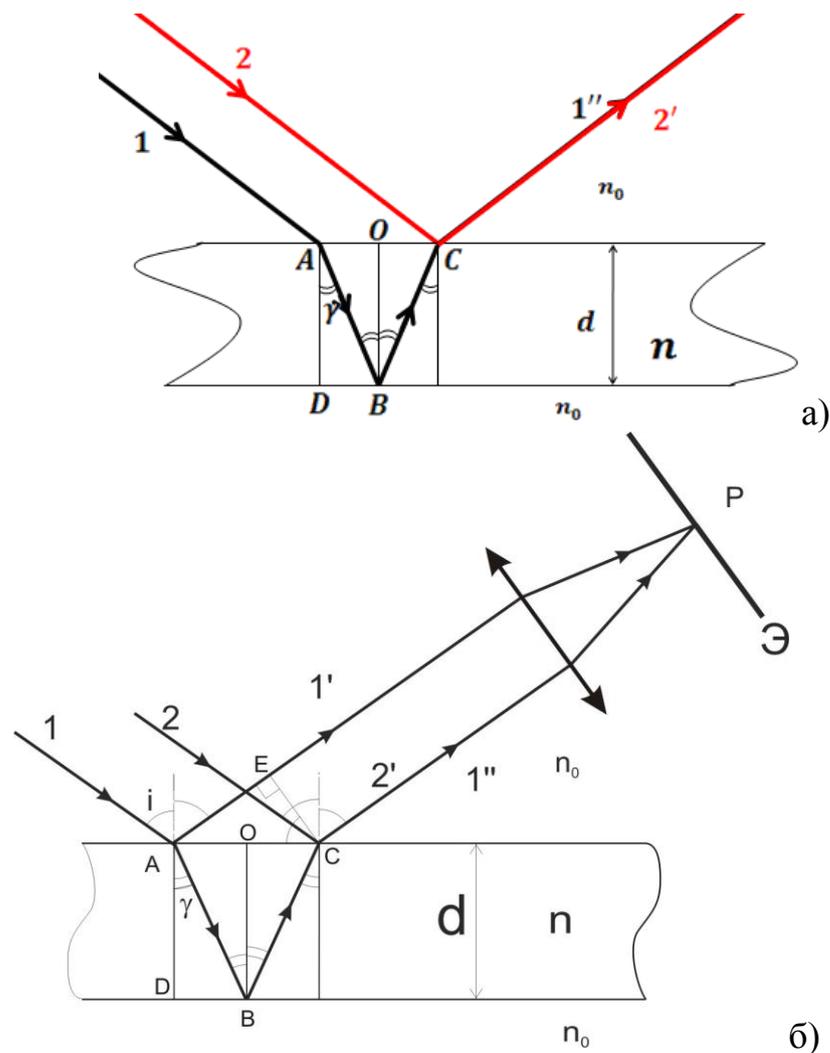


Рис. 3.7

Пусть на плоскопараллельную пластинку падает плоская световая волна, которую можно рассматривать как параллельный пучок лучей (в нашем случае это лучи 1 и 2 на рис. 3.7.а). Пластинка отбрасывает вверх два параллельных пучка света, которые образовались за счет отражения от верхней поверхности (лучи 1' и 2') или от её нижней поверхности (луч 1" рис. 3.7.б). Не будем здесь интересоваться лучами, отразившимися многократно или прошедшими через пластинку.

Сначала рассмотрим лучи 1' и 1". *Эти лучи когерентны*, т.к. образовались от одного луча 1, упавшего на пластинку в точку *A*. Луч 1' отразился от пластинки под тем же углом, что и угол падения i . Луч 1" сначала преломился, распространился до точки *B* (угол падения луча в точку *B* равен углу преломления γ), отразился, распространился до точки *C*, преломился и вышел в воздух под тем же углом к нормали в точке *C* на границе раздела двух сред, что и луч 1'. Вышеизложенное следует из геометрии и применения законов отражения и преломления света в соответствующих точках.

Если на пути параллельных между собой лучей 1' и 1" поставить тонкую двояковыпуклую линзу перпендикулярно направлению распространения лучей, то на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы, можно наблюдать интерференцию этих лучей.

Оптическую разность хода Δ " лучей 1' и 1" до того, как они сойдутся в точке *P*, можно рассчитать по формуле

$$\Delta'' = (AB + BC)n - AE, \quad (3.25)$$

где $((AB + BC) \cdot n)$ – это оптическая длина пути луча 1'', AE – оптическая длина пути луча 1', так как от линии AE оба луча проходят одинаковые расстояния в воздухе. Из рисунка видно, что

$$AB = BC = \frac{d}{\cos \gamma}; \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} AC = 2BD = 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma, &\Rightarrow \text{тогда} \\ AE = AC \sin i = 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin i. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Подставляя значения (3.26) и (3.27) в (3.25), получаем

$$\Delta' = \frac{2dn}{\cos \gamma} - \frac{2d \cdot \sin \gamma \cdot \sin i}{\cos \gamma} = 2d \frac{n - \sin \gamma \cdot \sin i}{\cos \gamma} = 2d \frac{n^2 - n \sin \gamma \cdot \sin i}{n \cos \gamma}. \quad (3.28)$$

Из закона преломления света следует

$$n \sin \gamma = \sin i. \quad (3.29)$$

Используя тригонометрические равенства, произведем замену

$$n \cos \gamma = \sqrt{n^2(1 - \sin^2 \gamma)} = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \gamma} = \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (3.30)$$

Подставляя значения величин из (3.29) и (3.30) в правую часть формулы (3.28), получаем

$$\Delta' = 2d \frac{n^2 - \sin^2 i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (3.31)$$

Таким образом, оптическая разность хода лучей интерферирующих лучей 1' и 1'' вычисляется по формуле

$$\Delta' = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (3.32)$$

В точке A при отражении световой волны от границы раздела оптически менее плотной (n_0) среды с оптически более плотной (n) происходит скачок фазы на π , а в точке B этого скачка не происходит, т.к.

$n > n_0$, т.е. здесь происходит отражение от границы раздела среды оптически более плотной со средой оптически менее плотной. В итоге, между лучами 1' и 1'' возникает дополнительная разность фаз π , которую можно учесть, добавив к (или вычтя из) Δ' половину длины волны в вакууме. В результате получаем *формулу расчета оптической разности хода интерферируемых при отражении от плоскопараллельной пластинки лучей*

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda}{2}, \quad (3.33)$$

где d – толщина пластинки, n – абсолютный показатель материала пластинки, i – угол падения луча на пластинку, λ – длина волны падающего на пластинку света.

При падении на пластинку параллельного потока лучей получаются когерентные лучи 1' и 2' (луч 2' получен при отражении луча, упавшего на пластинку в точке С), которые интерферируют сразу после выхода их из точки С. Оптическая разность хода этих лучей вычисляется так же по формуле (3.33); только в этом случае дополнительная разность хода возникает за счет скачка фазы для луча 2' при его отражении от пластинки в точке С.

Итак, *при падении на пластинку плоской световой волны образуются отраженные волны, оптическая разность хода которых определяется формулой (3.33).*

Следует отметить, что для наблюдения интерференционной картины необходимо, чтобы толщина пластинки удовлетворяла условию временной и пространственной когерентности:

- для естественного света (не монохроматизированного) толщина пластинки должна быть порядка 10^{-6} м (тонкие пленки);
- для излучения высокой монохроматичности допустимая толщина пластинки возрастает в 10^4 раз.

Если оптическая разность хода (3.33) отраженных лучей равна четному числу полуволн - то наблюдается максимум интенсивности, а если нечетному – минимум интенсивности. Рассмотренный случай является примером *полос равного наклона – это интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку.*

Полосы равной толщины – это интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины.

Для примера рассмотрим интерференцию света от клина. На рис.3.8 показан способ получения полос равной толщины.

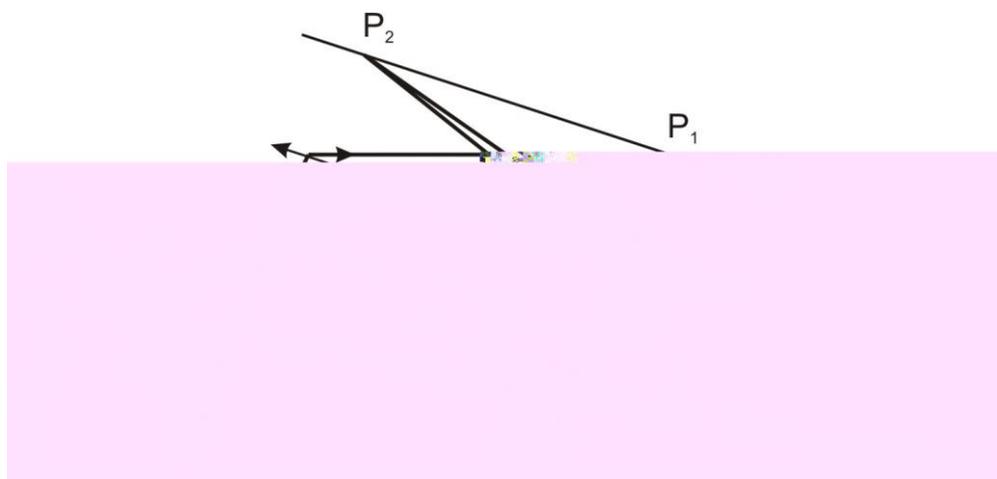


Рис. 3.8

На рис. 3.8 схематично изображена интерференция от стеклянного клина (пластинка переменной толщины), находящегося в воздухе. На клин (у которого α угол между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2. Теперь лучи, отразившиеся от нижней и верхней поверхностей пластинки, не будут параллельны между собой. В этом случае лучи, отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина пересекутся еще до линзы (на пунктирной линии), где будут интерферировать. Если источник света расположен довольно далеко от поверхности клина и угол α мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами с достаточной точностью может быть вычислен по формуле (3.33). Для вычисления оптической разности хода лучей в качестве величины d берут толщину пластинки в месте падения на неё лучей. Поскольку разность хода для лучей, отразившихся от различных участков клина, теперь неодинакова, освещенность экрана будет неравномерной – на экране появятся светлые и темные полосы. Каждая из таких полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, вследствие чего их и называют *полосами равной толщины*. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску.

Кольца Ньютона – это классический пример полос равной толщины.

Кольца Ньютона можно получить, если плосковыпуклую стеклянную линзу с

большим радиусом кривизны R положить выпуклой стороной на плоскопараллельную стеклянную пластинку. Роль тонкого клина, от поверхности которого отражаются когерентные волны, играет воздушный зазор (или другая среда, оптически менее плотная, чем стекло) между пластинкой и линзой (рис. 3.9).

При нормальном падении света на плоскую поверхность линзы интерференционные полосы имеют вид темных и светлых (для монохроматического света) концентрических окружностей равной толщины, исходный радиус которых r_1 зависит от радиуса линзы: $r_1 = \sqrt{R\lambda}$. Для доказательства этого утверждения рассмотрим ход лучей, отраженных от верхней и нижней поверхностей воздушного клина, используя законы преломления и отражения света, при небольшом радиусе R линзы (левая половина рис.3.9) и при значительно большем (правая половина рис.3.9).

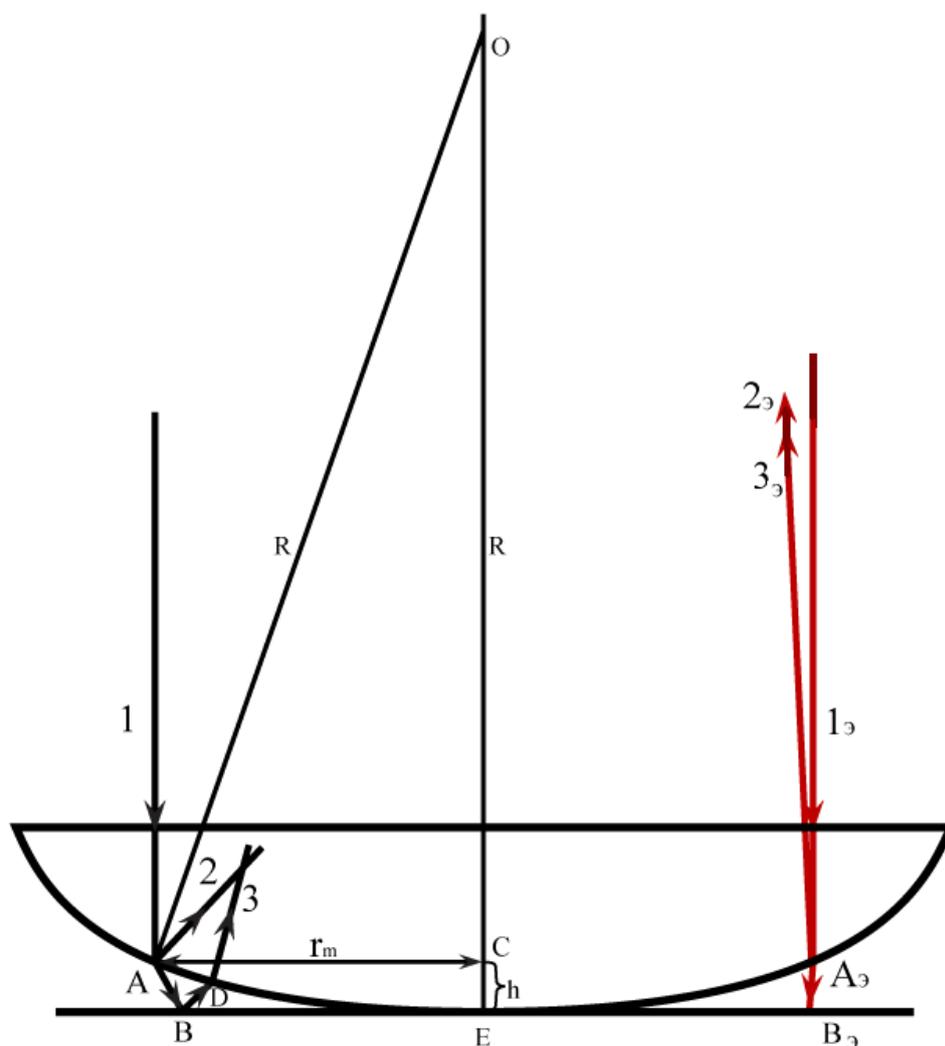


Рис. 3.9

Луч 1 падает нормально на поверхность линзы; в этом месте угол падения и угол преломления луча равны нулю. Пройдя сквозь стекло линзы без изменения, луч 1 падает на её вогнутую поверхность в точке A и при этом частично отражается (луч 2) и частично преломляется (луч 3); перпендикуляром к поверхности линзы в точке A является радиус линзы R . Луч 2 отражается от вогнутой поверхности под таким же углом к радиусу линзы, под каким падает луч 1. Луч 3, преломившись, выходит в воздушную прослойку толщиной h , отражается от плоской стеклянной поверхности в точке B и снова попадает на линзу в точке D , где преломляется. При

увеличении радиуса линзы R угол падения луча на границу раздела двух сред (в точке A) уменьшается, что приводит к уменьшению угла падения и равного ему угла отражения, а также к уменьшению угла преломления. Таким образом, *при увеличении радиуса линзы отраженный в точке A луч 2 приближается к падающему лучу, а точки A и D сближаются*. На практике применяют линзы с большими радиусами искривления поверхности. Когерентные лучи 2_э и 3_э интерферируют на сетчатке глаза, если смотреть на линзу сверху.

Совокупность лучей, падающих на линзу в равноудалённые точки A и $A_э$, даёт кольцо радиусом r_m . Так как для экспериментов выбирают линзы больших размеров, то толщина клина очень мала (чем тоньше плёнка, тем меньше апертура интерференции и лучше видимость интерференционных полос). Поэтому точки A и D практически сливаются и оптическая разность хода лучей 2_э и 3_э равна удвоенной толщине воздушного зазора h плюс половина длины волны $\lambda/2$, которую получает луч 3_э при отражении от оптически более плотной среды (точка $B_э$):

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.34)$$

Выразим толщину воздушного зазора h через радиус кривизны линзы R и радиус кольца Ньютона r_m . Из прямоугольного треугольника ΔAOC , согласно теореме Пифагора, находим:

$$r_m^2 = R^2 - (R - h)^2 = R^2 - R^2 + 2Rh - h^2 = 2Rh - h^2.$$

Так как радиус кривизны линзы R велик по сравнению с толщиной воздушного зазора $R \gg h$, то $h^2 \rightarrow 0$ и им можно пренебречь, т.е.

$$r_m^2 = 2Rh \Rightarrow h = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (3.35)$$

Подставляем это значение в (3.34) и получаем, что оптическая разность хода вычисляется

$$\Delta = \frac{2r_m^2}{2R} + \frac{\lambda}{2} = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2},$$

$$\Delta = \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.36)$$

Подставляя в левую часть формулы (3.36) условия \max и \min интенсивности при интерференции света, получаем *формулы вычисления радиусов светлых и тёмных колец Ньютона в отражённом свете:*

\max интенсивности: $\Delta = 2m \frac{\lambda}{2}; \quad \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}; \quad \Rightarrow$

СВЕТЛОЕ КОЛЬЦО

$$r_m = \sqrt{R \frac{\lambda}{2} (2m - 1)} \quad (3.37)$$

\min интенсивности: $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad \frac{r_m^2}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}; \quad \Rightarrow$

ТЕМНОЕ КОЛЬЦО

$$r_m = \sqrt{m \lambda \cdot R} \quad (3.38)$$

где m – номер кольца; $m = 1, 2, 3, \dots$

При $m=0$ в центре наблюдается тёмное пятно. При наблюдении колец Ньютона в отраженном свете центральное кольцо будет темным, так как в

этом случае геометрическая разность хода интерферирующих лучей равна нулю и оптическая разность хода возникает только за счет потери полуволны при отражении от поверхности пластинки, на которой лежит линза.

Для получения колец Ньютона в проходящем свете источник света помещают в точку центра окружности (из которой вырезана линза) и лучи падают на линзу по радиусам, а интерферируют после выхода из стеклянной пластинки.

Радиусы колец Ньютона в проходящем свете вычисляются по формулам:

светлое кольцо $r_m = \sqrt{m\lambda \cdot R}$ (3.39)

темное кольцо $r_m = \sqrt{R(2m-1)\frac{\lambda}{2}}$ (3.40)

В проходящем свете всегда возникает интерференционная картина, дополнительная к появляющейся в отраженном свете, что объясняется отсутствием в проходящем свете скачка фаз. Это положение легко демонстрируется на примере колец Ньютона, позволяя еще раз подчеркнуть общее свойство всех интерференционных явлений – стационарная интерференционная картина всегда возникает в результате перераспределения потока энергии в пространстве.

Если зазор между линзой и пластинкой не воздушный, то оптическая разность хода увеличивается за счет умножения геометрического пути на показатель преломления среды зазора между линзой и пластинкой и становится равной

$$\Delta^* = 2n_{cp}h + \frac{\lambda}{2}, \quad (3.41)$$

где n_{cp} – это показатель преломления среды зазора между линзой и пластинкой. Тогда в формулах вычисления радиусов колец появляется под корнем множитель $\frac{1}{n_{cp}}$. Например, для отраженного света:

светлое кольцо $r_m = \sqrt{\frac{R\lambda \cdot (2m - 1)}{2n_{cp}}}$ (3.42)

тёмное кольцо $r_m = \sqrt{\frac{Rm\lambda}{n_{cp}}}$ (3.43)

Наблюдение полос равной толщины используется в различных технологических методах. В частности, как способ определения качества полировки поверхности. Экспериментально определив радиус m – ого интерференционного кольца Ньютона r_m , зная радиус кривизны линзы, можно определить длину волны падающего света.

Интерференция при отражении от тонких пленок лежит в основе просветления оптики. В сложных объективах потеря светового потока достигает заметной величины. Для уменьшения потерь света на каждую свободную поверхность линзы наносится тонкая пленка вещества с

показателем преломления иным, чем у линзы. Толщина пленки подбирается так, чтобы волны, отраженные от обеих её поверхностей, погасили друг друга. Особенно хороший результат достигается в том случае, если показатель преломления пленки равен корню квадратному из показателя преломления линзы. При этом условии интенсивность обеих отраженных от поверхностей волн одинакова и интерферирующие лучи гасят друг друга.

Вопросы для самоконтроля

3.1 Являются ли падающая и отраженная электромагнитные волны когерентными?

3.2 Выведите связь между разностью фаз колебаний и оптической разностью хода.

3.3 Два когерентных световых пучка с оптической разностью хода $\Delta = 2\lambda_0$ интерферируют в некоторой точке. Максимум или минимум наблюдается в этой точке? Почему?

3.4 В некоторую точку пространства приходят две монохроматические электромагнитные волны с одинаковой амплитудой. Какова интенсивность в этой точке, если колебания: 1) синфазны; 2) противофазны?

3.5 В чем отличия интерференционных картин при освещении двух щелей монохроматическим и белым светом?

- 3.6 При каком условии наблюдается четкая интерференционная картина, создаваемая на экране двумя когерентными источниками?
- 3.7 Почему для наблюдения интерференции от обычных источников света интерферирующие пучки должны быть от одного и того же источника?
- 3.8 В чем отличие интерференционных картин, полученных в отраженном и проходящем свете?
- 3.9 Как изменится картина колец Ньютона, если пространство между линзой и пластинкой заполнить водой? Ответ обоснуйте.

4 ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

2.2 Принцип Гюйгенса – Френеля

Дифракция света – это совокупность явлений, наблюдаемых, при распространении света вблизи границ непрозрачных тел; эти явления обусловлены волновой природой света. Под дифракцией света обычно понимают отклонение от законов распространения света, описываемых геометрической оптикой. Явление дифракции, общее для всех волновых процессов, имеет особенности для света: здесь, как правило, длина волны λ много меньше размеров d преград (или отверстий).

Расчёты показали, что отклонение лучей от прямолинейности становится заметным при условии:

$$d = \sqrt{\lambda \ell}, \quad (4.1)$$

где d - размер препятствия, λ - длина световой волны, ℓ – расстояние от препятствия до наблюдателя. Отклонение от законов геометрической оптики тем меньше, чем меньше длина световой волны, а размер преграды порядка нескольких длин световых волн. Поэтому, *наблюдать дифракцию света можно только на достаточно больших расстояниях от преград.*

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия – оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн:

- перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных (конечных) когерентных источников, принято называть *интерференцией*;

- перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно принято называть *дифракцией*.

Для сравнения: интерференционная картина от двух узких щелей (метод Юнга) и дифракционная картина от двух широких щелей (дифракция Фраунгофера).

Объяснение дифракции возможно с помощью принципа Гюйгенса, согласно которому, *каждая точка среды, до которой дошёл фронт волны, сама становится источником вторичных волн, а огибающая этих вторичных волн даёт положение волнового фронта в следующий момент времени* (определение волнового фронта см. в разд.1.3).

Принцип Гюйгенса позволяет решать задачу лишь о направлении распространения волнового фронта, т.е. является принципом геометрическим. Однако принцип Гюйгенса не затрагивает по существу вопроса об амплитуде, следовательно, и об интенсивности распространяющихся за преградой световых волн. Кроме того, он не объяснял, почему при распространении волны не возникает обратная волна.

Френель дополнил принцип Гюйгенса *идеей интерференции вторичных волн*: вторичные волны, идущие от волнового фронта вперед, вступают в свободное от возмущений пространство, интерферируют только друг с другом и в одинаковых фазах усиливают друг друга. Напротив, вторичные волны, идущие назад, вступают в пространство, где уже есть волновое возмущение – прямая волна, и при интерференции вторичные волны гасятся.

Согласно *принципу Гюйгенса-Френеля*, световая волна, возбужденная источником S , может быть представлена как результат суперпозиции вторичных волн, «излучаемых» фиктивными источниками. Такими источниками могут служить бесконечно малые элементы A_i любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S (рис.4.1). Обычно в качестве такой поверхности выбирают одну из волновых поверхностей, и поэтому все фиктивные источники действуют синфазно. Таким образом, для определения в некоторой точке пространства результирующей интенсивности надо учесть интерференцию всех этих световых волн.

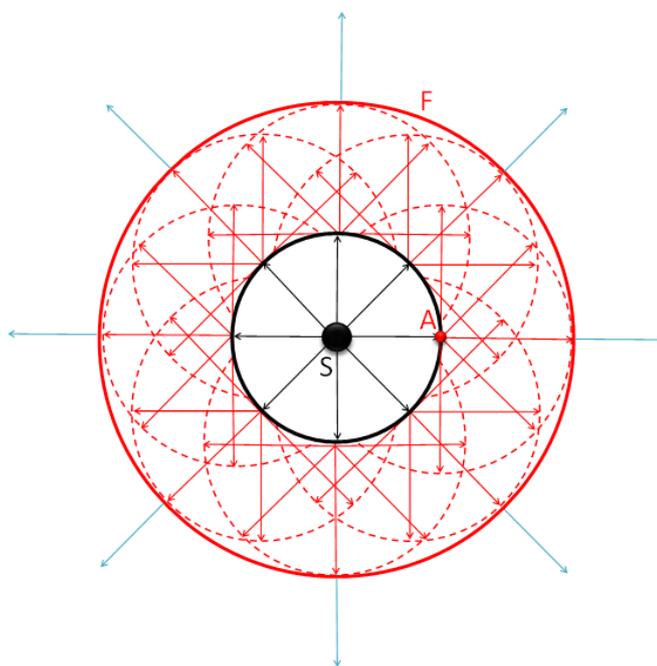


Рис. 4.1

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет найти амплитуду (интенсивность) результирующей волны в любой точке пространства, т.е. определить закономерности распространения света как в случае свободного распространения световых волн (прямолинейное распространение света), так и в случае наличия преград (дифракция).

Пусть S – точечный источник монохроматического света, распространяющегося в однородной среде, а P – произвольная точка наблюдения, в которой определяется результирующая амплитуда волны, приходящей в эту точку. Согласно принципу Гюйгенса, действие источника S заменяют действием вторичных источников (рис.4.2), расположенных на волновой поверхности, в качестве которой выбрана поверхность F .

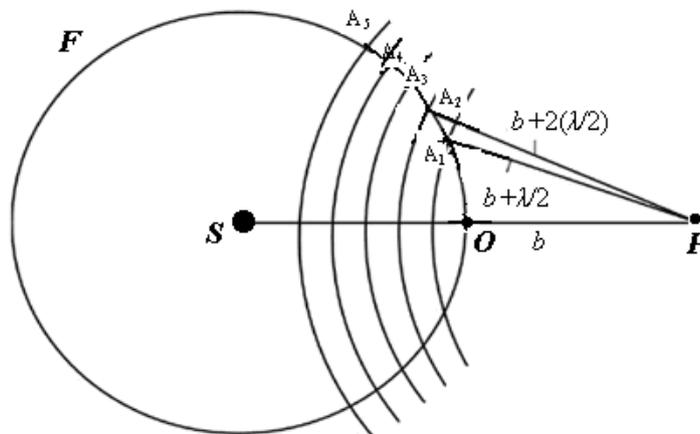


Рис. 4.2

Каждый элемент (на рис. 4.2 это A_i) волновой поверхности F служит источником вторичной световой волны, амплитуда которой убывает с увеличением расстояния от вторичного источника до точки наблюдения P . Для определения результирующей амплитуды Френель разбил эту волновую поверхность на зоны, которые получили название – *зоны Френеля*. Размеры

кольцевых зон таковы, что разность хода лучей, идущих от соответственных точек каждой соседней зоны в точке наблюдения равна, равна

$$A_1P - OP = A_2P - A_1P = \dots = \lambda/2.$$

Для этого необходимо из точки P построить сферы радиусами $(b + \lambda/2)$, $(b + 2\lambda/2)$, ... $(b + m\lambda/2)$. Построение Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равновеликие зоны.

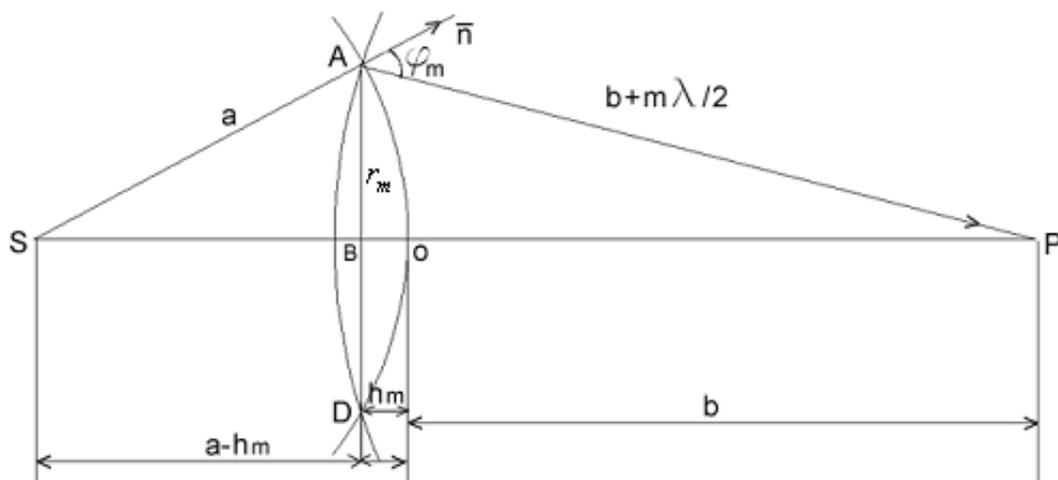


Рис. 4.3

Вычислим радиус внешней границы m -ной зоны Френеля, которая изображена на рис.4.3. дугой AD . Введем обозначения: $AB = r_m$ – радиус m -ой зоны Френеля; $SO = SA = a$ – радиус волновой поверхности; $OP = b$ – расстояние от волновой поверхности до точки наблюдения P ; $OB = h_m$ – высота сегмента; φ_m – угол дифракции вторичных (дифрагированных) лучей.

Угол дифракции – это угол между продолжением первоначального луча и вторичным лучом номера m световой волны.

Из $\triangle ABS$ получаем катет AB :

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = 2ah_m - h_m^2. \quad (4.2)$$

Из $\triangle ABP$ этот же катет равен:

$$r_m^2 = bm\lambda + \frac{m^2\lambda^2}{4} - 2bh_m - h_m^2. \quad (4.3)$$

Ограничившись значением не слишком больших m , ввиду малости длины волны λ , пренебрегая λ^2 , получаем

$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}. \quad (4.4)$$

Принимая во внимание, что высота сегмента $h_m \ll a$, можно считать, что

$$r_m^2 = 2ah_m,$$

тогда *радиусы зон Френеля для сферической волновой поверхности вычисляются по формуле*

$$r_m = \sqrt{\frac{m\lambda}{\frac{1}{a} + \frac{1}{b}}}. \quad (4.5)$$

где a – расстояние от источника света до препятствия, b – расстояние от препятствия до точки наблюдения дифракционной картины, m – номер максимально открытой или максимально закрытой зоны Френеля, $m=1,2,3,\dots$

Колебания, возбуждаемые в т.Р двумя соседними зонами, противоположны по фазе, т.к. разность хода соответствующих лучей от этих зон в точки наблюдения равна $\lambda/2$, и поэтому эти колебания будут ослаблять друг друга. Действительно, в этом случае

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{2} = \pi,$$

что означает ослабление световой волны вследствие сложения волн. Колебания, возбуждаемые в т.*P* зонами, лежащими через одну, например от 1 и 3, от 2 и 4 и т.п. доходят до экрана (т.*P*) в одинаковой фазе и такие волны усиливают друг друга. В результате этого на экране чередуются светлые и тёмные кольца различной степени интенсивности (отличие от интерференционной картины). Уменьшение интенсивности колец объясняется тем, что с ростом номера зоны *m* расстояние *b_m* от зоны до точки *P* растёт, что приводит к тому, что амплитуда *A_m* колебания, возбуждаемого *m*-ой зоной в точке *P*, монотонно убывает с ростом *m*. Амплитуда результирующего колебания, возбуждённого в т. *P* всей совокупностью зон, может быть представлена как

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m, \quad (4.6)$$

где *A₁*, *A₂*, ... - амплитуды колебаний, возбуждаемых 1-й, 2-й, ... зонами. Вследствие монотонного убывания *A_m*, в качестве допустимого возможно считать $A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$. С учетом этого, из (4.6) следует, что амплитуда колебаний в точке *P*

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (4.7)$$

Таким образом, при свободном распространении волны волновое возмущение от всего волнового фронта составляет половину возмущения, создаваемого только первой зоной Френеля.

Всякое колебание можно представить в виде вектора, модуль которого равен амплитуде колебания, а направление задается фазой колебания. Результирующее колебание в т.Р можно получить как сумму векторов отдельных колебаний (см. разд. 1.2).

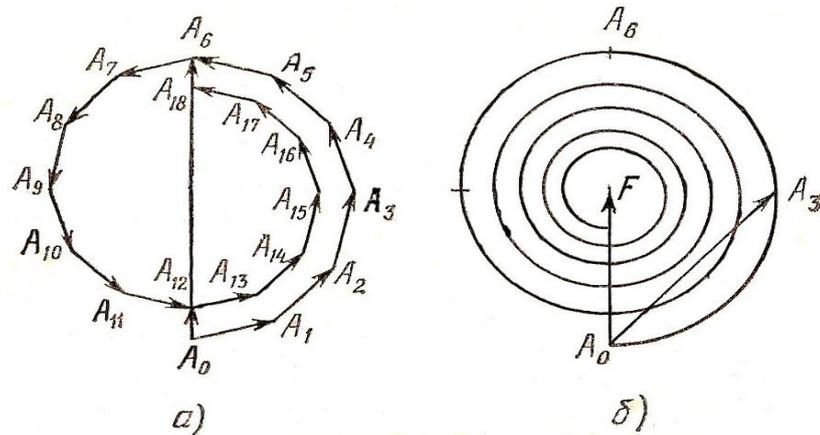


Рис. 4.4

Разобьем каждую зону Френеля на n кольцевых подзон (на рис.4.4.а построение выполнено для $n = 6$). Колебания, возбуждаемые в точке наблюдения такими подзонами, на векторной диаграмме изобразятся векторами A_1 , A_2 , A_3 , и т.д., образующими ломаную линию. Колебание, возбуждаемое несколькими соседними подзонами, представится суммой этих векторов. Например, вектор $A_0 A_6$ представляет действие первой зоны, а вектор $A_0 A_{12}$ - совместное действие двух первых зон. Рис.4.4.а изображает действие трех зон Френеля. Если число подзон n устремить в бесконечность, то в пределе ломаная перейдет в спираль, вьющуюся вокруг фокуса F (рис.4.4.б). На этой спирали действие центральной половины первой зоны представляется вектором $A_0 A_3$, а действие всего волнового фронта – вектором $A_0 F$, который равен половине вектора $A_0 A_6$.

Итак, результирующая амплитуда в точке P при полностью открытом волновом фронте приблизительно равна половине амплитуды волны, создаваемой в этой точке только первой зоной. Поэтому, если на пути монохроматического света от точечного источника S поместить экран, закрывающий все зоны, кроме первой, то амплитуда в точке P увеличится по сравнению с полностью открытым волновым фронтом в два раза (как видно из (4.7) $A_I = 2A$), а интенсивность – в четыре раза.

2.3 Дифракция Френеля

Дифракцию разделяют на два типа в зависимости от расстояния от источника и точки наблюдения (экрана) до препятствия, расположенного на пути распространения света. Первый тип дифракции относится к случаю, когда на препятствие падает сферическая или плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся за препятствием на конечном от него расстоянии (и это расстояние можно менять).

Дифракционные явления такого типа называют *дифракцией Френеля* (дифракция на круглом отверстии и дифракция на диске) или *дифракцией в сходящихся лучах*. Дифракцию на круглом отверстии рассмотрим на рис.4.5, где на пути монохроматической сферической волны расположен непрозрачный экран с круглым отверстием, плоскость которого перпендикулярна к оси SP (так же см. рис.4.3), а центр расположен на той же

оси. Дифракционная картина наблюдается в точке P экрана, находящегося на расстоянии b от отверстия параллельно ему.

Согласно Френелю, действие такого препятствия сводится к тому, что экран как бы устраняет ту часть волнового фронта, которую он закрывает. Открытые участки волнового фронта являются источниками вторичных волн, например, показанные точки A_m и D . Из рисунка видно, что волновой фронт вторичных волн проникает в область геометрической тени.

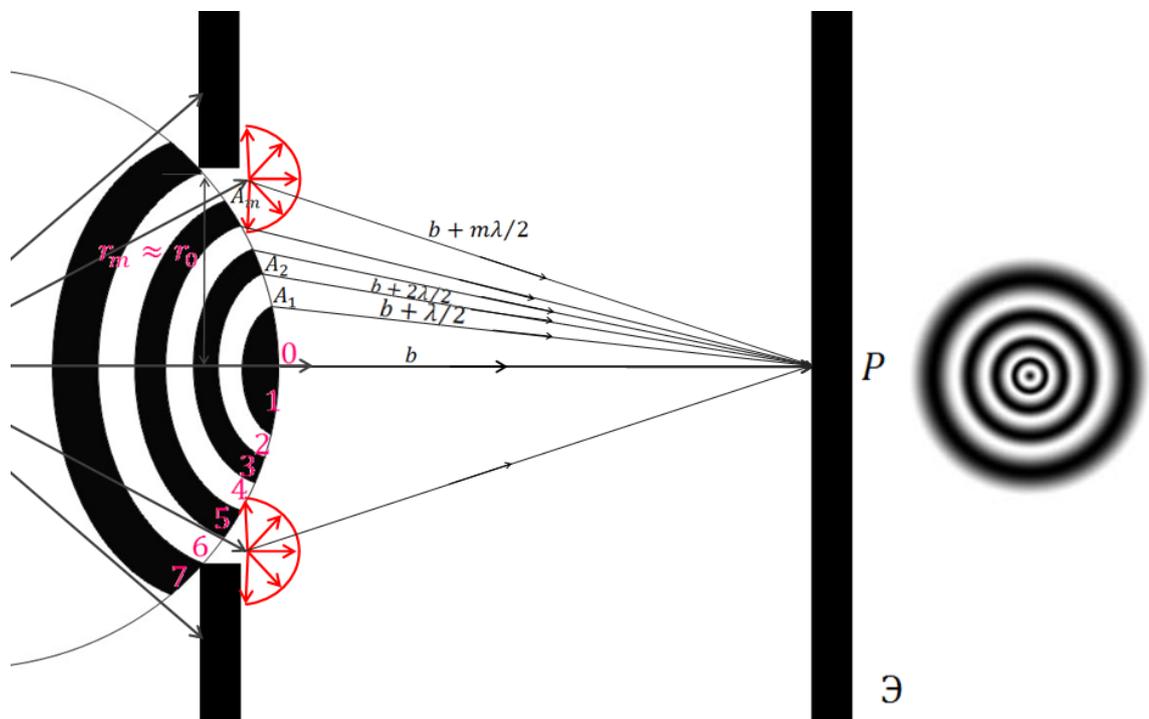


Рис. 4.5

Число зон Френеля, открываемых отверстием, зависит от его диаметра (или его радиуса r_0), так как радиус m -ной открытой зоны Френеля есть не что иное, как радиус отверстия $r_m = r_0$. Учитывая это равенство, из формулы (4.5) получаем, что число открытых зон Френеля вычисляется по формуле

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right). \quad (4.8)$$

В зависимости от размера отверстия число открытых зон Френеля будет четным или нечетным. Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке P всеми открытыми зонами Френеля,

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}, \quad (4.9)$$

где знак плюс соответствует нечетным значениям m и минус – четным.

Чётное число зон удовлетворяет условию минимума интенсивности света, а нечетное – условию максимума. Следовательно, *если число открытых зон Френеля четное, то в центре дифракционной картины будет черное пятно; если число открытых зон Френеля нечетное, то светлое пятно.* Рис. 4.5

иллюстрирует отверстие, которое открывает 6 зон Френеля – в правой части рисунка интерференционная картина имеет черное пятно в центре.

Распределение интенсивности света на экране иллюстрирует правая часть рис.4.6. (б) и в)), который показывает дифракцию Френеля на круглом отверстии, радиус которого равен r_0 .

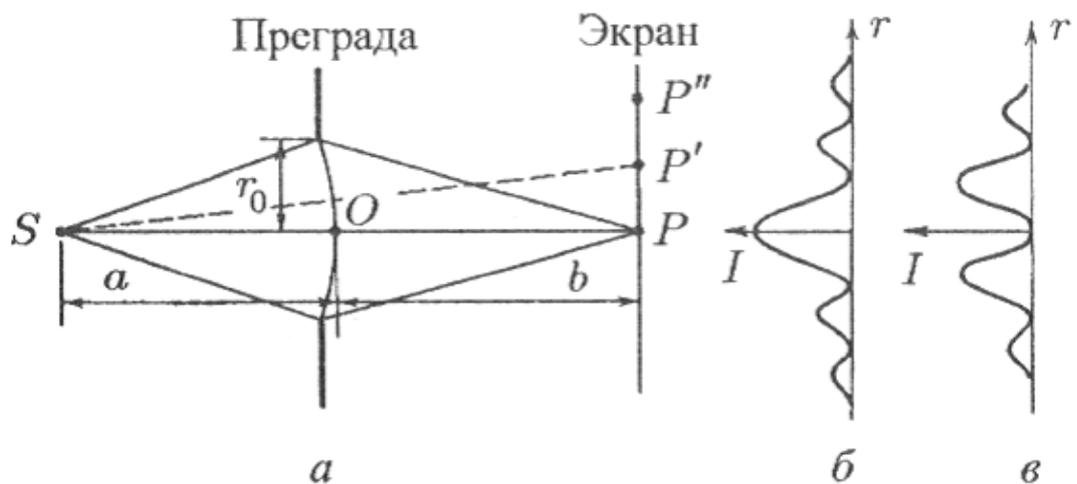


Рис. 4.6

Вследствие симметричного расположения отверстия относительно прямой SP освещенность в разных точках экрана будет зависеть только от расстояния до центральной точки P . Расчет амплитуды результирующего колебания на внеосевых участках экрана P' , P'' и др. более сложен. Интенсивность максимумов убывает с расстоянием от центра картины.

Таким образом, *дифракционная картина от круглого отверстия имеет вид чередующихся светлых и темных концентрических колец; в центре картины будет либо светлое (максимум интенсивности, m -нечетное), либо темное (минимум интенсивности, m – четное) пятно.*

Дифракцию на диске наблюдают, если на пути световой волны (например, сферической как на рис.4.7) расположить непрозрачный диск. В данном случае закрытый диском участок волновой поверхности исключают из рассмотрения, и открытые зоны Френеля строят, начиная от краев диска.

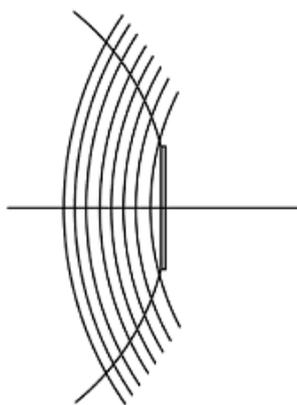


Рис. 4.7

Поместим между, как на рис.4.3, источником света S и точкой наблюдения P не прозрачный круглый диск радиуса r_d (на рис.4.7 этот диск

размещен перпендикулярно плоскости рисунка). Повторяя рассуждения разд.4.1, получаем, что амплитуда результирующего колебания в точке P всеми открытыми зонами Френеля, равна половине амплитуды, обусловленной первой открытой зоной:

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}, \quad (4.10)$$

где m -номер максимально закрытой зоны Френеля. Следовательно, в точке P всегда наблюдается максимум интенсивности света. Это хорошо иллюстрирует рис.4.8, где в правой его части б) показано распределение интенсивности света с максимумом в центре (точка O).

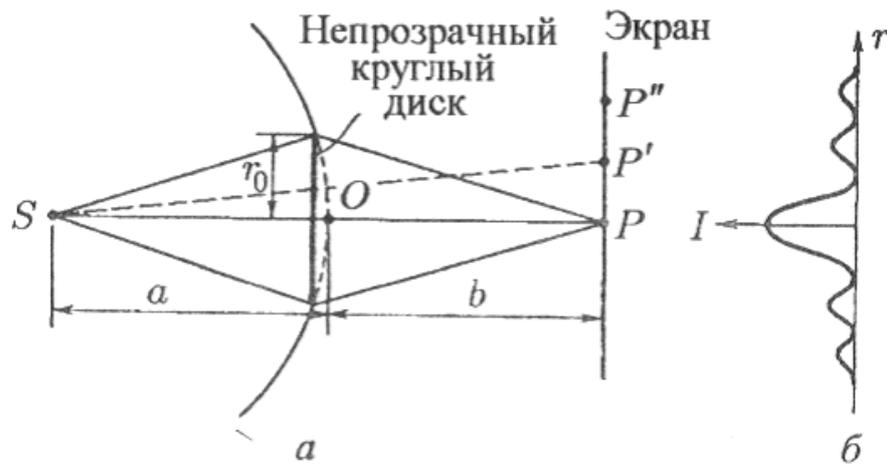


Рис. 4.8

Таким образом, *в случае не прозрачного круглого диска дифракционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных концентрических колец; в центре картины всегда будет светлое пятно.*

2.4 Дифракция Фраунгофера

Второй тип дифракции относится к случаю, когда на препятствие падает плоская волна, а дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной за препятствием. Дифракционные явления этого типа называют *дифракцией Фраунгофера* или *дифракцией в параллельных лучах* (дифракция на щели и на дифракционной решётке).

Дифракция на щели. Пусть плоская монохроматическая световая волна падает нормально на непрозрачный экран (рис.4.9) со щелью шириной b и длиной $l \gg b$.

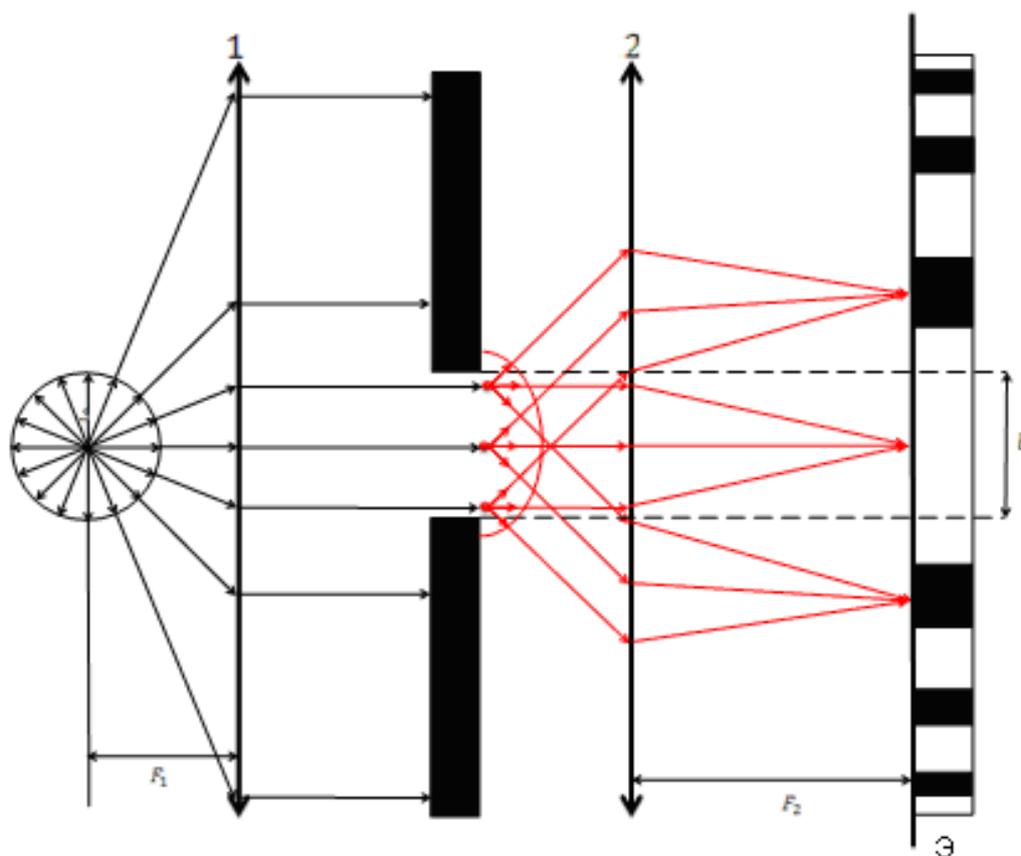


Рис. 4.9

При практическом осуществлении дифракции Фраунгофера источник света S помещают в фокусе линзы 1 на расстоянии F_1 от неё (линза 1 не нужна, если источником света является лазер, поскольку от него уже исходит параллельный пучок света). Лучи после линзы 1 падают параллельными лучами на непрозрачный экран с щелью.

В узкой щели шириной b наблюдается дифракция в параллельных лучах: каждая точка открытого волнового фронта становится источником вторичных волн, фронт которых распространяется в область геометрической тени (на рис.4.9 это показано огибающей линией). Близко к щели ставят линзу 2, а экран располагают на расстоянии, равном фокусному расстоянию линзы F_2 (из-за малости расстояния между щелью и линзой, в задачах им пренебрегают, и расстояние от линзы до экрана принято считать фокусным F_2 расстоянием линзы). Плоскость щели и экран параллельны друг другу.

Параллельные пучки щелей, выходящие из щели в одинаковом направлении φ (φ – это угол дифракции), собираются линзой в одну точку (см. разд.2.1 , разд.2.2 и рис.2.15). Например, на рис.4.10 (в этом случае рис. 4.9. как бы повернут на 90^0) показан *ход вторичных лучей, дифрагированных под углом φ* , которые собираются линзой в одну точку **D** на экране. Оптическая разность хода между крайними лучами, идущими от щели в направлении φ (от точек A и B) $BC=\Delta$ равна

$$\Delta = b \cdot \sin\varphi, \quad (4.11)$$

где $AB = b$ – ширина щели.

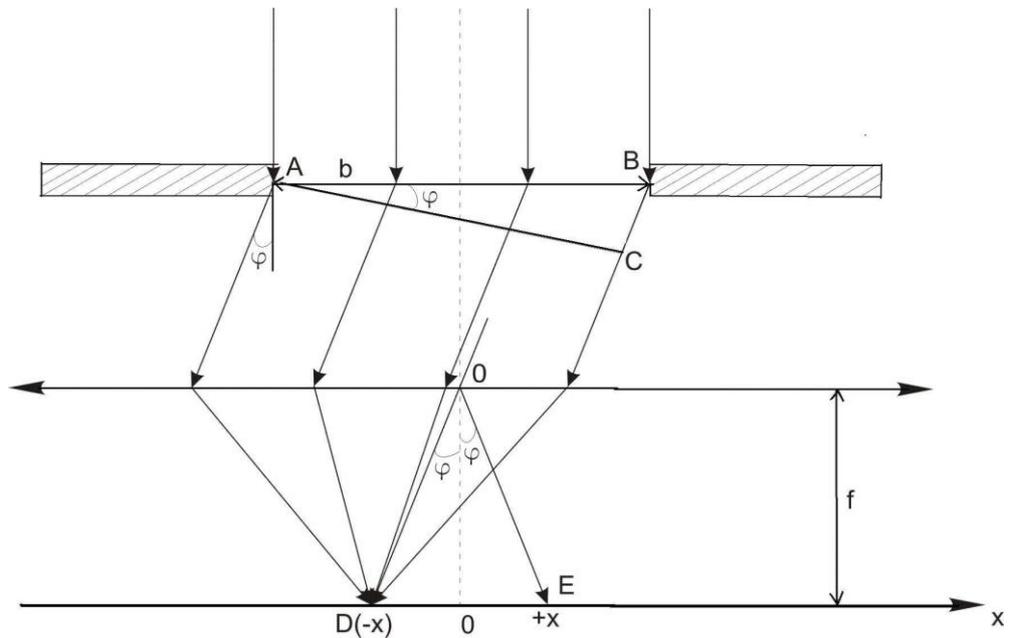


Рис. 4.10

Разобьём открытую часть волновой поверхности в плоскости щели **AB** на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру щели *A*. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\frac{\lambda}{2}$. При этом на ширине щели уместается $\frac{b \sin \varphi}{\lambda/2}$ зон. Поскольку плоскость щели совпадает с фронтом падающей плоской волны, то каждая точка щели является источником вторичных волн, которые колеблются в одинаковой фазе. Будут равны так же и амплитуды вторичных волн в плоскости щели (зоны Френеля одинаковы по площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения). Следовательно, *колебания, возбуждаемые в точке D двумя соседними зонами, равны по амплитуде и противоположны по фазе*. От числа зон Френеля, укладывающихся на открытой части волнового фронта, зависит результат наложения всех

вторичных волн, иными словами, определяется дифракционная картина. Если число зон Френеля четное, то есть, оптическая разность хода равна

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (4.12)$$

(где $k=1,2,3,\dots$), на экране в т.*D* наблюдается дифракционный минимум (колебания от каждой пары лучей взаимно гасят друг друга и выполняется условие интерференционного минимума. В т.*E*, расположенной симметрично по отношению к т.*D*, наблюдается такой же минимум света.

Если число зон Френеля не четное, то оптическая разность хода вычисляется по формуле

$$b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.13)$$

(где $k=1,2,3,\dots$), выполняется условие максимума интенсивности света (одна зона Френеля не скомпенсирована) и на экране наблюдается дифракционный максимум. В направлении $\varphi=0$ (щель действует как одна зона Френеля в этом направлении) свет распространяется с наибольшей интенсивностью, т.е. *в т.О наблюдается центральный дифракционный максимум.*

Если точка *D* соответствует координате первого минимума (-x) слева от точки *O*, а точка *E* – координате первого минимума (+x) справа от точки *O*, то расстояние *ED* – это *ширина центрального максимума*. Тогда $(\Delta\varphi=2\varphi)$ – *угловая ширина центрального максимума*. Используя условие минимума интенсивности (4.13) для $k = 1$ и то, что для малых углов $\sin\varphi \approx \text{tg}\varphi \approx \varphi$, получаем

$$\Delta\varphi = \frac{2\lambda}{b}, \quad (4.14)$$

где λ – длина волны падающего света на щель шириной b .

На рис. 4.11 схематично показана интерференция лучей, дифрагированных под углом φ , и распределение интенсивности света на экране при дифракции на щели.

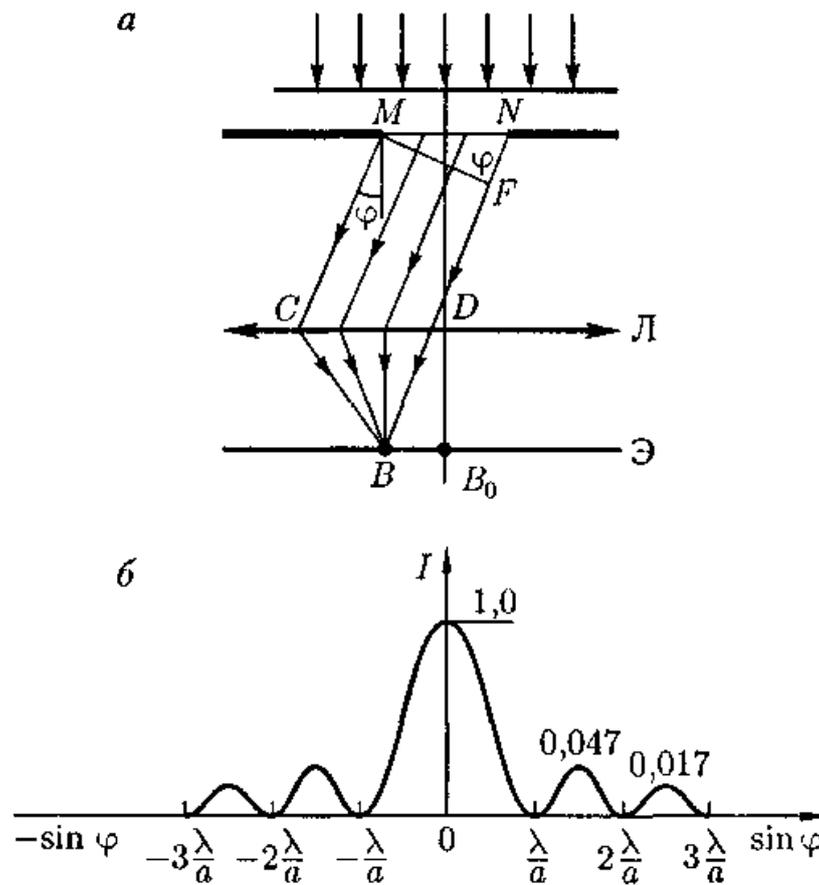


Рис. 4.11

На экране наблюдают ряд полос: широкую светлую полосу и симметрично расположенные параллельно щели тёмные и светлые полосы.

Величина ширины щели b играет важную роль в явлении дифракции – она определяет максимальное число минимумов интенсивности дифракционной картины ($k = 1, 2, 3, \dots$)

$$k \leq \frac{b}{\lambda};$$

(4.15)

- если ширина щели меньше длины световой волны λ , т.е. $b < \lambda$, то минимумы дифракционной картинки вообще не возникают и интенсивность света на экране монотонно убывает от середины картины к её краям;
- если $b > \lambda$, тогда дифракционные полосы становятся уже, а картина ярче;
- при $b \gg \lambda$ в центре получается резкое изображение источника света (имеет место прямолинейное распространение света).

При наклонном падении параллельного пучка света на щель (на рис.4.12 лучи падают под углом θ) для вычисления направления на минимумы или максимумы интенсивности света поступают так же, как при нормальном падении света.

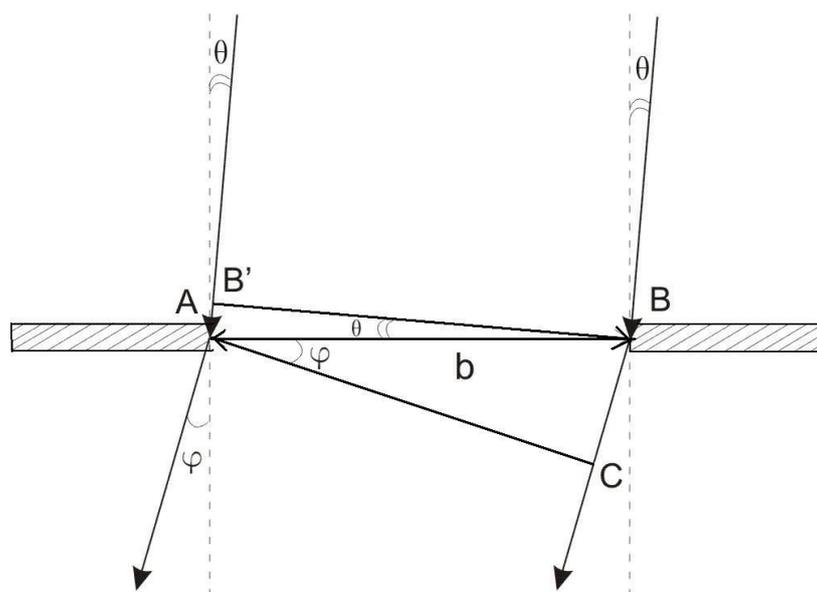


Рис. 4.12

Применяя геометрические соотношения, получаем: $\Delta=BC-B'A$;
 $BC=b \cdot \sin\varphi$; $B'A=b \cdot \sin\theta$. В таком случае, оптическая разность хода
 дифрагированных лучей вычисляется по формуле

$$\Delta = b(\sin\varphi - \sin\theta); \quad (4.16)$$

где θ – угол падения пучка света на поверхность щели. Тогда *условие
 дифракционного минимума при наклонном падении лучей на щель*

$$b(\sin\varphi - \sin\theta) = \pm k\lambda, \quad (4.17)$$

а *условие дифракционного максимума при наклонном падении лучей щель*

$$b(\sin\varphi - \sin\theta) = \pm(2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (4.18)$$

где $k=1,2,3,\dots$

Дифракция на дифракционной решётке. Большое практическое значение имеет дифракция, наблюдаемая при прохождении света через дифракционную решетку. *Дифракционная решётка – это совокупность параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделённых равными по ширине непрозрачными промежутками.* Рис.4.13 иллюстрирует некоторые из множества лучей, нормально падающих на дифракционную решетку, и ход вторичных лучей, дифрагированных под одинаковыми углами φ (обозначения на этом рисунке аналогичны обозначениям рис.4.10).

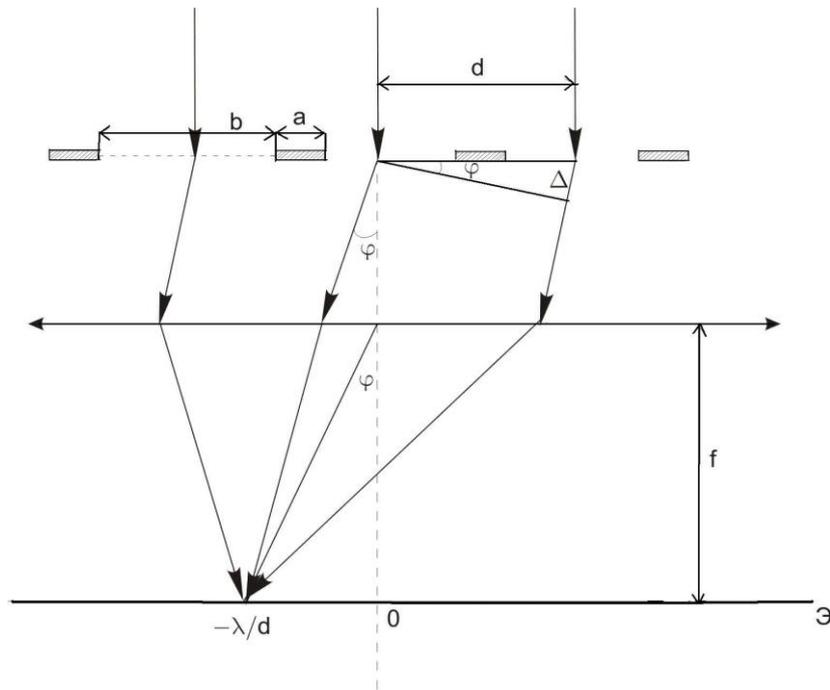


Рис. 4.13

Пусть плоская монохроматическая волна нормально падает на дифракционную решетку, период которой равен d и определяется формулой

$$d = a + b, \quad (4.19)$$

где b - ширина щели; a - ширина непрозрачных участков между щелями. Расстояние между серединами соседних щелей называют **периодом дифракционной решетки**. Если ℓ - длина решетки, а N - число щелей, то величина N_ℓ , равная

$$N_\ell = N/\ell, \quad (4.20)$$

называется **число щелей на единицу длины**. Период дифракционной решетки с числом щелей на единицу длины связан формулой

$$d = 1/N_\ell. \quad (4.21)$$

Дифракционная картина на дифракционной решётке определяется как результат взаимной интерференции вторичных волн, идущих от всех щелей,

т.е. в дифракционной решётке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей. Вследствие интерференции дифрагированных лучей, на экране видны яркие полосы (интенсивность которых убывает по мере удаления от центра дифракционной картины) и некоторый фон между ними. Яркие полосы называют главными максимумами, а фон состоит из дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами.

Положение *главных максимумов* интенсивности при дифракции на дифракционной решётке определяется условием

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (4.22)$$

где d – период дифракционной решетки, φ – угол дифракции, λ – длина волны падающего на решетку света, число m – это *порядок* главного максимума; $m = 0, 1, 2, \dots$. Максимум нулевого порядка только один, максимумов 1-ог, 2-го и т.д. порядков имеется по два.

Главные минимумы при дифракции на дифракционной решётке (в них интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю) наблюдаются в направлениях, соответствующих условию

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (4.23)$$

где $k=1, 2, 3, \dots$

Кроме минимумов, определяемых условием (4.23), в промежутках между соседними главными максимумами находятся $(N-1)$ дополнительных минимумов. Между дополнительными минимумами располагаются

вторичные максимумы, т.е. $(N-2)$ добавочных максимумов, создающие весьма слабый фон. Такая дифракционная картина обусловлена влиянием соседних щелей.

Если значения угла дифракции φ одновременно удовлетворяют условиям (4.22) и (4.23), то главные максимумы, отвечающие этим направлениям, не наблюдаются. На рис.4.14 приведена дифракционная картина, наблюдаемая на дифракционной решетке с числом щелей $N = 4$ и отношением периода дифракционной решетки d к ширине щели b равным $d/b = 3$. В рассматриваемом случае главные максимумы третьего, шестого и т.д. порядков приходятся на минимумы интенсивности от одной щели, в результате чего они не наблюдаются.

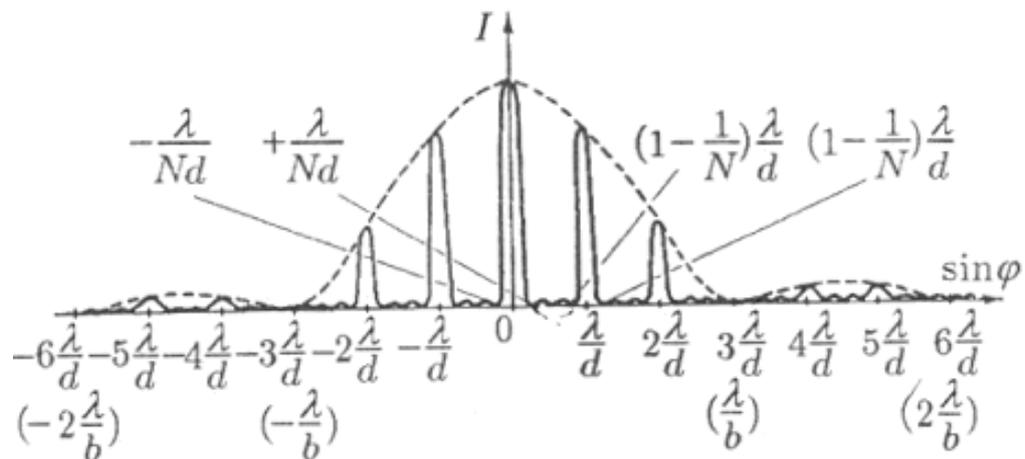


Рис. 4.14

Рисунок 4.15 демонстрирует компьютерную модель дифракции на дифракционной решетке и распределение интенсивности света при нормальном падении на решетку монохроматического света с длиной волны $\lambda = 520$ нм. При неизменных параметрах решетки (ширина щели $b = 10$ мкм и период решетки $d = 20$ мкм), изменение длины решетки (в модели она

обозначено буквой D) приводит к изменению числа щелей N . Вследствие этого изменяется и дифракционная картина – меняется величина максимальной интенсивности и число дополнительных максимумов (и, соответственно, число дополнительных минимумов) света.

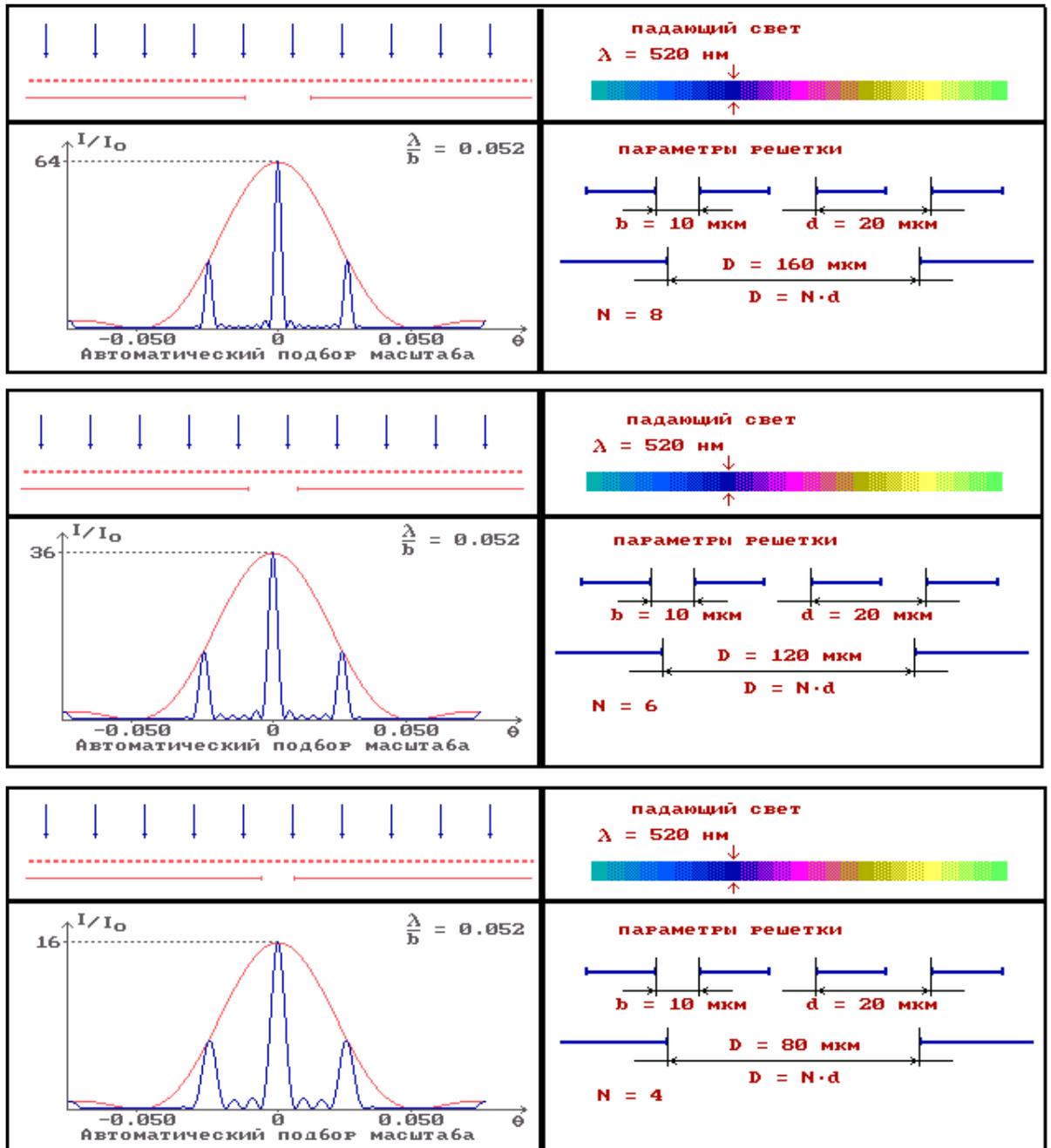


Рис. 4.15

Положение главных максимумов зависит от длины волны падающего на решетку света. Поэтому при пропускании через решетку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр. При освещении дифракционной решётки белым светом распределение интенсивности на экране, получаемое вследствие дифракции, называется *дифракционным спектром*. Здесь имеют место три явления, присущие волнам: дифракция, дисперсия и интерференции света. Исходя из такого свойства дифракционная решетка используется в качестве диспергирующего элемента спектральных приборов.

2.5 Критерий применимости оптических моделей

Как было отмечено в разд.4.1, для наблюдения дифракции световых волн необходимо создание специальных условий, что обусловлено малостью длин световых волн. Установим количественный критерий, позволяющий определить, какой вид дифракции будет иметь место в каждом конкретном случае, основываясь на том, что характер дифракции зависит от значения безразмерного параметра

$$b^2/(\ell\lambda), \quad (4.24)$$

где b – ширина щели, ℓ – расстояние от щели до экрана (места наблюдения дифракционной картины), λ – длина волны падающего света:

$$\begin{array}{ll}
 b^2/(\ell\lambda) << 1 & \text{– дифракция Фраунгофера,} \\
 b^2/(\ell\lambda) \sim 1 & \text{– дифракция Френеля,} \\
 b^2/(\ell\lambda) >> 1 & \text{– геометрическая оптика.}
 \end{array}$$

2.6 Разрешающая способность оптических приборов

В основе разрешающей способности оптических приборов лежит критерий Рэля: изображение двух ближайших спектральных линий с равными интенсивностями и одинаковыми симметричными контурами разрешимы (разделены для восприятия), если дифракционный максимум в дифракционной картине от одной линии совпадает с первым минимумом дифракционной картины от другой линии; иначе говоря, если середина одного максимума совпадает с краем другой. Такое взаимное расположение максимумов получается при определенном (для данного прибора) значении $\Delta\lambda$.

Разрешающей способности оптических приборов - это безразмерная величина, определяемая формулой

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (4.25)$$

где $\Delta\lambda$ – это абсолютное значение минимальной разности длин волн двух соседних спектральных линий, при которой эти линии регистрируются отдельно, λ – это наименьшая из двух рассматриваемых линий длина волны.

Как было отмечено выше (см. разд. 4.3), дифракционная решётка может быть использована как спектральный прибор. *Разрешающей способности дифракционной решетки – это величина, равная*

$$R = mN, \quad (4.26)$$

где m – порядок спектра (порядковый номер дифракционного максимума), N – число щелей в дифракционной решетке. Таким образом, разрешающая способность дифракционной решетки пропорциональна порядку спектра m и числу N щелей решетки, т.е. *разрешающая способность дифракционной решетки при заданном числе щелей при переходе к спектрам высших порядков увеличивается*. Чем больше штрихов (N) наложено на решётку, тем больше возможность раздельного наблюдения на экране двух спектральных линий (двух полос) с близкими по величине длинами волн λ_1 и λ_2 .

Например, максимум k -го порядка для λ_2 наблюдается под углом φ , т.е. $d \cdot \sin \varphi = k \cdot \lambda_2$. При переходе от этого максимума к соседнему минимуму разность хода меняется на λ/N , где N – число щелей решётки. Следовательно, минимум λ_1 , наблюдаемый под углом φ_{min} , удовлетворяют условию $d \cdot \sin \varphi_{min} = k \cdot \lambda_1 + \lambda_1/N$. По критерию Рэлея, $\varphi = \varphi_{min}$, т.е. $k \lambda_2 = k \lambda_1 + \lambda_1/N$ или $kN = \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$; где $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta \lambda$. Тогда, используя формулы определения разрешающей способности (4.25) и (4.26), получаем

$$R = \frac{\lambda_1}{\Delta \lambda} = kN, \quad \text{откуда} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda_1}{kN}.$$

Следовательно, при увеличении порядка спектра k уменьшается величина интервала длин волн $\Delta \lambda$ и таким образом увеличивается возможность оптического прибора различить две близлежащие линии. Современные дифракционные решетки имеют довольно высокую разрешающую способность порядка (до $2 \cdot 10^5$).

Вопросы для самоконтроля

- 4.1 В чем суть принципа Гюйгенса-Френеля?
- 4.2 Оцените радиус первой (центральной) зоны Френеля при $a=b=10$ см и $\lambda = 500$ нм.
- 4.3 В чем отличие дифракционных картин на круглых отверстиях разных радиусов?
- 4.4 Как осуществить дифракцию Фраунгофера с применением точечного источника света?
- 4.5 В чем отличие дифракций Фраунгофера и Френеля?
- 4.6 Сколько дополнительных минимумов и максимумов возникает при дифракции на семи щелях?
- 4.7 При каком отношении периода дифракционной решетки к ширине щели не будет наблюдаться спектр второго порядка?
- 4.8 Почему дифракционная решетка разлагает белый свет на спектр?

5 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

5.1 Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса

Из уравнений Максвелла следует, что световые волны поперечны: векторы напряженности электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей световой волны взаимно перпендикулярны и колеблются перпендикулярно вектору скорости \vec{V} распространения волны, т.е. световому лучу. *Совокупность явлений волновой оптики, в которых проявляется поперечность электромагнитных световых волн, называется поляризацией света.*

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества атомов и каждый возбужденный атом светящегося тела испускает электромагнитную волну, в которой вектор напряженности электрического поля колеблется только в одной плоскости. Однако таких атомов в источниках света чрезвычайно много и они излучают световые волны независимо друг от друга. Поэтому световая волна, излучаемая телом, характеризуется всевозможными равновероятными направлениями колебаний светового вектора. *Световой вектор - это вектор напряженности \vec{E} электрического поля световой волны.* Равномерное распределение векторов \vec{E} объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов \vec{E} одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов.

На рис.5.1 схематично показаны направления колебаний векторов напряженности электрического поля световой волны в плоскости чертежа, когда сама волна распространяется от чертежа к наблюдателю (её направление показано вектором скорости света в среде \vec{V} , который изображен точкой в центре кружка) для естественного (рис.5.1а), частично поляризованного (рис.5.1б) и поляризованного (рис.5.1в) света.

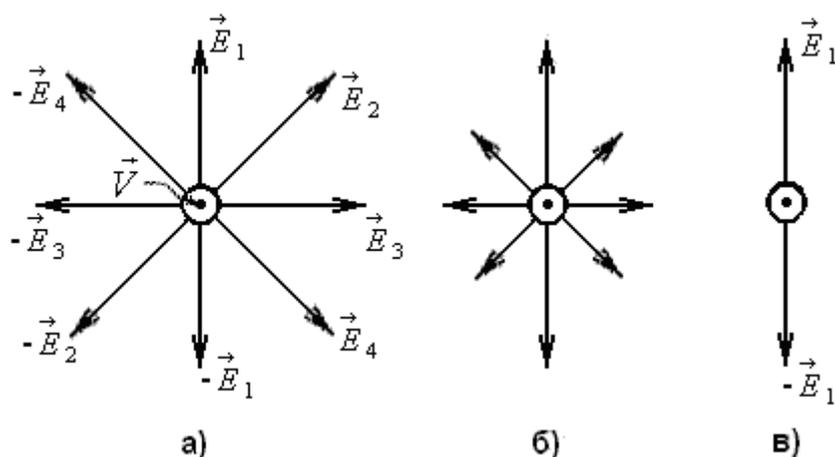


Рис. 5.1

Свет, в котором векторы напряженности световых волн колеблются во всевозможных направлениях, называют естественным (не поляризованным). В естественном свете колебания различных направлений светового вектора \vec{E} быстро и беспорядочно сменяют друг друга.

Свет с преимущественным (но не исключительным) направлением колебаний светового вектора называют частично поляризованным светом.

Свет, в котором направления колебаний электрического вектора каким-то образом упорядочены, называют поляризованным светом.

Наиболее общим типом поляризованного света является эллиптически поляризованный свет – это такой свет, когда вектор поворачивается вокруг

луча, одновременно пульсируя по величине, а конец светового вектора описывает эллипс, лежащий в плоскости, перпендикулярной лучу.

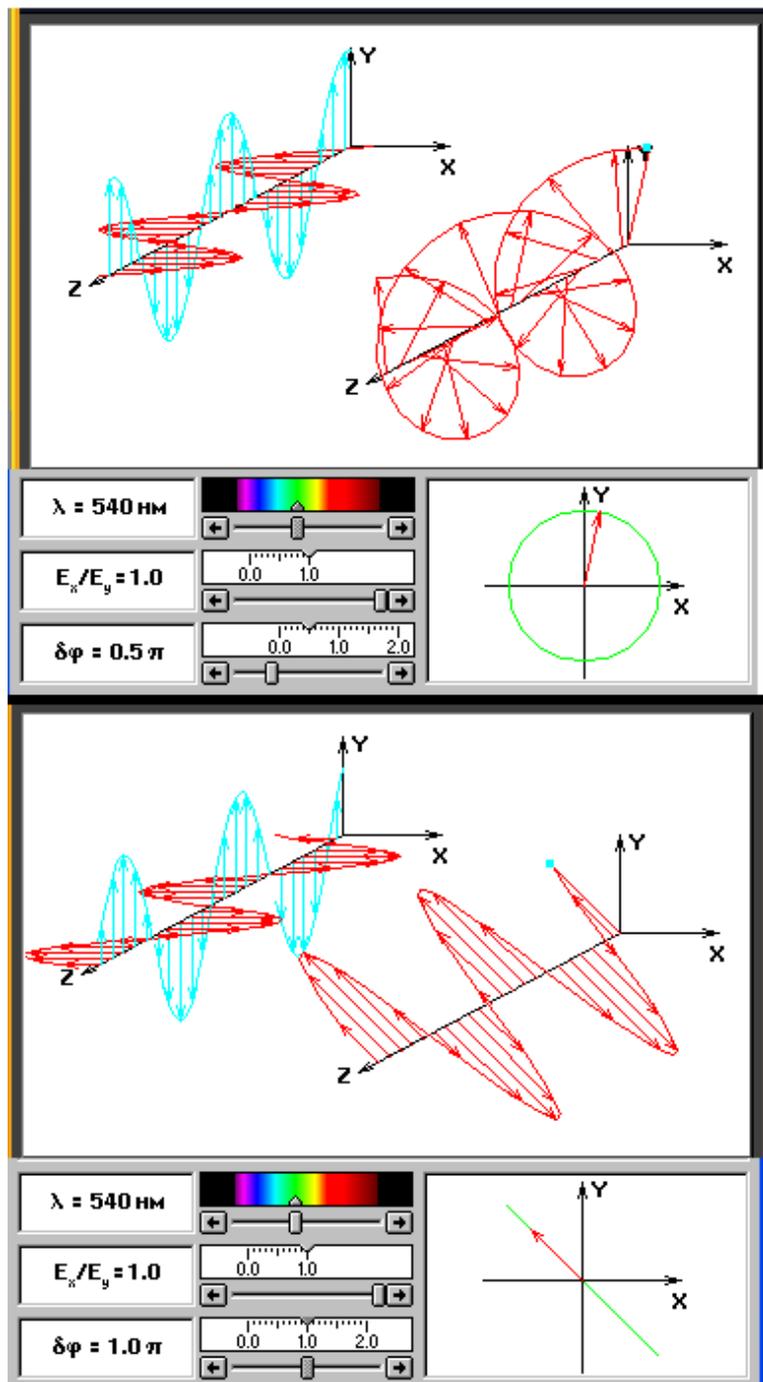


Рис. 5.2

На рис.5.2 показаны примеры поляризованного света:

- если конец светового вектора \vec{E} описывает круг, лежащий в плоскости чертежа (XU), то это *свет, поляризованный по кругу* (рис.5.2.а)

- если конец светового вектора \vec{E} колеблется только в одном направлении (изменяет свое направление и величину вдоль линии), то это *плоско поляризованный или линейно поляризованный свет* (рис.5.2.б).

Плоско поляризованный свет получают, пропуская естественный свет через *поляризаторы (поляроиды)* – приспособления с использованием сред, *анизотропных в отношении колебаний вектора \vec{E}* (например, турмалин). *Поляризаторы* можно использовать и для анализа поляризованного света, тогда их называют *анализаторы*.

Поляризаторы (и анализаторы) свободно пропускают колебания, параллельные главной плоскости поляризатора (анализатора) – плоскости поляризации света, пропускаемого поляридом, и полностью или частично задерживают колебания, перпендикулярные ей.

Все колебания светового вектора \vec{E} в естественном свете можно спроецировать на два взаимно перпендикулярных направлениях \vec{E}_x и \vec{E}_y , как показано на рис.5.3, где векторы обозначены буквой со стрелочкой.

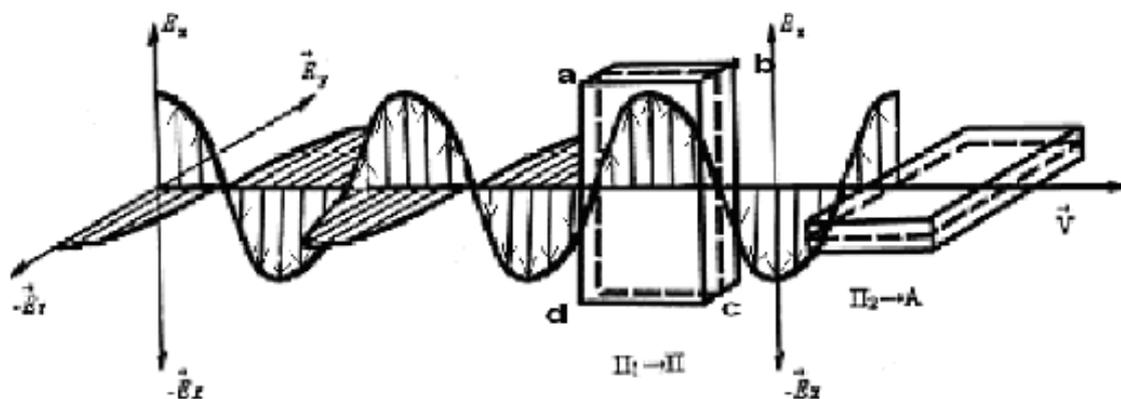


Рис.5.3

Пусть естественный свет перпендикулярно падает на поляроид-поляризатор Π_1 . Из поляризатора $\Pi_1 \equiv \Pi$ выходит плоско поляризованный свет, в котором вектор \vec{E} колеблется в одной, присущей данному телу плоскости $abcd$. Если на его пути поставить второй поляризатор $\Pi_2 \equiv A$ (на него падают поляризованные лучи и его называют здесь анализатором) так, что его плоскость поляризации была перпендикулярна плоскости поляризации первого поляроида, то свет не выйдет из второго поляризатора независимо от степени его прозрачности, а поглотиться веществом поляризатора Π_2 . Поэтому, если смотреть на поверхность поляризатора Π_2 с той стороны, откуда должен выйти луч, то она окажется темной. Если в рассматриваемой системе поляризатор Π_2 повернуть на угол 90° , расположив его так же, как и поляризатор Π_1 (рис.5.4), то поверхность поляризатора Π_2 станет светлой, поскольку теперь он пропустит световой луч. Если бы световые волны были продольными, то поляризатор Π_2 пропускал бы их при любом положении.

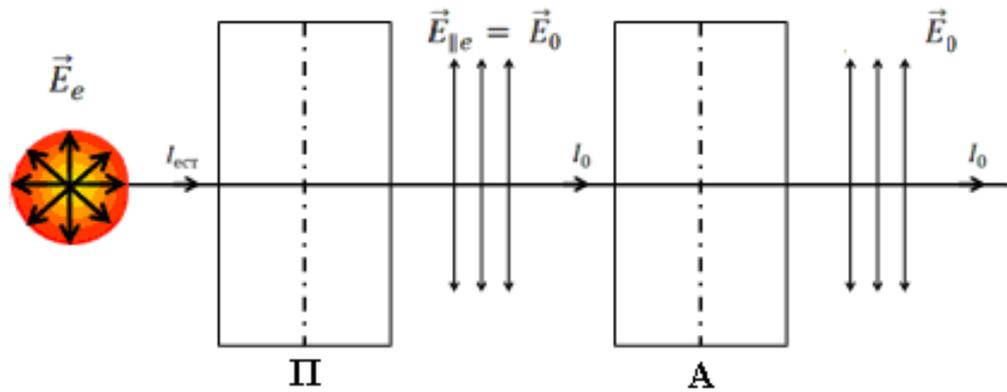


Рис. 5.4

Рассмотрим поляризацию света с точки зрения сложения двух (равновероятных для естественного света) взаимно перпендикулярных колебаний светового вектора \vec{E}_x и \vec{E}_y , отличающихся по фазе на δ :

$$\vec{E}_x = \vec{A}_1 \cos \omega t \text{ и } \vec{E}_y = \vec{A}_2 \cos(\omega t + \delta), \quad (5.1)$$

Сумма этих векторов равна \vec{E} ($\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y$) (рис.5.5)

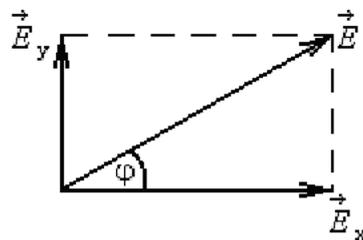


Рис. 5.5

Угол φ между направлениями векторов \vec{E} и \vec{E}_x определяется выражением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{E_y}{E_x} = \frac{A_2 \cos(\omega t + \delta)}{A_1 \cos \omega t}, \quad (5.2)$$

где E_x , E_y , A_1 и A_2 – модульные значения соответствующих векторов. Если разность фаз δ претерпевает случайные хаотические изменения, то и угол φ

(т.е. вектор \vec{E}), будет испытывать скачкообразные неупорядоченные движения; таким образом можно представить естественный свет.

Так как составляющие световые волны \vec{E}_x и \vec{E}_y когерентны, то в случае δ равном нулю или π , согласно (5.2) и при условии $tg \varphi = \pm \frac{A_2}{A_1} = const$, следует, что результирующее колебание совершается в фиксированном направлении и волна оказывается плоско поляризованной.

В случае, когда амплитуды равны $A_1=A_2$, разность фаз $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$, и следовательно $\cos(\omega t \pm \frac{\pi}{2}) = \pm \sin \omega t$; получаем $tg \varphi = \mp tg \omega t$. Откуда следует, что плоскость колебаний поворачивается вокруг направления луча с угловой скоростью, равной частоте колебания ω . Свет в этом случае поляризован по кругу.

Колебания амплитуды \vec{A}_1 , совершающиеся в плоскости, образующей с плоскостью поляризатора угол φ , можно разложить на два колебания с амплитудами

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi \quad \text{и} \quad A_{\perp} = A \sin \varphi, \quad (5.3)$$

где A – модуль вектора \vec{A} ; A_{\parallel} – модуль вектора \vec{A} в направлении параллельном плоскости поляризатора; A_{\perp} – модуль вектора \vec{A} в направлении перпендикулярном плоскости поляризатора (рис.5.6).

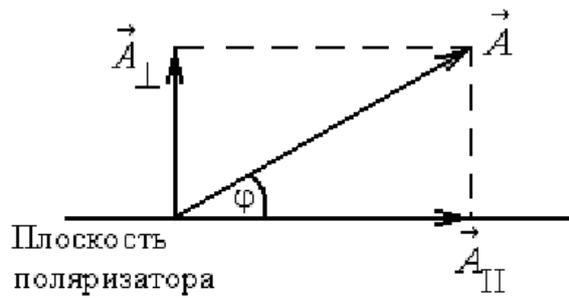


Рис. 5.6

Через поляризатор пройдет колебание с амплитудой A_{\parallel} , а второе будет задержано. Интенсивность прошедшей волны пропорциональна $A_{\parallel}^2 = A^2 \cos^2 \varphi$, т.е. равна $I \cdot \cos^2 \varphi$, где I – интенсивность колебаний светового вектора, т.е. интенсивность света. Следовательно, *колебание, параллельное плоскости поляризатора, несет с собой долю интенсивности, равную $\cos^2 \varphi$, где φ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора.*

Поставим на пути луча естественного света (интенсивность которого равна I_e) два поляризатора (П и А), плоскости которых образуют между собой угол φ (рис.5.7).

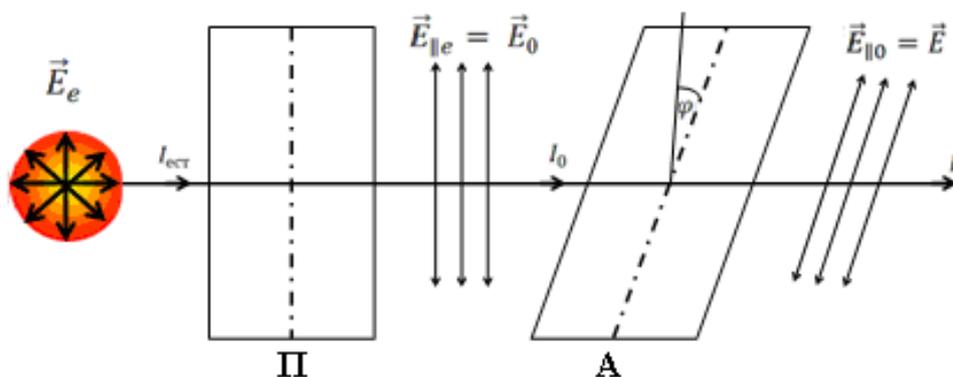


Рис.5.7

Из первого поляризатора выйдет плоско поляризованный свет, интенсивность которого равна I_0 , а колебания светового вектора $\vec{E}_{еп}$ параллельны плоскости поляризатора.

В естественном свете все значения угла φ_0 (угол между плоскостью колебаний светового вектора падающего естественного света и плоскостью поляризатора) равновероятны. Поэтому доля света, прошедшего через поляризатор, будет равна среднему значению $\cos^2\varphi_0$, т.е. $1/2$:

$$I_0 = \frac{1}{2} I_e, \quad (5.4)$$

где I_e – интенсивность естественного света, а I_0 – интенсивность плоско поляризованного света, вышедшего из поляризатора.

Если поляризатор и анализатор ориентированы произвольно друг относительно друга, то интенсивность прошедшего через них света будет зависеть от угла φ между главными плоскостями анализатора и поляризатора.

Через анализатор пройдет составляющая светового вектора падающей волны $\vec{E}_{оп}$. Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды колебаний, то интенсивность I света, вышедшего из анализатора, выразится через интенсивность I_0 плоско поляризованного света, падающего на анализатор, уравнением

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (5.5)$$

где φ – угол между главными плоскостями поляризации поляризатора и анализатора.

Уравнение (5.5) выражает **закон Малюса: интенсивность света, прошедшего последовательно через поляризатор и анализатор, пропорциональна квадрату косинуса угла между их главными плоскостями поляризации.**

Следовательно, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора, изменяется от нуля (полное гашение света) при $\varphi=\pi/2$ (главные плоскости П и А перпендикулярны взаимно) до I_0 при $\varphi=0$ (главные плоскости П и А параллельны). Таким образом, если пропустить естественный свет через два поляризатора, главные плоскости которых образуют угол φ , то из первого выйдет плоско поляризованный свет, интенсивность которого $I_0 = \frac{1}{2}I_e$, а из второго свет интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \varphi$.

Тогда интенсивность I света, прошедшего через систему, изображенную на рис.5.7, вычисляется по формуле

$$J = \frac{1}{2} J_{ест} \cos^2 \varphi, \quad (5.6)$$

где значения угол находится в пределах $(\varphi = 0 \div \frac{\pi}{2})$. Из формулы (5.6) следует, что величина интенсивности вышедшего света I зависит от угла φ и принимает граничные значения:

- $I_{\max} = \frac{1}{2} I_e$ (когда главные плоскости поляризаторов параллельны);

- $I_{\min} = 0$ (когда главные плоскости поляризаторов перпендикулярны).

Если вращать анализатор вокруг луча частично поляризованного света, то интенсивность света за анализатором будет изменяться от I_{\max} до I_{\min} , причем переход от одного из этих значений к другому будет совершаться при повороте на угол, равный $\pi/2$ (за один полный поворот два раза будет достигаться максимальное и два раза минимальное значение интенсивности)

Степень поляризации P – это величина, которая определяется формулой

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.7)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальная и минимальная интенсивность, соответственно.

Степень поляризации P принимает следующие значения :

для естественного света $\left| \vec{E}_{\parallel} \right| = \left| \vec{E}_{\perp} \right|$

$$I_{\max} = I_{\min} \text{ и } P = 0; \quad (5.8)$$

для плоско поляризованного света $\left| \vec{E}_{\perp} \right| = 0$

$$I_{\min} = 0 \text{ и } P = 1; \quad (5.9)$$

для частично поляризованного света

$$I_{\max} = \frac{1}{2} I_e + I_n ; \quad I_{\min} = \frac{1}{2} I_e \quad \text{и } P < 1. \quad (5.10)$$

При прохождении света через поляризаторы происходят потери световой энергии (отражение света, взаимодействие света с веществом – рассеяние света). Поэтому с учетом потерь энергии, закономерно теряется и интенсивность света. Тогда необходимо закон Малюса записать в виде

$$I = I_0 (1 - k) \cos^2 \varphi, \quad (5.11)$$

где k – потери интенсивности света.

В этом разделе мы рассмотрели явление поляризации света при прохождении света через *анизотропные вещества*: пластинка, преобразующая естественный свет в плоско поляризованный, является *поляризатором*; пластинка, служащая для анализа степени поляризации света, называется *анализатором*.

5.2 Поляризация при отражении и преломлении света

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. Устанавливая на пути отраженного и преломленного лучей анализатор, можно убедиться в том, что *отраженный*

и преломленный лучи частично поляризованы: при вращении анализатора вокруг лучей интенсивность света периодически усиливается и ослабевает (полного гашения не наблюдается!).

Явление поляризации света – выделение световых волн с определенными направлениями колебаний светового вектора – наблюдается при отражении и преломлении света на границе прозрачных изотропных диэлектриков. Рис. 5.8 демонстрирует такое явление.

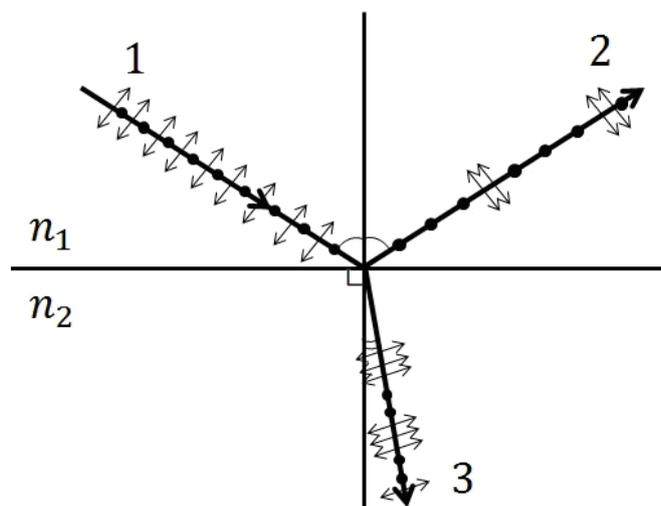


Рис. 5.8

Эти опыты впервые были проведены Малюсом (в 1810г.). Дальнейшие исследования показали, что в отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном – колебания, параллельные плоскости падения луча.

Колебания светового вектора, перпендикулярные плоскости падения естественного света на рис.5.8 обозначены точками (•); колебания параллельные плоскости падения – стрелками (↕). Согласно таким обозначениям, результат исследования лучей выглядит так:

- падающий луч 1: число $\bullet =$ числу \downarrow ;
- отраженный луч 2: число $\bullet >$ числа \downarrow ;
- преломленный луч 3: число $\bullet <$ числа \downarrow .

Степень поляризации отраженного и преломленного света зависит от угла падения естественного света на границу раздела изотропных диэлектриков и показателя преломления сред.

В 1815 г. **Брюстер** установил **закон**, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемым соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} , \quad (5.12)$$

(где n_{21} - показатель преломления второй среды относительно первой, определяемый равенством $n_{21} = n_2/n_1$), отраженный луч является плоско поляризованным (он содержит колебания, перпендикулярные плоскости падения); преломленный луч поляризуется максимально, но не полностью (рис.5.9).

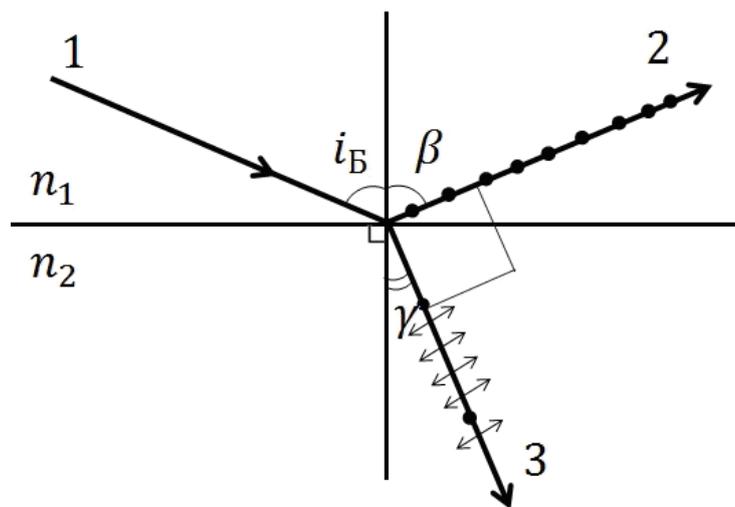


Рис. 5.9

Рис. 5.9 иллюстрирует этот закон:

- в отраженном луче 2 присутствуют только точки (•) - колебания, перпендикулярные плоскости падения;
- в преломленном луче 3 много стрелочек (\updownarrow), но есть и точки (•) – преобладают колебания, параллельные плоскости падения естественного света, который, вследствие равенства числа стрелочек и точек, обозначен просто без них, как часто и обозначают естественный свет.

Если свет падает на границу раздела под углом Брюстера, то *отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.*

Докажем это утверждение, используя рис. 5.9, формулу закона Брюстера, законы отражения и преломления света и тригонометрические соотношения:

$$tgi_{\delta} = n_{12}; \quad tgi_{\delta} = \frac{\sin i_{\delta}}{\cos i_{\delta}}; \quad \text{т.к. } i_{\delta} = \beta; \quad \text{а } (\sin i_{\delta} / \sin \gamma) = n_{21};$$

то $\cos i_{\delta} = \sin \gamma$, откуда следует, что $\cos \beta = \sin \gamma$.

Последнее равенство справедливо только, если $\beta + \gamma = \pi/2$, что и требовалось доказать, т.к. в сумме $\beta + \gamma + \pi/2 = \pi$.

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена путем многократного преломления при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера. Если, например, для стекла ($n = 1,33$) степень поляризации преломленного луча составляет $\approx 15\%$, то после преломления на $8 \div 10$ наложенных друг на друга стеклянных

пластинок вышедший из такой систем свет будет практически полностью поляризован. Такая совокупность пластинок называется *стопой Столетова*. Стопа может служить для анализа поляризованного света как при отражении, так и при его преломлении.

5.3 Поляризация при двойном лучепреломлении

До сих пор, рассматривая условия и закономерности распределения электромагнитной волны в различных средах, мы предполагали, что среды эти изотропны, т. е. скорость света в них не зависит от направления распространения волны и от состояния ее поляризации. При обычных условиях газообразные, жидкие и твердые *амфорные диэлектрики оптически изотропны*. Этого нельзя сказать о кристаллических диэлектриках.

В кристаллических телах свойства электромагнитной волны, в частности, ее скорость, зависят от направления распространения, т. е. *кристаллические диэлектрики оптически анизотропны*.

Анизотропия твердых тел (греческие слова *anisos* - неравный и *tropos* – направление) – это зависимость физических свойств тел от направления. Так анизотропия кристаллов связана с симметрией их кристаллической структуры, что обуславливает наличие плоскости поляризации или направления поляризации.

Поликристаллические материалы могут приобретать анизотропию в результате механической обработки (прокатка). Искусственная оптическая анизотропия твердых тел и изотропных сред может быть вызвана

воздействием внешнего электрического поля (эффект Керра) или магнитного поля (эффект Коттона - Мутона). Большинство кристаллов некубической системы анизотропны: их относительная диэлектрическая проницаемость и показатель преломления зависят от направления электрического вектора \vec{E} световой волны.

При прохождении света через все прозрачные кристаллы, за исключением кристаллов кубической системы, наблюдается явление, получившее название двойного лучепреломления. *Двойное лучепреломление – способность прозрачных кристаллов (кроме оптически изотропных кристаллов кубической системы) раздваивать каждый падающий на них световой пучок.* Впервые явление двойного лучепреломления, обнаруженное датским ученым Э. Бартолином (в 1669г.) для исландского шпата (рис.5.10), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

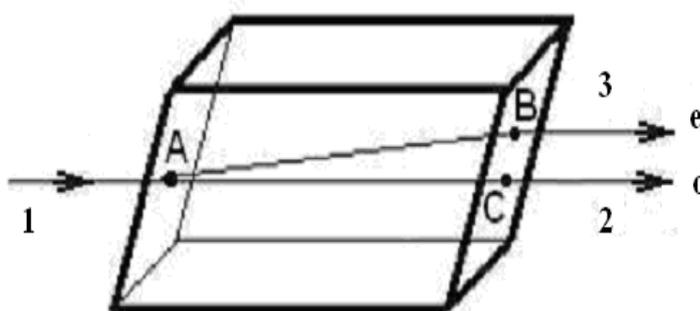


Рис. 5.10

При падении узкого пучка света 1, даже перпендикулярно к поверхности кристалла, на кристалл исландского шпата (точка A), возникают два луча (двойное лучепреломление) – *обыкновенный 2 (его обозначают*

буквой o) и *необыкновенный* 3 (обозначен буквой e) лучи (рис.5.10), которые выйдут из кристалла пространственно разделенными лучами параллельными друг другу и падающему лучу. У необыкновенного луча показатель преломления n_e зависит от направления распространения света в кристалле и от угла падения света на него. Показатель преломления обыкновенного луча n_o не зависит ни от угла падения луча на кристалл, ни от направления, по которому луч распространяется в кристалле. В каждом кристалле существует *направление (одно или два), в котором отсутствует двойное лучепреломление, падающий пучок не раздваивается, состояние его поляризации не меняется.* Это направление называют *оптической осью кристалла*. Подчеркнем, что *оптическая ось кристалла – это направление, а не прямая линия, проходящая через какую-то точку кристалла.* Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла, и пучок света, распространяясь вдоль нее, не испытывает двойного лучепреломления. В природе существуют одноосные и двуосные кристаллы.

Двойное лучепреломление – это следствие анизотропии диэлектрической проницаемости ϵ_{\parallel} в кристаллах. В одноосных кристаллах диэлектрическая проницаемость в направлении оптической оси и в направлениях, перпендикулярных к ней имеет различные значения диэлектрической проницаемости среды ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} . В других направлениях ϵ имеет промежуточные значения. Поскольку абсолютный показатель

преломления света в веществе $n = \sqrt{\varepsilon}$, электромагнитным волнам с различными колебаниями вектора \vec{E} соответствуют различные значения показателя преломления. Следовательно, скорость световых волн ($V = c/n$) зависит от направления колебаний светового вектора. Лучи обыкновенный и необыкновенный, кроме показателей преломления, отличаются еще и поляризацией: они плоско поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Рисунок 5.11 иллюстрирует упавший на кристалл луч, который разделяется внутри кристалла на два луча – обыкновенный (o) и необыкновенный (e), распространяющиеся с различными скоростями в различных направлениях: колебания светового вектора в o -луче происходят перпендикулярно главной плоскости, а в e -луче – в главной плоскости (АВСД – главная плоскость).

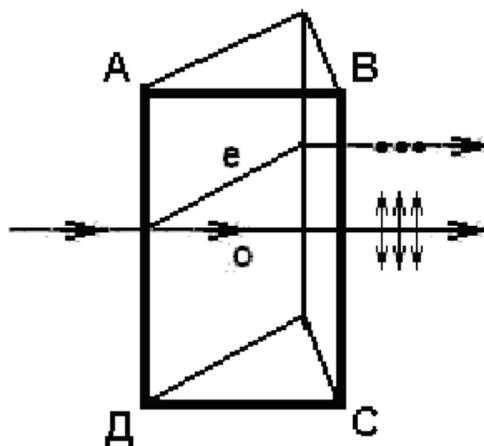


Рис. 5.11

Одноосные кристаллы характеризуются показателем преломления обыкновенного луча $n_o = c/V_o$ ($n_o = \text{const}$) и показателем преломления необыкновенного луча $n_e = c/V_e$, который $n_e \neq \text{const}$ и зависит от направления

распространения луча в кристалле. Вдоль оптической оси оба луча распространяются с одинаковой скоростью; скорость распространения обыкновенного луча V_o равна скорости распространения V_e необыкновенного луча, т.е. $V_o=V_e$.

В зависимости от того, какая из скоростей V_o или V_e больше, различают положительные $V_o < V_e$ или отрицательные кристаллы $V_o > V_e$. Предположим, что в некоторый момент времени внутри одноосного кристалла точечный источник света S начинает испускать световую волну.

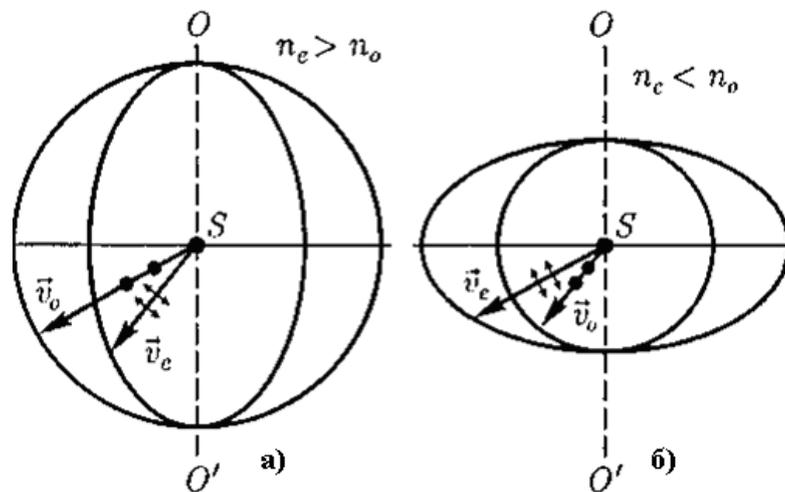


Рис 5.12

На рис.5.12 показано распространение обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле, главная плоскость которого совпадает с плоскостью чертежа, OO' - это направление оптической оси. Волновой поверхностью обыкновенного луча (он распространяется со скоростью $V_o=const$) является сфера, волновой поверхностью необыкновенного луча ($V_e \neq const$) - эллипсоид вращения (на рисунках показано пересечение этих поверхностей с плоскостью чертежа). Наибольшее расхождение волновых

поверхностей обыкновенного и необыкновенного лучей наблюдается в направлении, перпендикулярном оптической оси. Эллипсоид и сфера касаются друг друга в точках пересечения с оптической осью OO' . Если скорости $V_e < V_o$ (соответственно, $n_e > n_o$), т.е. эллипсоид необыкновенного луча вписан в сферу обыкновенного луча (эллипсоид скоростей вытянут относительно оптической оси), то *одноосный кристалл называют положительным* (рис.5.12, а). Если $V_e > V_o$ (соответственно, $n_e < n_o$), то эллипсоид описан вокруг сферы (эллипсоид скоростей растянут в направлении, перпендикулярном оптической оси) и *одноосный кристалл называют отрицательным* (рис.5.12,б).

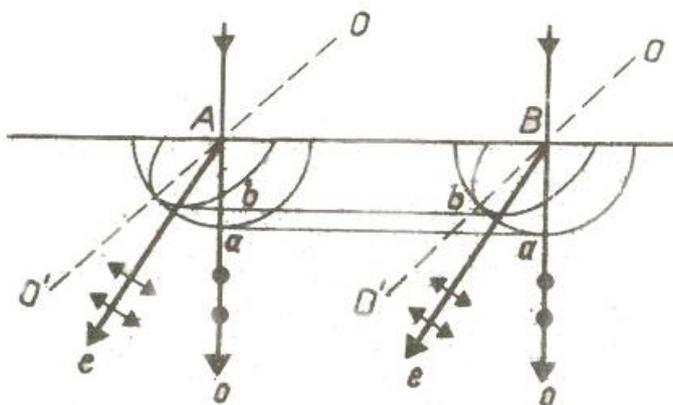


Рис. 5.13

Для определения направления распространения обыкновенного и необыкновенного лучей в одноосном кристалле пользуются принципом Гюйгенса, что иллюстрируют рис.5.13 и рис.5.14. На рис.5.13 плоская волна падает нормально к преломляющей грани (горизонтальная прямая) положительного одноосного кристалла, а оптическая ось OO' составляет с этой гранью произвольный угол. Построив в точках A и B сферические

волновые поверхности, соответствующие обыкновенному и необыкновенному лучам, получим следующее: обыкновенный луч пойдет вдоль первоначального направления, необыкновенный луч отклонится от первоначального направления; фронт $(a-a)$ обыкновенной волны распространяется быстрее фронта $(b-b)$ необыкновенной волны. На рис.5.14 изображены два случая падения света на поверхность положительного кристалла: в одном случае (рис.5.14,а) оптическая ось перпендикулярна преломляющей поверхности, в другом (рис.5.14,б) – параллельна ей.

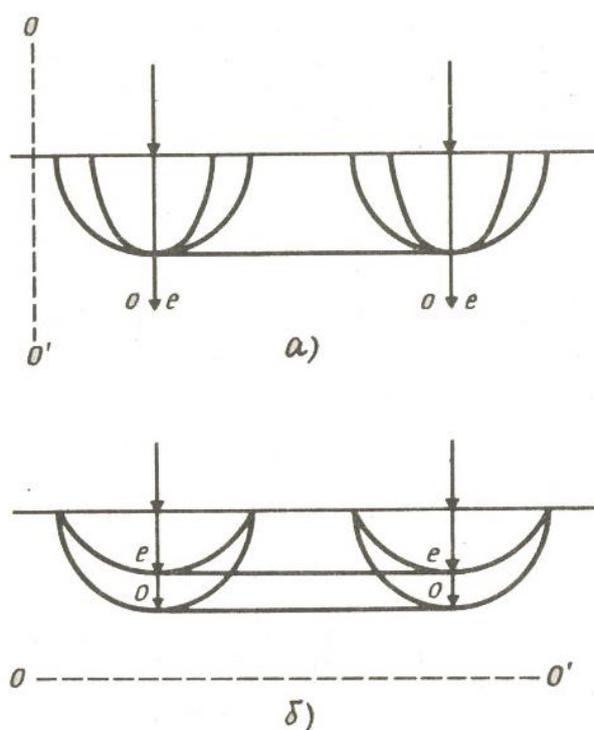


Рис. 5.14

В первом случае (рис.5.14,а) обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются вдоль оптической оси и поэтому идут не разделяясь, во втором случае (рис.5.14,б) распространяются вдоль одного и того же направления, но с разной скоростью ($V_o > V_e$), вследствие чего между ними

возникает всё возрастающая разность фаз. Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

- *Оптическая ось кристалла – это направление, в котором отсутствует двойное лучепреломление, т.е. это направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления.*
- *Любая прямая, проходящая параллельно данному направлению, является оптической осью кристалла, и пучок света, распространяется вдоль нее, не испытывает двойного лучепреломления.*
- *Для луча, распространяющегося вдоль оптической оси, $n_o=n_e$, следовательно, для такого направления распространения скорость обыкновенного луча равна скорости необыкновенного луча $V_o=V_e$.*

На явлении двойного лучепреломления основан принцип действия поляризаторов.

***Поляризаторы** - приспособления для получения, обнаружения и анализа поляризованного света, а также для исследований и измерений, основанных на явлении поляризации. Их типичными представителями являются поляризационные призмы.*

Поляризационные призмы делятся на два класса:

- 1) дающие один плоско поляризованный пучок лучей – однолучевые поляризационные призмы;

2) дающие два пучка лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях, - двулучевые поляризационные призмы.

Из однолучевых призм в качестве примера на рис.5.15 приведена *призма Николя*, называемая просто *ником*.

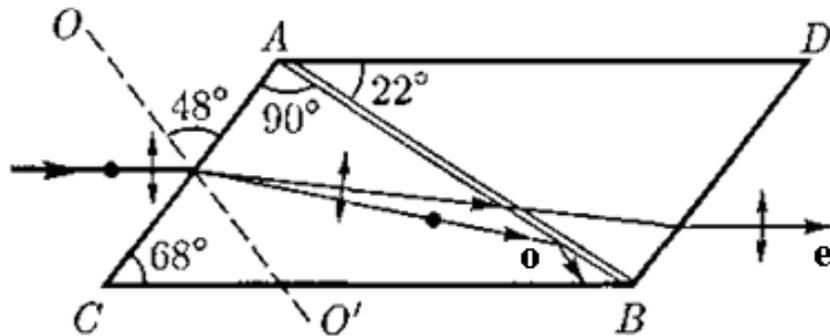


Рис. 5.15

Призма Николя изготовлена из специально вырезанного кристалла исландского шпата, разрезанного и затем склеенного канадским бальзамом – веществом, прозрачным для видимого света, с показателем преломления $n_{к.б.} \approx 1,55$, удовлетворяющему соотношению $n_e < n_{к.б.} < n_o$ (линия AB – это слой канадского бальзама). Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью AC угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру CB , раздваивается на два луча: обыкновенный ($n_o = 1,66$) и необыкновенный ($n_e = 1,51$). При соответствующем подборе угла падения, обыкновенный луч испытывает полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной), а затем или поглощается зачерненной боковой поверхностью CB , или во избежание нагревания призмы выводится из кристалла специальным устройством.

Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, немного смещенным относительно его (ввиду преломления на наклонных гранях AC и BD).

В двулучевых (двойкопреломляющих) поляризационных призмах используется различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы была возможность развести их дальше друг от друга. Примером таких призм может служить призма из исландского шпата и стекла (рис.5.16); входящий в такую призму луч раздваивается на два луча.

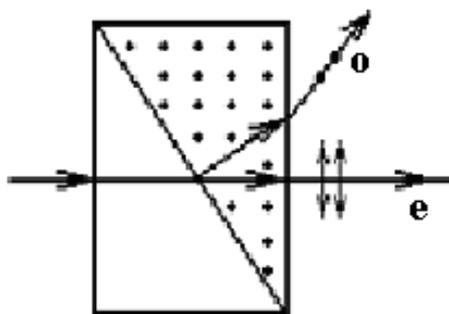


Рис. 5.16

На рис. 5.16 изображена двулучевая призма, которая изготовлена из двух склеенных прямоугольных призм из исландского шпата и стекла, либо из двух призм из исландского шпата с взаимно перпендикулярными оптическими осями. Обыкновенный луч преломляется дважды и сильно отклоняется; необыкновенный луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n \approx n_e$) проходит призму почти без отклонения.

Разные кристаллы создают различное по значению и направлению двойное лучепреломление, поэтому, пропуская через них поляризованный

свет и измеряя изменение его интенсивности до и после прохождения кристаллов, можно определить их оптические характеристики и производить минералогический анализ. Для этих целей используют поляризационные микроскопы.

5.4 Интерференция поляризованного света

Араго и Френель (в 1816г.) опытным путем доказали, что *когерентные лучи, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, не интерферируют*, то есть не дают интерференционной картины с характерным для нее чередованием максимумов и минимумов. Интерференция наблюдается лишь тогда, когда *колебания* во взаимодействующих лучах *совершаются вдоль одного направления*. Поэтому, обыкновенный и необыкновенный лучи, выходящие из кристаллической пластинки (см. предыдущий раздел), хотя и являются когерентными и между ними возникает разность фаз, зависящая от расстояния, пройденного ими в пластинке, интерферировать не могут, поскольку они поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Чтобы наблюдать интерференцию поляризованных лучей, надо выделить из обоих лучей компоненты с одинаковыми направлениями колебаний (свести ортогональные колебания в одну плоскость). Для этого кристаллическая пластинка, вырезанная из одноосного кристалла параллельно оптической оси, помещается между поляризатором и анализатором. Результат интерференции зависит от разности фаз φ ,

приобретенной обыкновенным и необыкновенным лучами в кристаллической пластинке, а также от амплитуд и угла между главными плоскостями поляризатора и анализатора. В принципе для разности фаз, возникающей при прохождении света через пластинку, возможны два предельных случая:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda_0} (n_o - n_e) = \begin{array}{l} \text{или} \cdot \varphi = \pm 2m\pi, \\ \text{или} \cdot \varphi = \pm (2m+1)\pi; \end{array}$$

где d – толщина пластинки, λ_0 – длина волны в вакууме, n_o и n_e – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Разность фаз, возникающая при прохождении света через кристаллическую пластинку зависит от длины волны λ_0 . Поэтому, если на пластинку падает плоско поляризованный свет, при наблюдении через анализатор она окажется окрашенной, причем окраска изменяется при повороте поляризатора или анализатора.

5.5 Вращение плоскости поляризации

В 1811г. Араго провел следующий эксперимент. Между скрещенными под углом 90° поляризатором и анализатором поместили пластинку из кристаллического кварца (одноосный кристалл), вырезанную перпендикулярно оптической оси. Свет распространяется вдоль оптической оси кристалла (рис.5.17), двойное лучепреломление при этом отсутствует, и, следовательно, свет через систему проходить не должен. Однако, как показал опыт, свет через систему все-таки проходит. Если вращать анализатор, то при повороте анализатора на некоторый угол φ , он перестает пропускать свет.

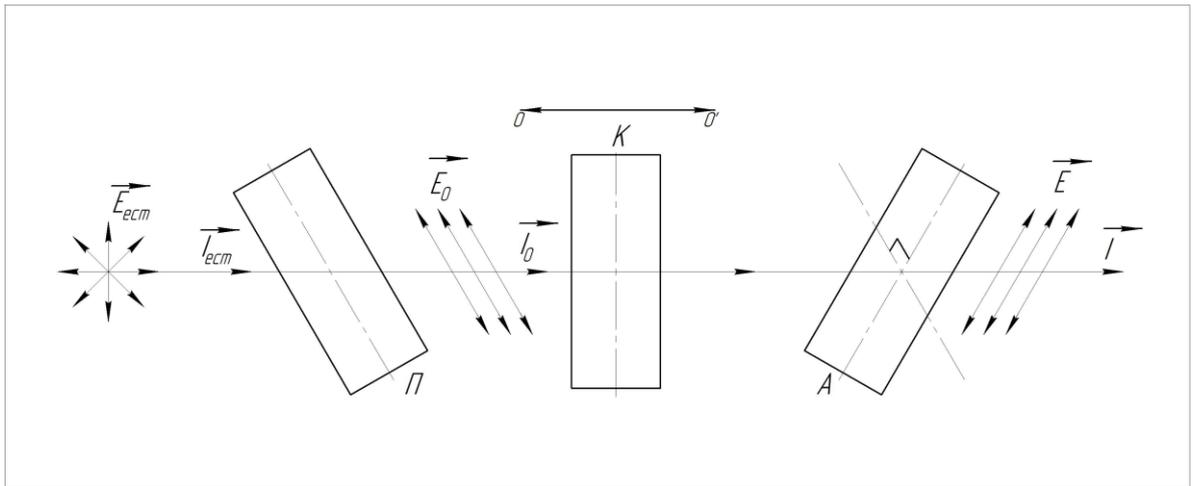


Рис. 5.17

Вследствие эксперимента сделали вывод: свет после прохождения кварца остается плоско поляризованным, но кварц поворачивает плоскость поляризации света на угол – угол поворота φ ; это явление называют *вращением плоскости поляризации*.

Вещества, способные вращать плоскость поляризации, называются оптически активными веществами (кварц, водный раствор сахара, скипидар). Оптическая активность обусловлена как строением молекул вещества (их асимметрией), так и особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Угол поворота плоскости поляризации φ для оптически активных веществ зависит от рода вещества:

- для кристаллов и чистых жидкостей угол поворота пропорционален пути d , пройденному лучом в кристалле

$$\varphi = \alpha d ; \quad (5.13)$$

- для растворов угол поворота плоскости поляризации пропорционален пути света в растворе d и массовой концентрации оптически активного вещества C

$$\varphi = [\alpha]Cd ; \quad (5.14)$$

где α или $[\alpha]$ – это *удельная постоянная вращения*, численно равная углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации – для растворов). Численное значение *удельной постоянной вращения* зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

Явление вращения плоскости поляризации лежит в основе метода точного определения концентрации растворов оптически активных веществ, называемого *поляризацией* или *сахариметрией*.

Если между скрещенными поляризатором и анализатором, дающими темное поле зрения, поместить оптически активное вещество (кристалл кварца, прозрачную кювету с раствором сахара и т.п.), то поле зрения анализатора просветлится. При повороте одного из поляризаторов на угол φ , определяемый выражением (5.13) или (5.14), можно вновь получить темное поле зрения. Таким образом, угол φ и есть угол, на который оптически активное вещество поворачивает плоскость поляризации света и определив его, можно найти неизвестную величину.

Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на *право- и левовращающие*.

Направление вращения плоскости поляризации устанавливается для наблюдателя, к которому направлен луч света. *Если плоскость поляризации поворачивается по часовой стрелке, то вещество называется правовращающим (или положительным); если против часовой стрелки, то левовращающим (отрицательным).* Основы теории вращения плоскости поляризации заложены Френелем (1817 г.).

В оптически активных веществах скорость распространения света различна для лучей, поляризованных по правому и левому кругу: для правовращающих веществ скорости $V_{\text{пр}} > V_{\text{лев}}$; для левовращающих скорости $V_{\text{пр}} < V_{\text{лев}}$.

Эта гипотеза была подтверждена с помощью опытов на составной призме из «правого» и «левого» кварца (рис.5.18).

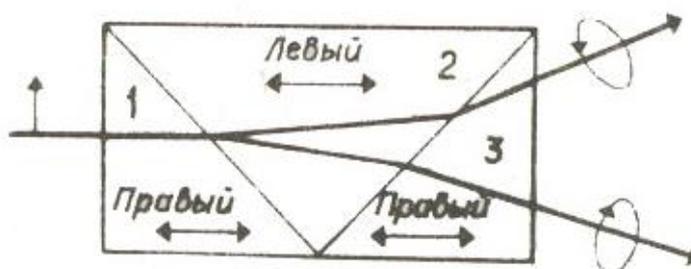


Рис. 5.18

Оптические оси всех призм (их три), изображены на рисунке стрелками, направлены параллельно падающему лучу. Так как для правовращающего кварца $n_{\text{пр}} < n_{\text{лев}}$, а для левовращающего $n_{\text{пр}} > n_{\text{лев}}$. На границе раздела призм 1 и 2 пучок плоско поляризованного света раздваивается (т.к. во второй призме скорости $V_{\text{пр}} > V_{\text{лев}}$), а на границе раздела

призм 2 и 3 пучки разойдутся еще больше. Из призмы 3 выходят два циркулярно поляризованные в разные стороны луча света.

Фарадей (в 1845 г.) обнаружил вращение плоскости поляризации в оптически неактивных веществах под действием магнитного поля – *явление магнитного вращения плоскости поляризации* (эффект Фарадея). В этом случае знак вращения зависит только от направления распространения света. Угол поворота плоскости поляризации φ пропорционален пути ℓ , проходимому светом в веществе, и намагниченности вещества, которая пропорциональна напряженности магнитного поля H

$$\varphi = V \cdot \ell \cdot H, \quad (5.15)$$

где коэффициент V называется *постоянной Верде* или *удельным магнитным вращением*. Постоянная V как и постоянная вращения α , зависит от длины световой волны.

Оптически активные вещества под действием магнитного поля приобретают дополнительную способность вращать плоскость поляризации, которая складывается с их естественной способностью.

Вопросы для самоконтроля

- 5.1 В чем отличие поляризованного света от естественного? Какие виды поляризованного света вам известны?
- 5.2 Как оценить степень поляризации частично поляризованного света?

- 5.3 Как изменяется интенсивность света за поляризатором при его вращении вокруг пучка естественного света?
- 5.4 Докажите, что при выполнении закона Брюстера отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны.
- 5.5 Оцените угол Брюстера при отражении света от границы вода–стекло (абсолютные показатели преломления воды и стекла взять равными, соответственно 1,33 и 1,52).
- 5.6 В чем заключается явление двойного лучепреломления? Каково его физическое объяснение?
- 5.7 Чем отличаются положительные и отрицательные кристаллы? Приведите построение волновых поверхностей для обыкновенного и необыкновенного лучей в обоих случаях.

6 РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ВЕЩЕСТВЕ

6.1 Дисперсия света

Дисперсией света называют явления, обусловленные зависимостью абсолютного показателя преломления вещества n от длины волны λ (или частоты ν) падающего на вещество света: $n = f(\lambda_0)$, где $\lambda_0 = c/\nu$ – это длина волны света в вакууме, а ν – его частота. Так как скорость света в веществе $V = c/n$ (где c – скорость распространения света в вакууме, одинаковая для электромагнитных волн любой частоты; n – абсолютный показатель преломления среды), то *дисперсия света* – это зависимость фазовой скорости света в среде от его частоты $V = f(\nu)$ или его длины волны $V = f(\lambda)$.

Фазовая скорость – это скорость распространения фазы волны (см. разд.1). Величина *фазовой скорости* определяется формулой

$$V = \frac{dx}{dt} \quad (6.1)$$

Строго монохроматическая волна описывается уравнением

$$\vec{E} = \vec{A} \cos(\omega t - kr + \varphi), \quad (6.2)$$

где \vec{A} – амплитуда, ω – циклическая частота ($\omega = 2\pi\nu$), k – волновое число; и представляет собой бесконечную во времени и в пространстве

последовательность «горбов» и «впадин» (см. разд.1), перемещающихся вдоль оси X с фазовой скоростью V . Так как волновое число $k = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{V}$, то фазовая скорость связана с циклической частотой равенством

$$V = \frac{\omega}{k}. \quad (6.3)$$

При распространении в линейной среде нескольких волн каждая из них распространяется так, как будто другие волны отсутствуют, а результирующее смещение частицы среды в любой момент времени равно геометрической сумме смещений, которые получают частицы, участвуя в каждом из слагающих волновых процессов. Таким образом, если в среде распространяется не монохроматический свет, а «белый» свет, то его можно рассматривать как суперпозицию монохроматических электромагнитных волн разной длины волны (частоты).

*Суперпозиция волн, мало отличающихся друг от друга по частоте и занимающая в каждый момент времени ограниченную область пространства, называется **волновым пакетом** или **группой волн**.*

Аналитическое выражение для группы волн имеет вид

$$E(x,t) = \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} A_\omega \cos(\omega t - k_\omega x + \varphi_\omega) d\omega, \quad (6.4)$$

при условии, что $\Delta\omega \ll \omega_0$. При фиксированном значении времени t график функции (6.4) имеет вид, показанный на рис.6.1.

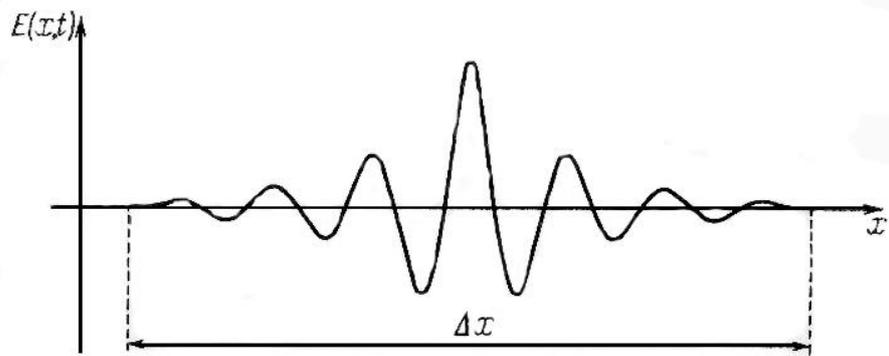


Рис. 6.1

В пределах пакета плоские волны в большей или меньшей степени усиливают друг друга, а вне пакета они практически полностью гасят друг друга. Соответствующий расчет даёт, что чем меньше *ширина пакета* Δx , тем больший интервал частот $\Delta\omega$ или, соответственно, больший интервал волновых чисел Δk требуется для того, чтобы описать пакет с помощью выражения (6.4). Ширина пакета Δx и интервал волновых чисел Δk связаны соотношением

$$\Delta k \cdot \Delta x \approx 2\pi. \quad (6.5)$$

В диспергирующей среде пакет с течением времени расплывается – ширина его увеличивается.

Групповая скорость U – это скорость движения центра волнового пакета (то есть точки с максимальным значением $E(x,t)$):

$$U = \frac{d\omega}{dk}. \quad (6.6)$$

В то время, как пакет в целом перемещается со скоростью U , отдельные «горбы» и «впадины» перемещаются со скоростью V (с фазовой

скоростью). Отметим, что понятие групповой скорости применимо только при условии, что поглощение энергии волны в данной среде невелико.

Выведем формулу связи групповой и фазовой скорости

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk} = v + k \left(\frac{dv}{d\lambda} : \frac{dk}{d\lambda} \right) = v + k \left(\frac{dv}{d\lambda} : \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \right) =$$

$$v + k \left[\frac{dv}{d\lambda} : \left(-\frac{2\pi}{\lambda^2} \right) \right] = v + k \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi} \cdot \frac{dv}{d\lambda} \right) = v + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \left(-\frac{\lambda^2}{2\pi} \right) \cdot \frac{dv}{d\lambda} = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$$

$$\boxed{U = V - \lambda \frac{dV}{d\lambda}} \quad (6.7)$$

В зависимости от знака производной фазовой скорости по длине волны

$\frac{dV}{d\lambda}$, групповая скорость может быть как меньше ($\frac{dV}{d\lambda} > 0$), так и больше ($\frac{dV}{d\lambda} < 0$) фазовой скорости. В отсутствие дисперсии $\frac{dV}{d\lambda} = 0$ групповая скорость совпадает с фазовой скоростью, т.е. $U = V$.

Максимум интенсивности приходится на центр групп волн. Поэтому в тех случаях, когда понятие групповой скорости имеет смысл, скорость переноса энергии волной равна групповой скорости.

Явление дисперсии света проявляется лишь при распространении некогерентных световых волн. Дисперсия света обнаруживается при прохождении пучка белого света через призму из прозрачного материала: на экране, установленном за призмой, наблюдается призматический спектр – полоса, окрашенная в непрерывно чередующиеся цвета радуги – от красного до фиолетового. (Таким образом, призма может служить спектральным прибором).

Спектры, получаемые с помощью призмы и дифракционной решетки, резко различны. Различия в дифракционном и призматическом (дисперсионном) спектрах следующие:

1. Дифракционная решетка (рис.6.2) разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн (используется условие максимума интенсивности при дифракции монохроматического света $d \cdot \sin\varphi = m\lambda$), поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину световой волны.

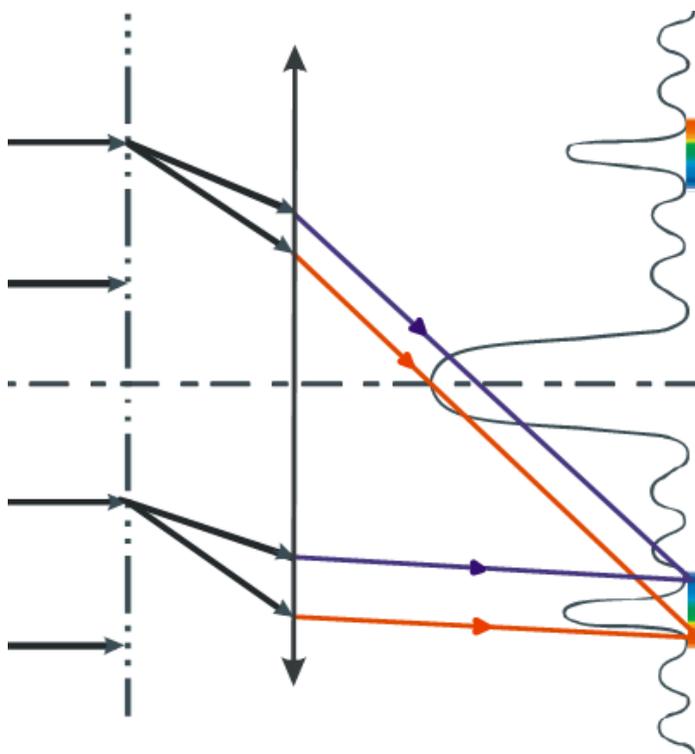


Рис. 6.2.

Разложения света в спектр в призме (рис. 6.3) происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны надо знать зависимость $n=f(\lambda)$.

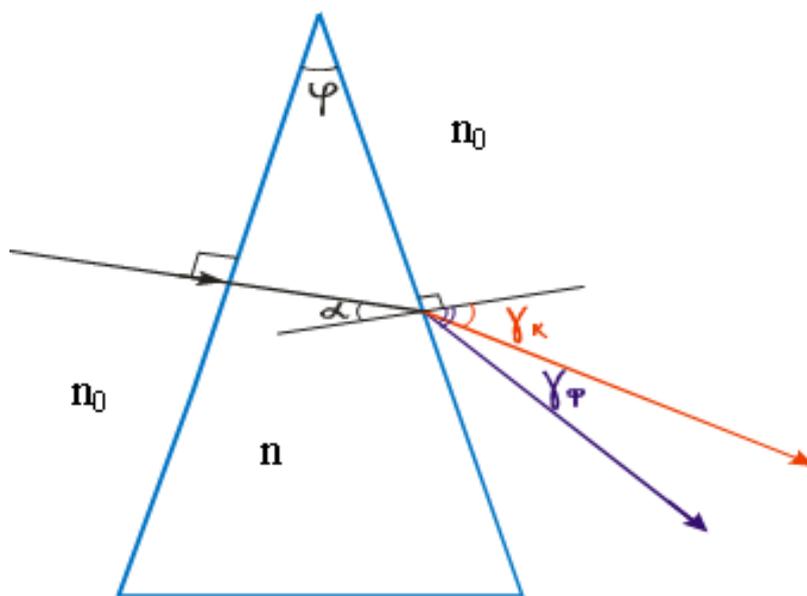


Рис. 6.3

2. Составляющие лучи света в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно:

а) в дифракционной решетке $\sin \varphi \sim \lambda$, следовательно, красные лучи, имеющие длину волны большую по сравнению с фиолетовыми, отклоняются сильнее (так как $\lambda_{кр} > \lambda_{ф}$, то $\varphi_{кр} > \varphi_{ф}$);

б) призма разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается; поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее (так

как $\lambda_{кр} > \lambda_{ф}$, то $n_{кр} < n_{ф}$; поскольку $\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_0}{n} = \frac{1}{n}$, следовательно угол отклонения луча призмой $\gamma_{кр} < \gamma_{ф}$).

Рассмотрим классическую электронную теорию дисперсии.

Величина D , определяемая формулой

$$D = \frac{dn}{d\lambda} \quad (6.8)$$

называется **дисперсией вещества**; она показывает, как быстро изменяется показатель преломления света с длиной волны. Среда, обладающие дисперсией, называют **диспергирующими**.

Показатель преломления света n для прозрачных веществ с увеличением длины волны λ уменьшается или n увеличивается с уменьшением длины волны (рис.6.4).

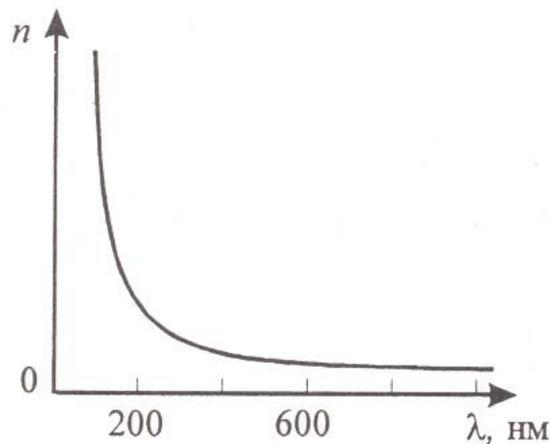


Рис. 6.4

На рис.6.4 приведена качественная зависимость n от λ (*кривая дисперсии*) для случая нормальной дисперсии: с уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается со все возрастающей скоростью, так что дисперсия $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ (отрицательная) и растет по модулю с уменьшением λ .

Если вещество поглощает часть лучей, то в области поглощения и вблизи неё

ход дисперсии обнаруживает *аномалию* - на некотором участке дисперсия вещества $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ оказывается положительной.

Учитывая, что по определению $n=c/V$, то возможны следующие соотношения групповой и фазовой скоростей:

если $\frac{dn}{d\lambda} < 0$, то $\frac{dV}{d\lambda} > 0$ и из (6.8) следует $U < V$;

если $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, то $\frac{dV}{d\lambda} < 0$, тогда из (6.8) получаем $U > V$.

Таким образом, для разных видов дисперсии соотношения между групповой и фазовой скоростью различные:

- *нормальная дисперсия*: $U < V$, $\frac{dn}{d\lambda} < 0$;
- *аномальная дисперсия*: $U > V$, $\frac{dn}{d\lambda} > 0$.

Поскольку в волновой оптике свет рассматривается как электромагнитные волны, распространяющиеся в среде, следовательно, на электроны вещества действуют электромагнитные силы со стороны внешнего электромагнитного поля; результирующая этих сил равна $\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m$; в том числе сила электрического поля вычисляется по формуле

$$\vec{F}_e = q \vec{E}, \quad (6.9)$$

где q – величина заряда, \vec{E} – величина напряженности электрического поля.

Согласно классической электронной теории, дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами вещества, совершающими вынужденные колебания

в переменном электромагнитном поле. Электроны, входящие в атом, делятся на внешние, или оптические электроны, и электроны внутренних оболочек. С излучением оптического диапазона взаимодействуют только внешние электроны, поскольку собственные частоты электронов внутренних оболочек настолько велики, что их колебания в поле собственной волны практически не возбуждаются. Поэтому, электронная теория дисперсии рассматривает только оптические электроны.

Из теории Максвелла следует, что

$$n = \sqrt{\mu \cdot \varepsilon}, \quad (6.10)$$

где $\mu \approx 1$ в оптической области спектра.

Формально, дисперсия света - следствие зависимости $n = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 + \chi}$ (где ε и χ - соответственно, диэлектрические проницаемость и восприимчивость среды) от частоты ω световых волн. Так как $\chi = P/(\varepsilon_0 E)$, где P - мгновенное значение поляризованности, ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$) - электрическая постоянная, E - модуль вектора напряженности электрического поля, создающего поляризованность P в данной точке диэлектрика, то

$$n^2 = 1 + P/(\varepsilon_0 E). \quad (6.11)$$

В данном случае основную роль играет электронная поляризация, т.е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока.

Напряженность поля, действующего на электрон молекулы, вообще говоря, отличается от напряженности поля световой волны, так как в действительности в любой заданной точке вещества возникает дополнительное поле, создаваемое всеми окружающими, тоже поляризованными молекулами. Однако в случае газообразной среды это дополнительное поле пренебрежимо мало и под E в соотношении (6.11) можно понимать модуль напряженности электрического поля световой волны. Это существенно упрощает задачу. Поэтому дальнейшее рассмотрение будем проводить при этом допущении, справедливом только для газообразных сред.

Из соотношений (6.10) и (6.11) получаем формулу вычисления

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}, \quad (6.12)$$

где ε_0 – диэлектрическая постоянная; P – мгновенное значение поляризованности диэлектрика; E – модуль вектора напряженности электрического поля.

Для упрощения рассмотрим колебания только одного так называемого оптического контура. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = e \cdot x$, где e – заряд электрона ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл), x – смещение электрона из положения равновесия под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов среды равна n_0 , то мгновенное значение поляризованности для оптического электрона

$$P = n_0 p = n_0 e x, \quad (6.13)$$

где n_0 – концентрация атомов среды; e – заряд электрона; x – смещение электрона под действием электрического поля E световой волны.

Таким образом, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля напряженностью \vec{E} , которое в монохроматической волне изменяется со временем по гармоническому закону:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (6.14)$$

С учетом вышеизложенного, формулу (6.10) можно записать

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e x}{\varepsilon_0 E}. \quad (6.15)$$

Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний оптического электрона (предполагается, что среда свет не поглощает, и следовательно, не учитывается сила сопротивления, обуславливающая поглощение энергии падающей волны), имеет вид

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e E_0}{m} \cos \omega t, \quad (6.16)$$

где $e E_0$ – амплитудное значения электрической силы; ω_0 – собственная частота колебаний электрона; ω – частота внешнего электрического поля; m – масса электрона. Решением этого уравнения является значение

$$x = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (6.17)$$

Подставляя значение (6.17) в формулу (6.15), получаем формулу вычисления абсолютного показателя преломления

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 E} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (6.18)$$

Таким образом, показатель абсолютный преломления света n зависит от частоты ω внешнего поля, т. е. выражение (6.18) действительно подтверждает явление дисперсии света (правда, при несколько упрощенных допущениях).

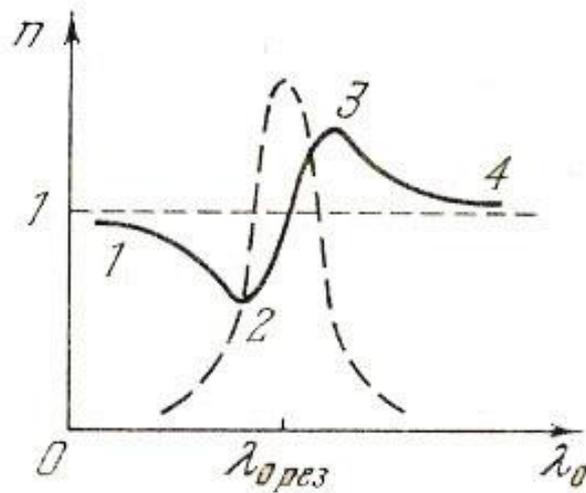


Рис. 6.5

Перейдя от n^2 к n и от ω к λ_0 , получим кривую, изображенную на рис.6.5, на котором дан лишь участок кривой в области одной из резонансных длин волн. Пунктирная кривая на этом рисунке изображает ход коэффициента поглощения света веществом (см. следующий раздел). Участок 3 – 4 аналогичен кривой, приведенной на рис.6.4. Участки 1 – 2 и 3 – 4 соответствуют нормальной дисперсии ($\frac{dn}{d\lambda} < 0$). На участке 2 – 3 дисперсия аномальная ($\frac{dn}{d\lambda} > 0$). В области 1 – 2 показатель преломления меньше единицы, следовательно, фазовая скорость волны превышает скорость света c в вакууме.. Это обстоятельство не противоречит теории относительности,

основывающейся на утверждении, что скорость передачи сигнала не может превзойти c . Действительно, передать сигнал с помощью идеально монохроматической волны невозможно. Передача же энергии (т.е. сигнала), с помощью не вполне монохроматической волны (группы волн) осуществляется со скоростью, равной групповой скорости, определяемой формулой (6.7). В области нормальной дисперсии $\frac{dV}{d\lambda} > 0$ (здесь учтено, что dn и dV имеют разные знаки), так что, хотя $V > c$, групповая скорость оказывается меньше скорости света c . В области аномальной дисперсии понятие групповой скорости теряет смысл (поглощение света очень велико). Поэтому вычисленное по формуле (6.7) значение величины групповой скорости U не будет характеризовать скорость передачи энергии. Соответствующий расчет дает в этой области для скорости передачи энергии значение, меньшее c .

6.2 Поглощение света

При прохождении световой волны через вещество часть энергии волны затрачивается на возбуждение колебаний электронов. Частично эта энергия возвращается излучению в виде вторичных волн, порождаемых электронами; частично же она переходит в энергию движения атомов, т.е. во внутреннюю энергию вещества. Поэтому интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается – свет поглощается веществом. Вынужденные колебания электронов, а, следовательно, и поглощение света становятся

особенно интенсивными при резонансной частоте (см. пунктирную линию на рис.6.5).

Поглощение света – это явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии (внутреннюю энергию вещества и в энергию вторичного излучения других направлений и спектрального состава).

Опыт показывает, что интенсивность света при прохождении через вещество убывает по экспоненциальному закону. Закон ослабления света в веществе описывает закон *Бугера*

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha x}, \quad (6.19)$$

где I_0 и I – интенсивности плоской волны монохроматического света, соответственно, на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , α – коэффициент поглощения. Отметим, что коэффициент поглощения зависит от длины световой волны, химической природы и состояния поглощающего вещества и не зависит от интенсивности света. При $x = 1/\alpha$ интенсивность света I по сравнению с I_0 уменьшается в e раз.

Коэффициент поглощения для металлов имеет большие значения (значения этой величины лежат в интервале $\alpha \approx 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$) и поэтому металлы являются непрозрачными для света. В металлах из-за наличия свободных электронов, движущихся под действием электрического поля световой волны, возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением лэнц-джоулева тепла. Поэтому энергия световой волны быстро

уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла. Чем выше проводимость металла, тем сильнее в нем поглощение света.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны и для разных веществ различен. *Зависимость коэффициента поглощения α от длины волны называется спектром поглощения вещества.* Различают следующие виды спектров поглощения вещества:

- *линейчатый спектр поглощения* характерен для одноатомных газов и паров металла; он имеет вид узких линий; значения *коэффициента поглощения* для него $\alpha_\lambda \sim 10^{-12} \div 10^{-4} \text{ м}^{-1}$;
- *молекулярный спектр поглощения* характерен для колебаний атомов в молекулах; он имеет вид полос поглощения; значения *коэффициента поглощения* для него $\alpha_\lambda \sim 10^{-10} \div 10^{-7} \text{ м}^{-1}$;
- *сплошной спектр поглощения* обусловлен явлением резонанса при вынужденных колебаниях электронов в атомах и атомах в молекулах диэлектрика, т.к. в диэлектриках нет свободных электронов; он имеет вид сравнительно широких полос поглощения; значения *коэффициента поглощения* для него невелико $\alpha_\lambda \sim 10^{-3} \div 10^{-5} \text{ м}^{-1}$.

6.3 Рассеяние света

С классической точки зрения процесс рассеяния света заключается в том, что свет, проходящий через вещество, вызывает колебания электронов в

атомах. Колеблющиеся электроны возбуждают вторичные волны, распространяющиеся по всем направлениям. Это явление, казалось бы, должно при всех условиях приводить к рассеянию света. Однако вторичные волны являются когерентными, так что необходимо учесть их взаимную интерференцию. Соответствующий расчет дает, что в случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны (см. разд.1). Поэтому перераспределения света по направлениям, т.е. рассеяния света, не происходит. Вторичные волны не погашают друг друга в боковых направлениях только при распространении света в неоднородной среде. В неоднородной среде световые волны, дифрагируя на неоднородностях среды, дают дифракционную картину, характеризующуюся равномерным распределением интенсивности по всем направлениям.

Рассеяние света – это процесс преобразования света веществом, сопровождающийся изменением направления распространения света и появлением несобственного свечения вещества.

Рассеяние света объясняется нарушением оптической однородности вещества, при котором показатель преломления среды не постоянен, а изменяется от точки к точке, следовательно, такими средами являются *мутные среды* – среды, в которых взвешено множество очень мелких частиц инородных веществ: аэрозоли (облака, дым, туман), эмульсии, коллоидные растворы и т. д.

Если расстояние между малыми по размеру неоднородностями мутной среды значительно больше длины волны света, то свет, проходя через мутную среду, дифрагирует от беспорядочно расположенных микroneоднородностей – независимых вторичных «источников», – давая равномерное распределение интенсивностей по всем направлениям, т.е. оптически неоднородная среда рассеивает свет по всем направлениям.

В случае, когда размеры частиц мутной среды малы по сравнению с длиной волны света, то рассеяние света получило название эффекта Тиндаля (1869). Этот эффект можно наблюдать, например, когда узкий пучок солнечных лучей, проходя через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и становится видимым. Эффекта Тиндаля теоретически пояснил Рэлей: если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной световой волны, то можно установить зависимость интенсивности рассеянного света от частоты или длины волны.

Закон Рэля (1871): интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны возбуждающего света

$$I \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (6.20)$$

Даже тщательно очищенные от посторонних примесей и загрязнений жидкости и газы в некоторой степени рассеивают свет. Мандельштам и Смолуховский установили, что причиной рассеяния света в этом случае могут быть также флуктуации плотности, возникающие в процессе

хаотического теплового движения молекул среды. *Рассеяние света в чистых средах, обусловленное флуктуациями плотности, анизотропии или концентрации, называют молекулярным.* Оно также подчиняется закону Рэлея.

Молекулярным рассеянием объясняется, например, голубой цвет неба. Согласно закону Рэлея, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны, поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая голубой цвет неба. По этой же причине свет, прошедший через значительную толщину атмосферы, оказывается обогащенным более длинными волнами (синевioletовая часть спектра полностью рассеивается) и поэтому при закате и восходе Солнца кажется красным. Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный летний день цвет неба является более насыщенным по сравнению с такими же зимним днём.

Вопросы для самоконтроля

- 6.1 Почему при прохождении света через призму происходит его разложение в спектр? Каков характер этого спектра?
- 6.2 Чем отличается нормальная дисперсия от аномальной?
- 6.3 По каким признакам можно отличить спектры, полученные с помощью дифракционной решетки и призмы?

- 6.4 Каков механизм дисперсии согласно классической электронной теории?
- 6.5 Почему электронная теория дисперсии ограничивается рассмотрением оптических электронов?
- 6.6 При какой толщине слоя поглощающего вещества интенсивность падающего света уменьшается в e раз?
- 6.7 Интенсивность света, прошедшего через слой воды толщиной 2 м, уменьшилась в 1,5 раза. Чему для воды равен коэффициент поглощения?
- 6.8 Почему металлы сильно поглощают свет?
- 6.9 Каков механизм рассеивания света в мутной среде? Чистой среде?
- 6.10 Может ли оптически однородная среда рассеивать свет? Ответ обоснуйте.
- 6.11 Чем можно объяснить голубой цвет неба? Почему при закате и восходе Солнце кажется красным?

Рекомендуемая литература

Савельев И.В. Курс общей физики. Кн. 4. – М.: АСТ. Астрель, 2006.

Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1 – М.: Физматлит. 2004.

Ландсберг Г.С. Оптика. - М.: Физматлит. 2006.

Калитиевский Н.И. Волновая оптика, - М.: «Наука», 2004.

Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. – М.:
Наука, 2005.