

12. ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

§12.1 Поляризация света

12.1.1 Естественный и поляризованный свет

Поляризацией света называется физическая характеристика оптического излучения, которая описывает поперечную анизотропию световых волн.

Иногда **поляризацией света** называют процесс получения поляризованного света из естественного или частично поляризованного.

Понятие «поляризация света» ввёл в физику английский учёный И. Ньютон в 1704 г.

Поляризация света нашла своё объяснение в электромагнитной теории света английского физика Дж. Максвелла. Из этой теории следует, что электромагнитная волна является поперечной (см. рис 12.1).

В электромагнитной волне вектора напряжённости электрического поля \vec{E} и напряжённости магнитного поля \vec{H} колеблются в одинаковых фазах во взаимно перпендикулярных плоскостях и одновременно перпендикулярно вектору скорости \vec{v} распространения волны (перпендикулярно лучу). Поскольку $\vec{E} \perp \vec{H}$, то при рассмотрении поляризации света достаточно исследовать поведение лишь одного из них. Наблюдения показывают, что физиологические, фотохимические, фотоэлектрические и другие свойства света обусловлены колебаниями электрического вектора \vec{E} в световой волне. Поэтому вектор \vec{E} называют обычно **световым вектором** и исследуют только его.

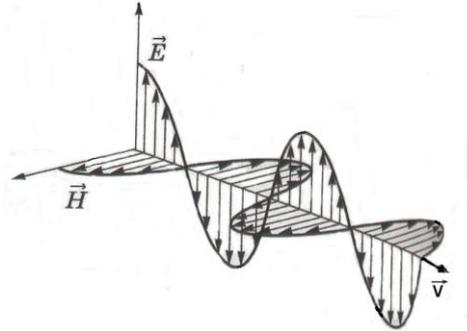


Рис. 12.1 Распределение проекций векторов E и H в электромагнитной волне по направлению её распространения

*Свет, в котором направления колебаний вектора \vec{E} каким-либо образом упорядочены, называется **поляризованным**.*

Если для некоторого пучка света плоскость колебаний электрического вектора \vec{E} при распространении света не изменяет положение в пространстве, то такой свет называют **линейно поляризованным**.

Естественный или неполяризованный свет можно рассматривать как наложение многих электромагнитных волн, распространяющихся в одном и том же направлении, но со всевозможными ориентациями плоскостей колебаний вектора \vec{E} . Таким образом, для неполяризованного света нельзя указать даже плоскость преимущественного расположения вектора напряжённости электрического поля \vec{E} . Все ориентации этого вектора равновероятны. Если же имеется какое-либо преимущественное направление ориентации вектора \vec{E} , то световой пучок называют **частично поляризованным**.

Если в световом пучке вектор \vec{E} имеет составляющие как по оси x , так и по оси y , причем $E_x = E_0 \cos \omega t$ и $E_y = E_0 \cos(\omega t + \pi/2)$, где ω – частота световой волны, то в каждый момент времени t эти составляющие складываются. Результирующий вектор, оставаясь постоянным по величине, вращается с частотой ω , а его конец описывает окружность. В этом случае говорят, что свет имеет **круговую поляризацию**.

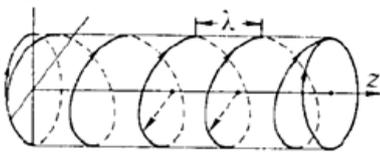
Если составляющие вектора \vec{E} по осям x и y колеблются с одинаковыми частотами, но имеют либо разные амплитуды, либо разность фаз колебаний отличается на $\frac{1}{2}\pi$, $\frac{3}{2}\pi$, $\frac{5}{2}\pi$ и т.д., то

конец электрического вектора будет описывать эллипс и в этом случае говорят об **эллиптической поляризации** светового пучка.

↑ Если при распространении волны вектор \vec{E} колеблется всё время в какой-либо одной плоскости, свет называют **линейно поляризованным** или **плоскополяризованным**.

Плоскость, проходящая через направление колебаний вектора \vec{E} плоскополяризованного света и направление распространения этой волны, называется **плоскостью поляризации света**.

⊙ Если конец вектора \vec{E} при движении волны описывает эллипс, то свет называют **эллиптически поляризованным**.



Если конец вектора \vec{E} при движении волны описывает окружность, то свет называют **циркулярно поляризованным** или **поляризованным по кругу**.

Свет представляет собой поток особых частиц, называемых **квантами** света или **фотонами**, которые представляют собой ограниченные в пространстве цуги электромагнитного поля.

Квант света, испускаемый атомом, всегда линейно поляризован. В реальных источниках света одновременно излучают множество атомов, причём каждый атом излучает квант света с произвольной ориентацией вектора \vec{E} . Поэтому в результирующей световой волне направление колебаний вектора \vec{E} в каждый момент времени непредсказуем и все направления перпендикулярные распространению световой волны оказываются равновероятными. Такой свет называется **естественным** или **неполяризованным**.



Чаще всего имеется какое-либо преимущественное направление колебаний вектора \vec{E} . В этом случае говорят, что свет является **частично поляризованным** в плоскости, проходящей через это направление.

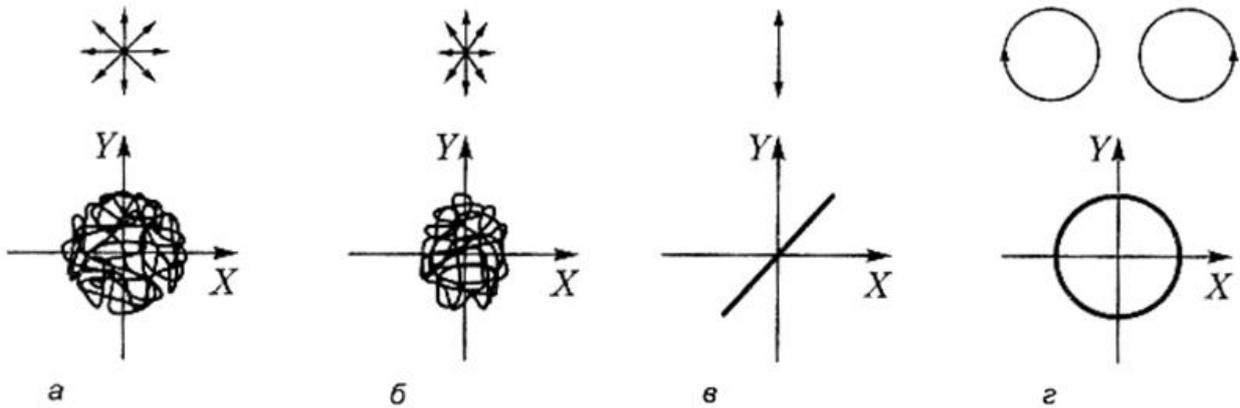


Рис. 12.2 Движение вектора \vec{E} в естественном (а), частично поляризованном (б), линейно поляризованном (в) и поляризованном по кругу (г)

Для получения и анализа поляризованного света применяют специальные приборы: поляризаторы и анализаторы.

Поляризатором называется устройство для получения поляризованного света.

Человеческий глаз не отличает естественный свет от поляризованного, поэтому для анализа поляризации света используют устройство, называемое **анализатором**.

Поляризатором и анализатором может служить один и тот же прибор в зависимости от того, для каких целей его используют: для получения поляризованного света или для его анализа.

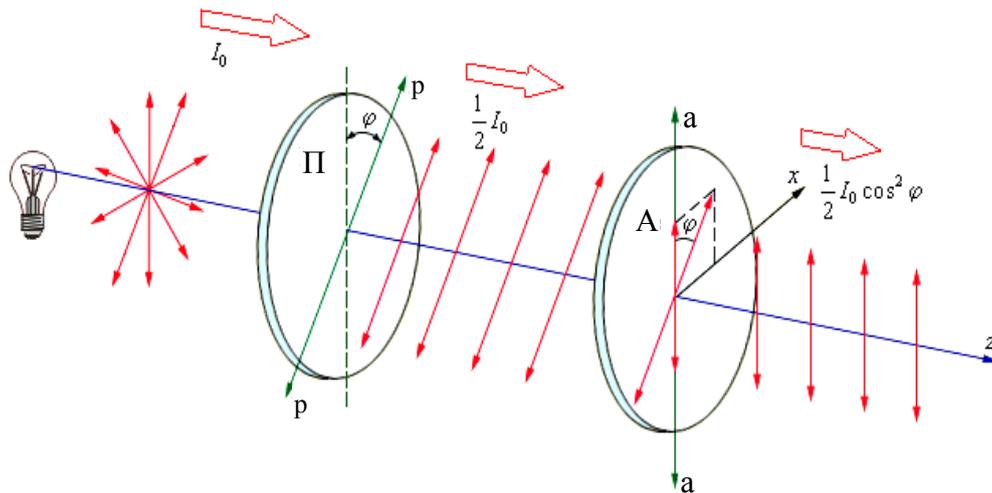


Рис. 12.3

На рис. 12.3 поляризатор Π преобразует падающий на него естественный свет интенсивностью I_0 в плоскополяризованный, интенсивность которого при прохождении через поляризатор уменьшается в два раза, то есть, $I_p = \frac{1}{2} I_0$, а затем этот свет проходит через анализатор A , который, в свою очередь ослабляет свет ещё в $\cos^2 \varphi$, где φ - это угол между главными плоскостями поляризатора $p - p$ и анализатора $a - a$.

Главной плоскостью поляризатора (плоскостью пропускания поляризатора) называется плоскость, в которой колеблется вектор \vec{E} , прошедшего через поляризатор линейно поляризованного света (аналогичное определение для главной плоскости анализатора).

Если на анализатор падает линейно поляризованный свет интенсивностью I_p , то интенсивность света, вышедшего из анализатора I_a , можно определить по **закону Малюса**:

Интенсивность света, прошедшего через анализатор I_a , равна интенсивности линейно поляризованного света, падающего на анализатор I_p , умноженной на квадрат косинуса угла φ между плоскостью поляризации падающего на анализатор света и плоскостью пропускания анализатора

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi \quad (12.1)$$

Степенью поляризации света называют величину равную

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (12.2)$$

где I_{\max} и I_{\min} соответственно максимальная и минимальная интенсивности света, пропускаемого анализатором.

- для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и, следовательно, $P = 0$,
- для линейно поляризованного света $I_{\min} = 0$ и, следовательно, $P = 1$,
- для частично поляризованного света $I_{\max} \neq I_{\min}$ и, следовательно, $0 < P < 1$.

12.1.2 Способы получения линейно поляризованного света

Для получения полностью или частично поляризованного света обычно используют одно из трёх физических явлений:

- поляризация при отражении и преломлении света на границе раздела двух диэлектриков,
- явление двойного лучепреломления,
- линейный дихроизм.

Поляризация при отражении и преломлении света на границе раздела двух диэлектриков

При падении на границу двух диэлектриков (например, воздух и стекло) естественного света, отражённый и преломлённый лучи оказываются частично поляризованными во взаимно перпендикулярных направлениях, причём, в отражённом луче вектор \vec{E} совершает колебания преимущественно в плоскости перпендикулярной плоскости падения света, а в преломлённом луче, преимущественно в плоскости падения.

Плоскостью падения света называется плоскость, проходящая через падающий луч и перпендикуляр, восстановленный в точку падения.

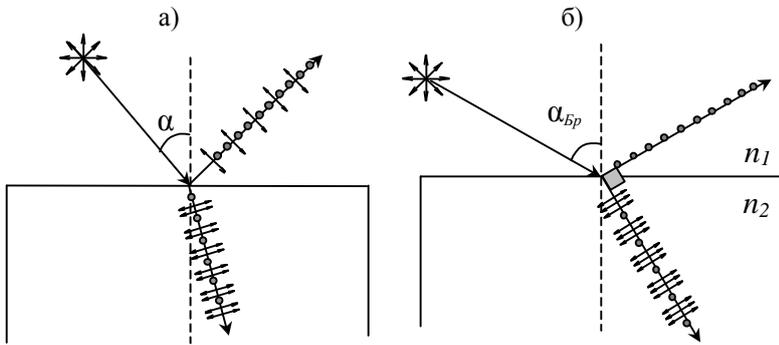


рис. 12.4

Степень поляризации этих лучей зависит от угла падения α света на диэлектрик. Она сначала монотонно возрастает с увеличением угла падения α (см. случай а) на рис. 12.4), достигает максимального значения при угле α_{Br} , называемом **углом Брюстера** (см. случай б) на рис.12.4), а затем монотонно убывает.

При падении естественного света под углом Брюстера α_{Br} преломлённый луч достигает максимальной степени поляризации и оказывается перпендикулярным к отражённому лучу (см. рис. 12.4 случай б)). Угол Брюстера α_{Br} , при котором наблюдается линейная поляризация отражённого от границы раздела двух диэлектриков света, определяется по следующей формуле:

$$\operatorname{tg} \alpha_{Br} = n_{21}, \quad (12.4)$$

где $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ – относительный показатель преломления двух сред,

а n_1 и n_2 - абсолютные показатели преломления первой и второй среды соответственно.

Явление двойного лучепреломления

Двойным лучепреломлением называется явление раздвоения падающего на анизотропную среду (например, прозрачный кристалл) светового луча, обусловленное зависимостью скорости распространения света в среде (т.е. показателя преломления среды) от направления колебания вектора \vec{E} в световой волне.

У кристаллов, обладающих двойным лучепреломлением, существует одно (**одноосные кристаллы**) или два (**двуосные кристаллы**) направления, в которых раздвоения луча не происходит. Это направление называется **оптической осью кристалла**.

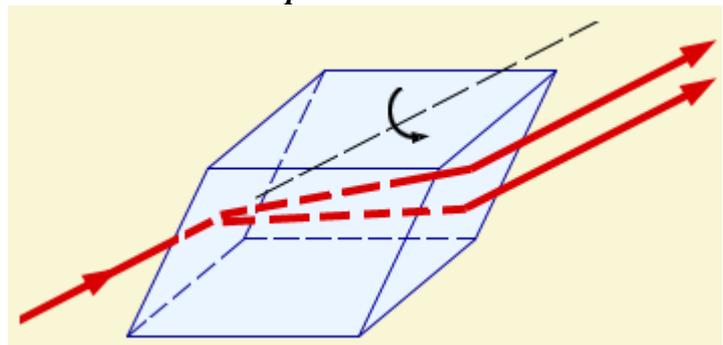
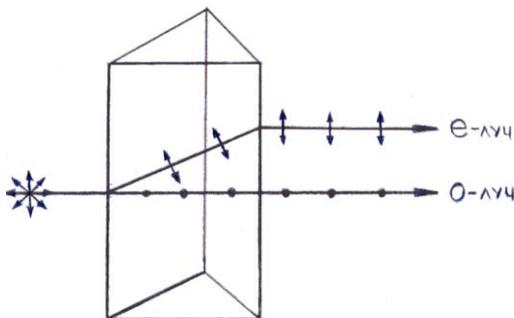


Рис. 12.5

При падении неполяризованной световой волны на одноосный кристалл она расщепляется на два луча со взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации. Один из лучей имеет плоскость поляризации перпендикулярную главному сечению кристалла и подчиняется законам геометрической оптики. Этот луч называют **обыкновенным** и обозначают **о – лучом**, а другой луч имеет плоскость поляризации параллельную главному сечению и не подчиняется законам геометрической оптики, поэтому этот луч называют **необыкновенным** и обозначают **е – лучом**.

Таким образом, при выходе из кристалла оба луча оказываются линейно поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях (см. рис. 12.5).

Главным сечением кристалла называется плоскость, проходящая через направление падающего светового луча и оптическую ось кристалла.

Скорость распространения о-луча a , следовательно, и его показатель преломления n_o не зависят от направления распространения этого луча в кристалле, т.е. $n_o = \text{const}$, а скорость е-луча i , следовательно, n_e зависят от его направления распространения, т.е. $n_e \neq \text{const}$.

При распространении света вдоль оптической оси кристалла $n_o = n_e$, поэтому двойное лучепреломление не наблюдается.

Линейный дихроизм

Линейным дихроизмом называется явление, при котором среды, обладающие двойным лучепреломлением, неодинаково поглощают лучи с разными плоскостями поляризации.

Например, пластинка из кристалла **турмалина** толщиной в 1 мм пропускает свет только одного направления колебаний вектора \vec{E} и полностью поглощает свет всех других направлений. Поэтому такие пластинки раньше использовали в качестве поляризаторов.

12.1.3 Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации

При одностороннем сжатии или растяжении стеклянной пластинки возникает двойное лучепреломление. При этом

$$n_o - n_e = k_1 \sigma, \quad (12.5)$$

где $\sigma = F / S$ - механическое напряжение, k_1 - постоянная, зависящая от свойств вещества.

Таким образом, оптически изотропное вещество под влиянием механической деформации становится анизотропным (**явление фотоупругости**).

Керр обнаружил, что жидкий или твердый изотропный диэлектрик, помещенный в однородное электрическое поле с напряженностью E , становится оптически анизотропным (**эффект Керра**). При этом

$$n_o - n_e = k_2 E^2 \quad (12.6)$$

где k_2 - постоянная, зависящая от свойств вещества.

Некоторые вещества (например кварц, водный раствор сахара, скипидар), называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации при прохождении линейно поляризованного света. Угол поворота

$$\varphi = \alpha l, \quad (12.7)$$

где α - постоянная вращения, зависящая от свойств вещества, l - расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе.

Фарадей обнаружил вращение плоскости поляризации в постоянном магнитном поле с напряженностью H , когда свет распространяется вдоль магнитного поля.

$$\varphi = V H l, \quad (12.8)$$

где V - постоянная Верде, зависящая от свойств вещества, l - длина пути света в веществе.

§ 12.2 Интерференция

Следующим явлением, в котором проявляются волновые свойства света, является интерференция.

Закон независимости световых пучков геометрической оптики означает, что световые пучки встречаясь, не воздействуют друг на друга. В явлениях, в которых проявляется волновая природа света, этот закон утрачивает силу. При наложении световые волн в общем случае выполняется **принцип суперпозиции**: *результатирующий световой вектор является суммой световых векторов отдельных волн*. При этом может получиться волна, интенсивность которой не будет равна сумме интенсивностей складывающихся волн.

Интерференцией волн называется явление устойчивого во времени усиления или ослабления колебаний в различных точках пространства, которое происходит при наложении двух или нескольких когерентных волн.

Интерференция – одно из проявлений волновой природы света. Интенсивность света в области перекрытия световых пучков имеет характер чередующихся светлых и темных полос, причем в максимумах интенсивность света больше, а в минимумах меньше суммы интенсивностей отдельных пучков. Наблюдаемое при этом перераспределение света называется **интерференционной картиной**.

Интерференция свойственна не только световым волнам, являющимися по своей природе электромагнитными волнами, но и волнам любой природы.

12.2.1 Монохроматические волны

Монохроматическая волна - это строго гармоническая (синусоидальная) волна с постоянными во времени частотой, амплитудой и начальной фазой.

Амплитуда и фаза такой волны могут изменяться от одной точки пространства к другой, частота же остается постоянной во всем пространстве.

Монохроматическая волна – это модель, идеализация реальной волны: она не ограничена ни во времени, ни в пространстве, поэтому не может быть реализована в действительности. Однако эта идеализация удобна для описания и играет большую роль в учении о волнах.

12.2.2 Расчет интерференции двух волн

Сущность интерференции рассмотрим на примере сложения двух одномерных гармонических волн (волн вида $E = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$) одинаковой частоты и одинаковой плоскости поляризации. Накладываясь друг на друга, они возбуждают в некоторой точке пространства гармонические колебания

$$E = E_1 + E_2 = E_{10} \cos(\omega t + \varphi_1) + E_{20} \cos(\omega t + \varphi_2) = E_0 \cos(\omega t + \varphi),$$

амплитуду которых можно определить методом векторных диаграмм:

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды $I \sim E_0^2$. Поэтому, наблюдаемая при наложении волн результирующая интенсивность равна

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi_2 - \varphi_1. \quad (12.9)$$

Из анализа уравнения (12.9) следует, что результат сложения колебаний зависит от разности фаз $\varphi_2 - \varphi_1$, которая в общем случае меняется при переходе от одной точки пространства к другой. При этом возможны следующие три случая:

1. **Разность фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ меняется в данной точке пространства с течением времени произвольно**

Так как частота колебаний световых волн очень большая, то глаз человека и другие приёмники светового излучения воспринимают усреднённую по времени интенсивность.

Так как среднее значение $\langle \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle = 0$, то из (12.9) следует, что результирующая интенсивность света равна

$$I = I_1 + I_2 + 0 = I_1 + I_2, \quad (12.10)$$

то есть, результирующая интенсивность света равна сумме интенсивностей складываемых световых волн. Этот результат наблюдается нами в повседневной жизни.

2. **Разность фаз в данной точке пространства с течением времени остаётся постоянной**
 $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$, но $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$

В этом случае из (12.9) следует, что результирующая интенсивность света равна

$$I = I_1 + I_2 - \text{Const} > I_1 + I_2, \quad (12.11)$$

то есть, результирующая интенсивность света оказывается больше суммы интенсивностей складываемых световых волн. В результате происходит усиление света при наложении.

Максимальная интенсивность $I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}$ будет при условии

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

когда $\cos \varphi_2 - \varphi_1 = 1$. При $I_1 = I_2 = I_0$ следует, что интенсивность в максимумах увеличится в 4 раза ($I_{\max} = 4I_0$).

3. **Разность фаз в данной точке пространства с течением времени остаётся постоянной**
 $\varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$, но $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$

В этом случае из (1) следует, что результирующая интенсивность света равна

$$I = I_1 + I_2 - \text{Const} < I_1 + I_2, \quad (12.12)$$

то есть, результирующая интенсивность света меньше суммы интенсивностей складываемых световых волн. В результате происходит ослабление света при наложении.

Минимальная интенсивность $I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$ будет при условии

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 2m + 1 \pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

когда $\cos \varphi_2 - \varphi_1 = -1$. При $I_1 = I_2 = I_0$ следует, что $I_{\min} = 0$.

Обычно мы имеем дело со случаем 1, поэтому интерференционная картинка не наблюдается. Условия 2 и 3 выполняются только в том случае, если разность фаз складываемых колебаний $\varphi_2 - \varphi_1$ в данной точке пространства с течением времени не изменяется (такие волны называются **когерентными**). Когерентными могут быть волны только одинаковой частоты $\omega_1 = \omega_2$, или частоты которых изменяются с течением времени по одинаковому закону.

Таким образом, при наложении когерентных световых волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется **интерференцией** волн.

12.2.3 Оптическая длина пути и разность хода

Пусть две когерентные волны создаются одним источником S , но до экрана проходят разные **геометрические длины путей** l_1 и l_2 в средах с абсолютными показателями преломления n_1 и n_2 соответственно (рис. 12.6).

Произведение геометрической длины пути l световой волны на абсолютный показатель преломления n называется **оптической длиной пути** волны $L = nl$.

Величину $\Delta = L_1 - L_2 = n_2 l_2 - n_1 l_1$ называют **оптической разностью хода** интерферирующих волн, (Δ -дэльта).

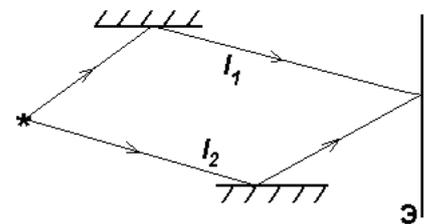


Рис. 12.6

12.2.4 Условие максимума и минимума при интерференции света

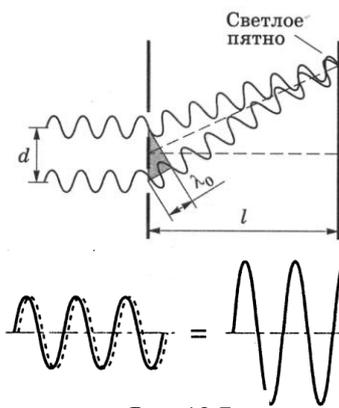


Рис. 12.7

Если оптическая разность хода Δ интерферирующих лучей равна чётному числу полуволен, то будет наблюдаться **максимум** (в этом случае волны приходят в данную точку пространства в

одинаковой фазе (см. рис. 12.7)) $\Delta_{max} = 2k \frac{\lambda}{2}$,

где $\Delta = L_2 - L_1 = l_2 n_2 - l_1 n_1$ - оптическая разность хода интерферирующих лучей, м.

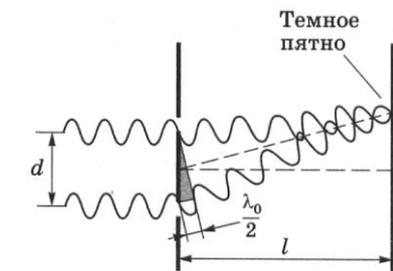
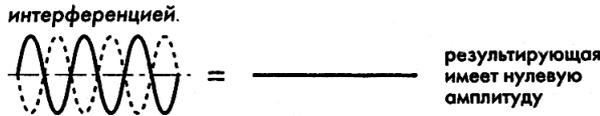


Рис. 12.8

Если оптическая разность хода Δ интерферирующих лучей равна нечётному числу полуволен, то будет наблюдаться **минимум** (в этом случае волны приходят в данную точку пространства в противофазе (см.рис.12.8))

$$\Delta_{min} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

где $\Delta = L_2 - L_1 = l_2 n_2 - l_1 n_1$ - оптическая разность хода интерферирующих лучей, м.



12.2.5 Причина интерференции световых волн.

Временная и пространственная когерентность световых волн

Как объяснить необычное для нас явление, когда при взаимодействии света вдруг образуются тёмные пятна? Обычно, чтобы в комнате стало ярче, мы включаем больше лампочек и никогда не наблюдаем, что где-то становится темнее. Объясняется это следующим образом.

Для возникновения интерференции необходимо, чтобы световые волны были когерентными между собой. Однако естественные источники света являются некогерентными, поэтому при обычных условиях мы интерференцию не наблюдаем.

В силу фундаментальных физических причин излучение всегда имеет статистический характер. Атомы светового источника излучают независимо друг от друга, в случайные моменты времени, и излучение каждого атома длится очень короткое время ($\tau \leq 10^{-8} \text{ с}$). Результирующее излучение источника в каждый момент времени состоит из вкладов огромного числа атомов. Через время порядка τ , вся совокупность излучающих атомов обновляется. Поэтому суммарное излучение будет иметь другую амплитуду и, что особенно важно, другую фазу. Фаза волны, излучаемой реальным источником света, остается приблизительно постоянной только на интервалах времени порядка τ . Отдельные «обрывки» излучения длительности τ называются **цугами**. Цуги имеют пространственную длину, равную $c \cdot \tau$, где c – скорость света. Длина цуга видимого диапазона света имеет величину $\approx 3 \text{ м}$. Колебания в разных цугах не согласованы между собой. Таким образом, реальная световая волна представляет собой последовательность волновых цугов с беспорядочно меняющейся фазой. Принято говорить, что колебания в разных цугах некогерентны. Интервал времени τ , в течение которого фаза колебаний остается приблизительно постоянной, называют **временем когерентности**.

Интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний, то есть колебаний, относящихся к одному и тому же цугу. Хотя фазы каждого из этих колебаний также подвержены случайным изменениям во времени, но эти изменения одинаковы, поэтому разность фаз когерентных колебаний остается постоянной. В этом случае наблюдается устойчивая интерференционная картина и, следовательно, выполняется принцип суперпозиции полей. При сложении некогерентных колебаний разность фаз оказывается случайной функцией времени. Интерференционные полосы испытывают беспорядочные перемещения из стороны в сторону, и за время Δt их регистрации, которая в оптических экспериментах значительно больше времени когерентности ($\Delta t \gg \tau$), происходит полное усреднение. Регистрирующее устройство (глаз, фотопластинка, фотоэлемент) зафиксирует в точке наблюдения усредненное значение интенсивности, равное сумме интенсивностей $I_1 + I_2$ обоих колебаний. В этом случае выполняется закон сложения интенсивностей.

Таким образом, интерференция может возникнуть только при сложении когерентных колебаний. Волны, создающие в точке наблюдения когерентные колебания, также называются когерентными. Волны от двух независимых источников некогерентны и не могут дать интерференции.

Во всех практических интерференционных схемах большое значение имеют так же размеры источника света. Если размеры источника значительно меньше длины световой волны то, конечно, всегда получается резкая интерференционная картина (при выполнении условия временной когерентности), ибо оптическая разность пути до какой-либо точки интерференционного поля для всего источника будет одна и та же. Однако на практике размеры источников света обычно значительно превосходят длину световой волны. Каждая точка источника создает свою интерференционную картину. Результирующая картина получается наложением картин всех элементов протяженного источника, излучение которых считаем некогерентными между собой. Эти картины не совпадают друг с другом, так что результирующая картина окажется более или менее размытой и при значительной ширине источника перестанет наблюдаться.

Таким образом, наряду с временной когерентностью для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие **пространственной когерентности**.

Одной из её характеристик является радиус когерентности $r_{\text{ког}}$, характеризующий расстояние, на котором может быть получена четкая интерференционная картина ($r_{\text{ког}}$ это не радиус окружности).

Произведение $I_{\text{ког}} r_{\text{ког}}^2 = V_{\text{ког}}$ называют объемом когерентности, в пределах которого случайная фаза волны изменяется на величину, не превосходящую π .

Однако для интерференции световых волн недостаточно одного условия их когерентности. Необходимо ещё, чтобы интерферирующие волны имели одинаковую плоскость поляризации, то есть одинаковые направления колебаний вектора напряжённости электрического поля \vec{E} .

В этом случае возможны две ситуации:

1. если в данную точку пространства волны приходят в одинаковой фазе, с одинаковой плоскостью поляризации, то направления колебаний векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 оказываются сонаправленными. В этом случае согласно принципу суперпозиции результирующее поле равно $E_{\text{рез}} = E_1 + E_2$ и будет наблюдаться усиление света в этой точке пространства (то есть условие максимума),
2. если в данную точку пространства волны приходят в противофазе, с одинаковой плоскостью поляризации, то направления колебаний векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 оказываются противоположно направленными. В этом случае согласно принципу суперпозиции результирующее поле равно $E_{\text{рез}} = E_1 - E_2$ и будет наблюдаться ослабление света в этой точке пространства (то есть условие минимума)

12.2.6 Способы получения когерентного света от естественных источников

Естественным источником когерентного света являются *лазеры*. Излучение лазера, по сравнению с естественным светом, обладает огромной временной и пространственной когерентностью. Временная когерентность имеет значение порядка 10^{-5} с (гелий-неоновый лазер) а пространственная когерентность наблюдается во всем поперечном сечении светового пучка.

Для получения когерентных световых волн с помощью обычных (не лазерных) источников применяют *метод разделения света* от одного источника на две или нескольких систем волн (световых пучков). В каждой из них представлено излучение одних и тех же атомов источника, так что эти волны когерентны между собой и интерферируют при наложении. Разделение света на когерентные пучки можно осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих тел. Если затем заставить эти волны пройти разные оптические пути, а затем наложить их друг на друга, то может наблюдаться интерференция света. Рассмотрим некоторые из этих методов.

Метод Юнга

Исторически первым интерференционным опытом, получившим объяснение на основе волновой теории света, явился опыт Юнга (1802 г.). В опыте Юнга свет от источника, в качестве которого служила узкая щель S , падал на экран с двумя близко расположенными щелями S_1 и S_2 (рис. 12.9). Проходя через каждую из щелей, световой пучок расширялся в следствии дифракции, поэтому на белом экране Э световые пучки, прошедшие через щели S_1 и S_2 , перекрывались. В области перекрытия световых пучков наблюдалась интерференционная картина в виде чередующихся светлых и темных полос.

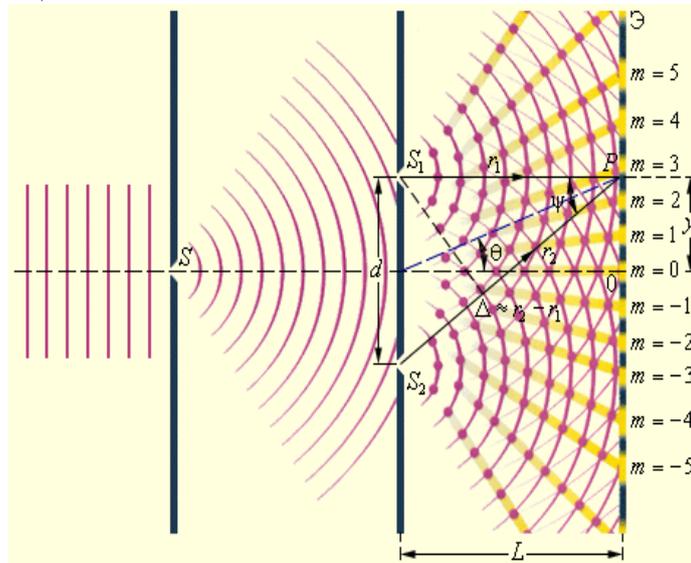


Рис. 12.9 Схема интерференционного опыта Юнга

Юнг был первым, кто понял, что нельзя наблюдать интерференцию при сложении волн от двух независимых источников. Поэтому в его опыте щели S_1 и S_2 , которые можно рассматривать в соответствии с принципом Гюйгенса как источники вторичных волн, освещались светом одного источника S . При симметричном расположении щелей вторичные волны, испускаемые источниками S_1 и S_2 , находятся в фазе, но эти волны проходят до точки наблюдения P разные расстояния r_1 и r_2 . Следовательно, фазы колебаний, создаваемых волнами от источников S_1 и S_2 в точке P , вообще говоря, различны. Таким образом, задача об интерференции волн сводится к задаче о сложении колебаний одной и той же частоты, но с разными фазами. Утверждение о том, что волны от источников S_1 и S_2 распространяются независимо друг от друга, а в точке наблюдения они просто складываются, является опытным фактом и носит название *принципа суперпозиции*.

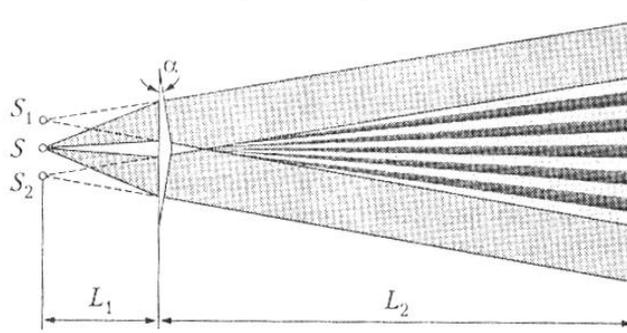
Бипризма Френеля

Рис. 12.10 Бипризма Френеля

Бипризма Френеля состоит из двух одинаковых с общей гранью призм с малыми преломляющими углами (рис.12.10). Свет от прямолинейного источника S преломляется в обеих призмах, в результате чего образуются две когерентные цилиндрические волны, исходящих из мнимых источников S_1 и S_2 . На поверхности экрана в некоторой его части происходит наложение этих волн и наблюдается интерференция.

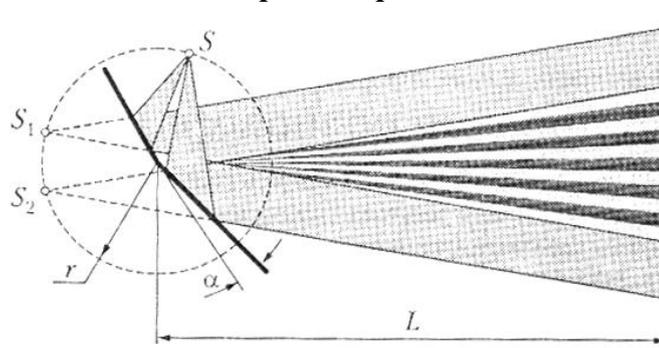
Бизеркала Френеля.

Рис. 12.11 Бизеркала Френеля

Бизеркала Френеля представляют собой два плоских зеркала (рис. 12.11), расположенных относительно друг друга под небольшим углом ($\varphi \ll 1$). На расстоянии r от линии пересечения зеркал параллельно ей находится прямолинейный источник света S . Световые пучки, отразившись от зеркал, являются мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и их световые пучки интерферируют в области взаимного перекрытия. От прямого попадания света на экран предохраняет заслонка.

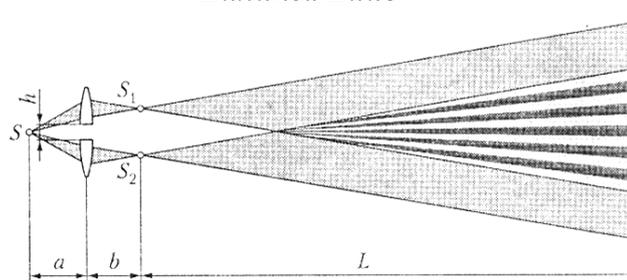
Билинза Бийе

Рис. 12.12 Билинза Бийе

Билинза Бийе состоит из двух одинаковых половинок, вырезанных из одной линзы (рис.12.12). Свет от прямолинейного источника S преломляется в обеих половинках линзы, в результате чего образуются две когерентные волны, исходящих из мнимых источников S_1 и S_2 . На поверхности экрана в некоторой его части происходит наложение этих волн и наблюдается интерференция.

Зеркало Ллойда

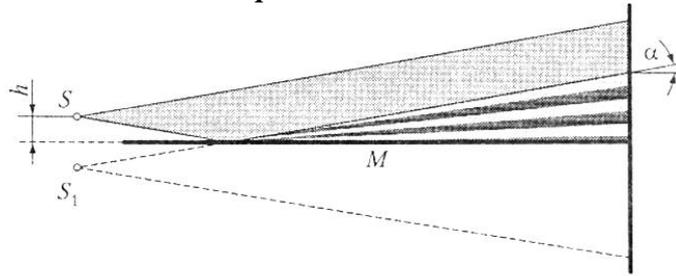


Рис.1 2.13 Зеркало Ллойда

На очень малом расстоянии от плоского зеркала расположен точечный источник света, который создаёт в зеркале второй мнимый источник света (см. рис. 12.13). Оба источника оказываются когерентными. В результате отражения света от зеркала на поверхности экрана в некоторой его части происходит наложение световых волн и наблюдается интерференция.

Кольца Ньютона

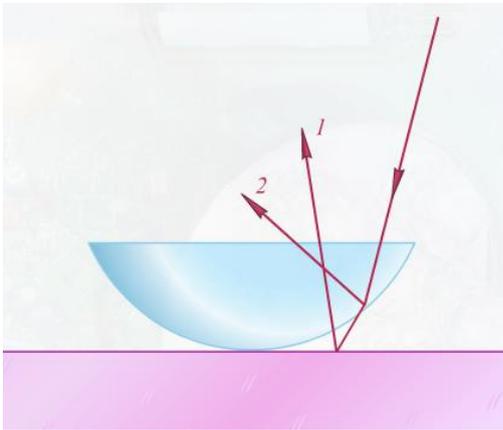


Рис. 12.14

Первый эксперимент по наблюдению интерференции света в лабораторных условиях принадлежит И. Ньютону. Он наблюдал интерференционную картину, возникающую при отражении света в тонкой воздушной прослойке между плоской стеклянной пластиной и плосковыпуклой линзой большого радиуса кривизны.

Лучи 1 и 2 отразившиеся от нижней границы линзы и верхней границы пластинки интерферируют в точке пересечения лучей (см. рис. 12.14).

Интерференционная картинка имеет вид концентрических окружностей, если свет падает на линзу перпендикулярно и эллипсов, если свет падает под углом к линзе (см. рис. 12.15).

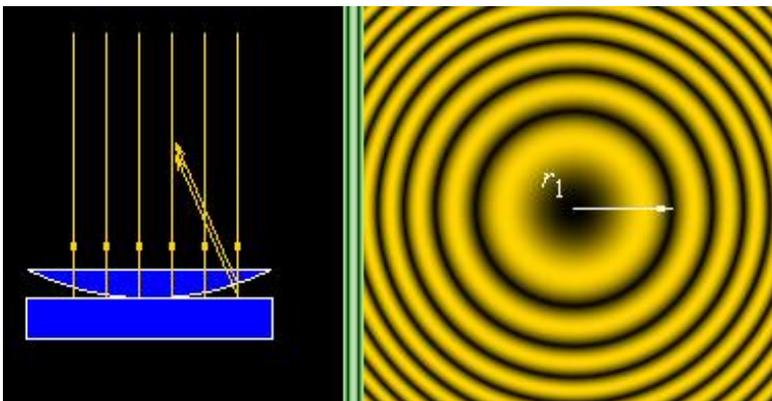


Рис. 12.15

Радиусы светлых колец Ньютона в отражённом свете

$$r_m^{\text{светл}} = \sqrt{2m-1} \frac{\lambda}{2} R,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$

Радиусы тёмных колец Ньютона в отражённом свете

$$r_m^{\text{тёмн}} = \sqrt{m\lambda R},$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$,

R - радиус кривизны линзы, м,
 λ - длина световой волны, м.

12.2.7 Интерференция света в тонких плёнках

Тонкими называются плёнки, в которых возможно наблюдение интерференции света. (их толщина обычно не превышает нескольких десятков длин волн)

При падении света на тонкую прозрачную плёнку происходит отражение от обеих поверхностей плёнки. В результате возникают две световые волны, которые при определённых условиях могут интерферировать.

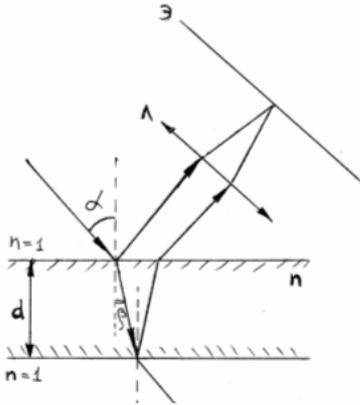


Рис. 12.16

Условие интерференционных максимумов $\Delta = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$

Условие интерференционных минимумов $\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$

Оптическая разность хода двух лучей при интерференции света, отражённого от верхней и нижней границы тонкой плоскопараллельной пластины

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos \beta - \frac{\lambda}{2}$$

12.2.8 Применение интерференции

Просветление оптики. Явление интерференции применяется для улучшения качества оптических приборов и получения высокоотражающих покрытий. Прохождение света через каждую преломляющую поверхность линзы сопровождается отражением $\approx 4\%$ падающего света (при показателе преломления стекла $\approx 1,5$). Так как современные объективы состоят из большого количества линз, то число отражений в них велико, а поэтому велики и потери светового потока. Для устранения этого и других недостатков осуществляют так называемое *просветление оптики*. Для этого на свободные поверхности линз наносят тонкие пленки с показателем преломления меньшим, чем у материала линзы. При отражении света от границ раздела воздух–пленка и пленка–стекло возникает интерференция отраженных лучей. Толщину пленки d и показатели преломления стекла n_c и пленки n подбираются так, чтобы отраженные волны гасили друг друга. Для этого их амплитуды должны быть равны, а оптическая разность хода равна $(m + 1/2)\lambda_0$. Расчет показывает, что амплитуды отраженных лучей равны, если $n = \sqrt{n_c}$. Так как $n_c > n > 1$, то потеря полуволны происходит на обеих поверхностях, следовательно, условие минимума (если свет падает нормально)

$$2nd = (m + 1/2)\lambda_0.$$

Обычно принимают $m = 0$, тогда

$$nd = \lambda_0/4.$$

Так как добиться одновременного гашения для всех длин волн невозможно (показатель преломления зависит от длины волны), то это делается для цвета с $\lambda_0 \approx 0,55 \mu\text{м}$ (к нему наиболее чувствителен глаз). Поэтому объективы с просветленной оптикой имеют синевато-красный оттенок.

Интерференционные светофильтры. Многолучевую интерференцию можно осуществить в многослойной системе чередующихся пленок с разными показателями преломления (но одинаковой оптической толщиной, равной $\lambda_0/4$). При прохождении света возникает большое число отраженных интерферирующих лучей, которые при оптической толщине пленок $\lambda_0/4$ будут взаимно усиливаться, т.е. коэффициент отражения возрастает. Подобные отражатели применяются в лазерной технике, а также используются для создания интерференционных светофильтров.

Интерферометры. Явление интерференции применяется в очень точных измерительных приборах – *интерферометрах*. На рис. 12.17 изображена схема *интерферометра Майкельсона* — двухлучевого интерферометра, изобретённого Альбертом Майкельсоном. Данный прибор позволил впервые измерить длину световой волны. Конструктивно состоит из светоделительного зеркала, разделяющего входящий луч на два, которые в свою очередь, отражаются зеркалом обратно. На полупрозрачном зеркале разделённые лучи вновь направляются в одну сторону, чтобы, смешавшись на экране, образовать интерференционную картину. Анализируя её и изменяя длину одного плеча на известную величину, можно по изменению вида интерференционных полос измерить длину световой волны. Интерференционная картина наблюдается с помощью зрительной трубы.

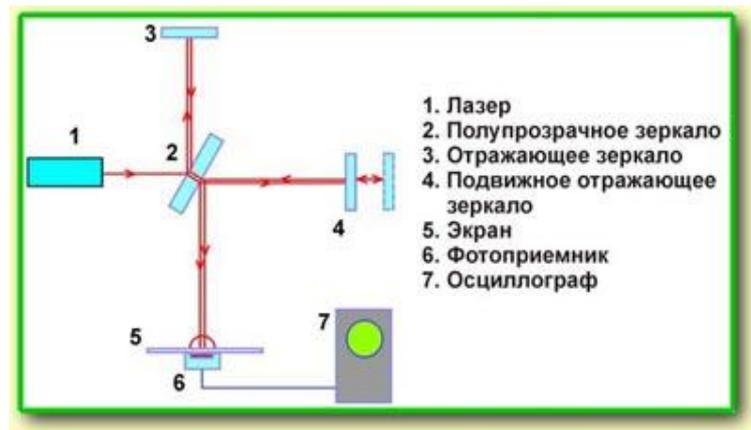


Рис. 12.17 Интерферометр Майкельсона

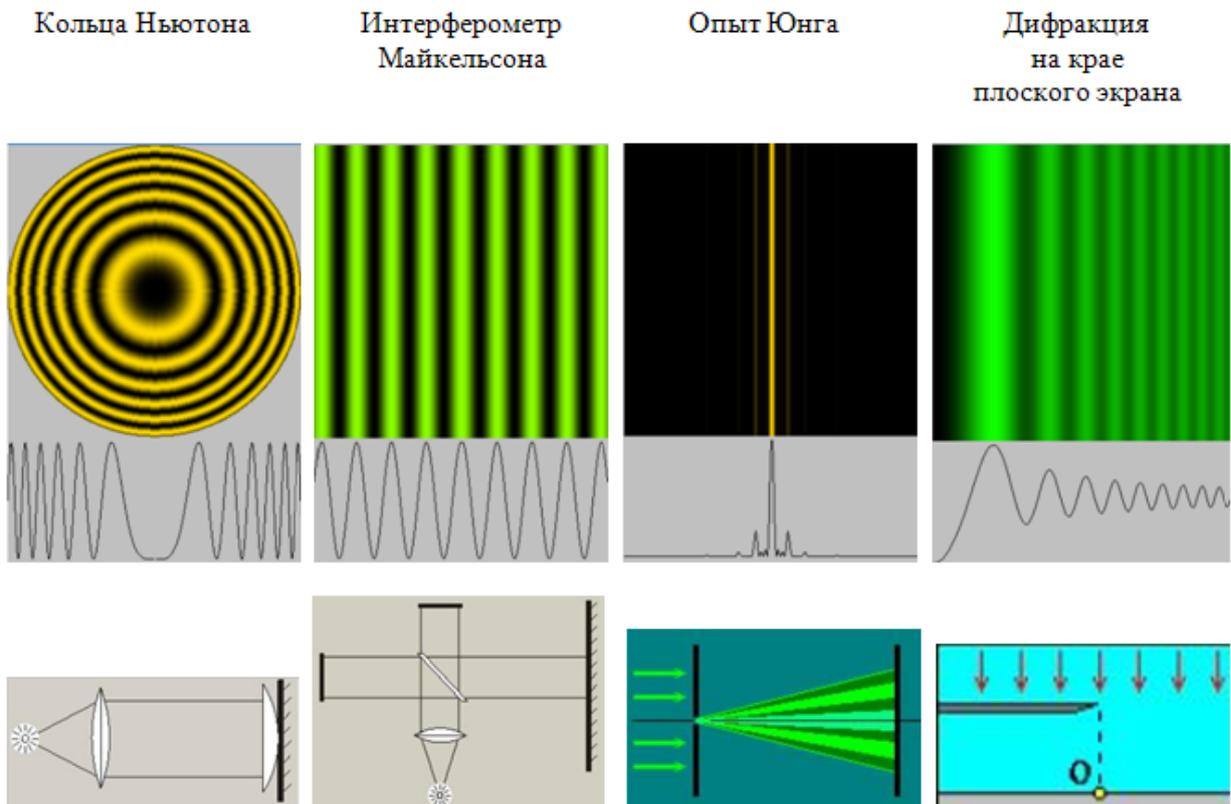


Рис. 12.18 Различные случаи наблюдения интерференции света

§ 12.3 Дифракция

Дифракцией называется огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути, или в более широком смысле – любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от прямолинейного.

Благодаря дифракции волны могут попадать в область геометрической тени, огибать препятствия, проникать через небольшое отверстие в экранах и т.д. (см. рис.12.19)

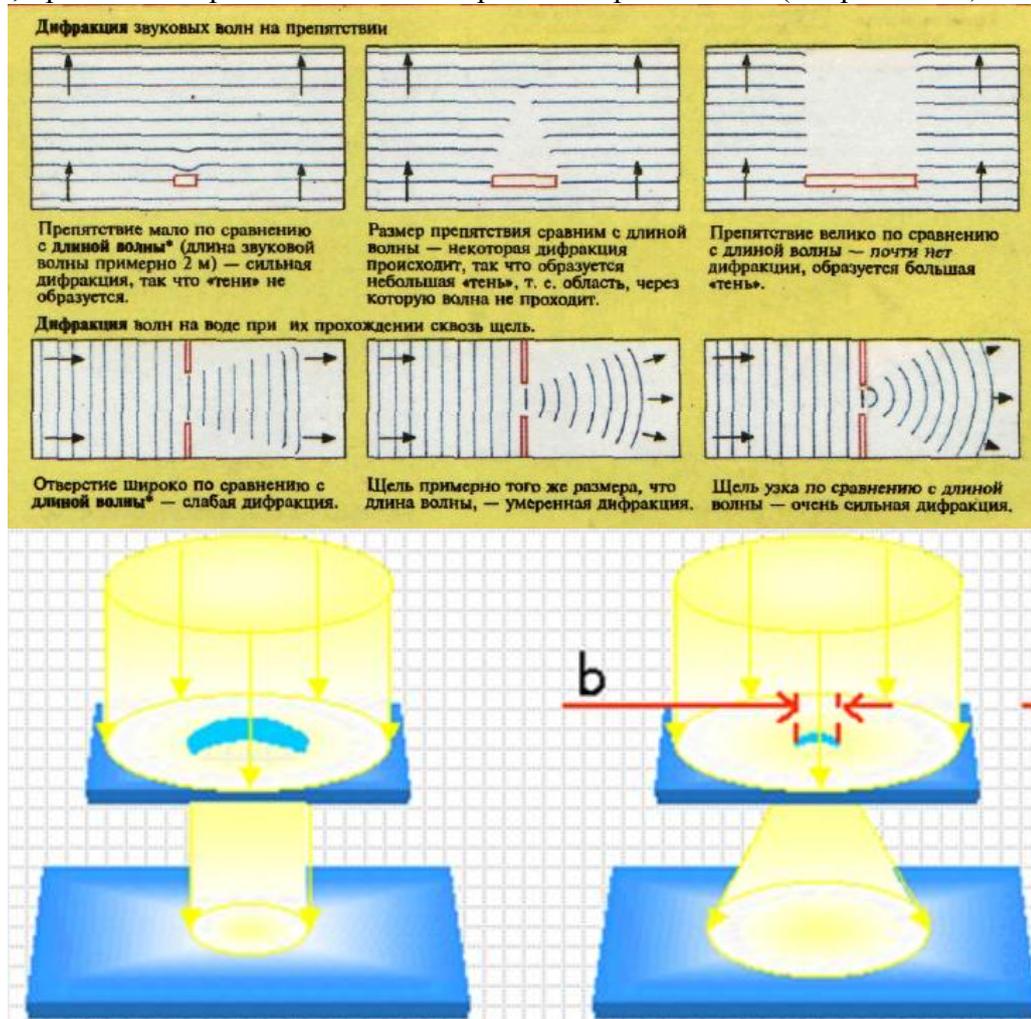


Рис. 12.19

Как показывает опыт, свет при определённых условиях может заходить в область геометрической тени. Если на пути параллельного светового пучка расположено круглое отверстие (круглый диск, шарик или круглое отверстие в непрозрачном экране), то на экране, расположенном на достаточно большом расстоянии от препятствия, появляется дифракционная картина – система чередующихся светлых и тёмных колец. Если препятствие имеет линейный характер (щель, нить, край экрана), то на экране возникает система параллельных дифракционных полос.

По историческим причинам отклонение от закона независимости световых пучков, возникающее в результате суперпозиции когерентных волн, принято называть интерференцией волн. Отклонение от закона прямолинейного распространения света, в свою очередь, принято называть дифракцией волн.

Дифракция наблюдается всегда при встрече волнового фронта волны с препятствием и её результат зависит от соотношения между длиной волны λ и размерами препятствия d , причём:

- если $d \approx \lambda$, то дифракция наблюдается на небольших от препятствия расстояниях,
- если $d \gg \lambda$, то дифракция наблюдается на больших от препятствия расстояниях,
- если $d \ll \lambda$, то препятствие не оказывает влияние на распространение волны.

Дифракция объясняется интерференцией вторичных волн, возникающих при взаимодействии волны с веществом препятствия на границе отсечённого фронта волны и проявляется в огибании волнами препятствий и формировании интерференционной картины в области геометрической тени.

Вид дифракционной картины существенно зависит от соотношения между размерами препятствия d , длиной волны λ и расстояния от препятствия до точки наблюдения b .

В связи с этим различают два вида дифракции света:

1. **Дифракция Френеля** или дифракция в сходящихся лучах, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от него.

(в этом случае точка наблюдения находится на небольшом расстоянии от препятствия, таком, что волновой фронт, приходящий в точку наблюдения ещё сферический).

2. **Дифракция Фраунгофера** или дифракция в параллельных лучах, когда на препятствие падает плоская волна, и дифракционная картина наблюдается на большом расстоянии от препятствия, таком, что волновой фронт, приходящий в точку наблюдения уже плоский.

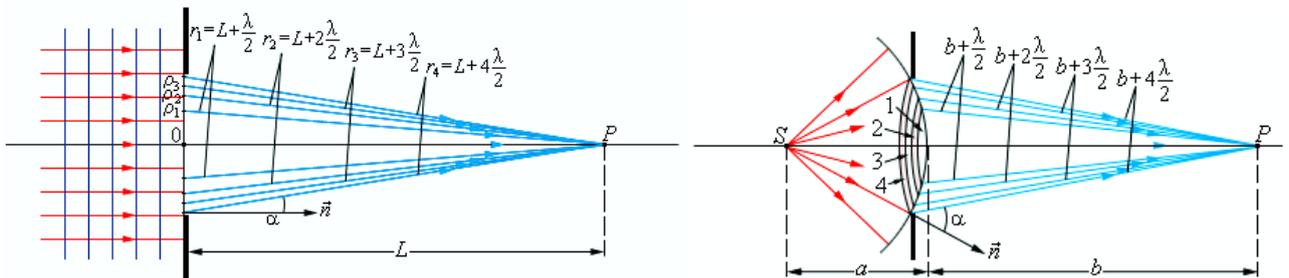


Рис. 12.20
Дифракция Френеля

Принципиально дифракция Фраунгофера не отличается от дифракции Френеля. Количественный критерий, позволяющий установить, какой вид дифракции имеет место, определяется величиной безразмерного параметра $b^2/l\lambda$, где b – характерный размер препятствия, l – расстояние между препятствием и экраном, на котором наблюдается дифракционная картина, λ – длина волны. Если

$$\frac{b^2}{l\lambda} \begin{cases} \ll 1 - \text{дифракция Фраунгофера,} \\ \sim 1 - \text{дифракция Френеля,} \\ \gg 1 - \text{геометрическая оптика.} \end{cases}$$

12.3.1 Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракционные явления были известны ещё во времена И. Ньютона, но объяснить их на основе корпускулярной теории света оказалось невозможным. Первое качественное объяснение явления дифракции на основе волновых представлений было дано английским учёным Томасом Юнгом. Независимо от него французский учёный О. Френель развил количественную теорию дифракционных явлений. В основу своей теории Френель положил принцип Гюйгенса, дополнив его идеей об интерференции вторичных волн. Принцип Гюйгенса в его первоначальном виде позволял находить только положения волновых фронтов в последующие моменты времени, то есть определять направление распространения волны. По существу это был принцип геометрической оптики. Гипотезу Гюйгенса об огибающей вторичных волн Френель заменил физически ясным положением, согласно которому вторичные волны, приходя в точку наблюдения, интерферируют друг с другом.

Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия. Оба явления заключаются в перераспределении светового потока в результате наложения волн.

Для решения задач, связанных с распространением волн при дифракции, применяют принцип Гюйгенса-Френеля:

1. Принцип Гюйгенса (1678 г)

Каждая точка среды, до которой дошла волна, становится источником вторичных сферических волн.

Огибающая этих вторичных волн в любой момент времени однозначно определяет фронт результирующей волны в этот момент.

Волновым фронтом называется геометрическое место точек, до которых дошла волна к рассматриваемому моменту времени.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности на фронте волны.

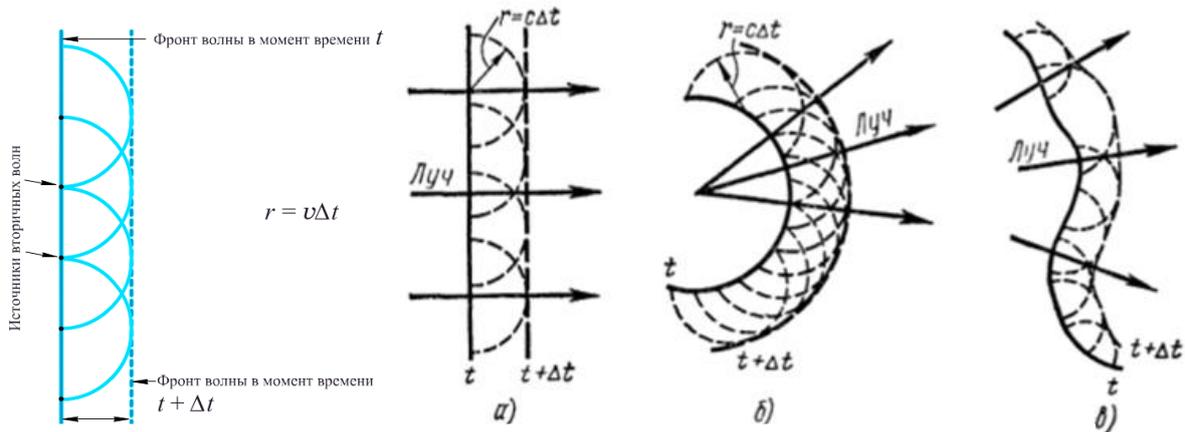


Рис. 12.21

Применение принципа Гюйгенса для плоского а), сферического б) и волны произвольной формы в неоднородной среде в)

2. Принцип Френеля (1815 г)

Все вторичные источники волн, расположенные на одной и той же волновой поверхности, когерентны между собой.

Амплитуда результирующей волны в любой точке пространства является результатом интерференции волн, излучаемых вторичными источниками.

Принцип Гюйгенса решает лишь задачу о направлении распространения волнового фронта, но не затрагивает вопроса об амплитуде, а, следовательно, и об интенсивности на фронте волны. Из повседневного опыта известно, что в большом числе случаев лучи света не отклоняются от их прямолинейного распространения. Так, предметы, освещенные точечным источником света, дают резкую тень. Таким образом, принцип Гюйгенса нуждается в дополнении, позволяющем определять интенсивность волны.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн. Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля**, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых малыми элементами некоторой замкнутой поверхности, охватывающей источник S .

12.3.2 Метод зон Френеля

Учет амплитуд и фаз вторичных волн позволяет в принципе найти амплитуду результирующей волны в любой точке пространства и решить задачу о распространении света. В общем случае расчет интерференции вторичных волн довольно сложный и громоздкий. Однако ряд задач можно решить, применив чрезвычайно наглядный прием, заменяющий сложные вычисления. Метод этот получил название метода **зон Френеля**, в основе которого лежит принцип Гюйгенса-Френеля.

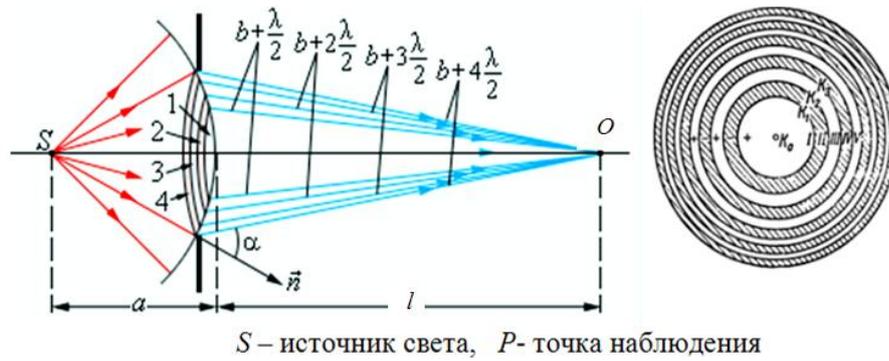


Рис. 12.22

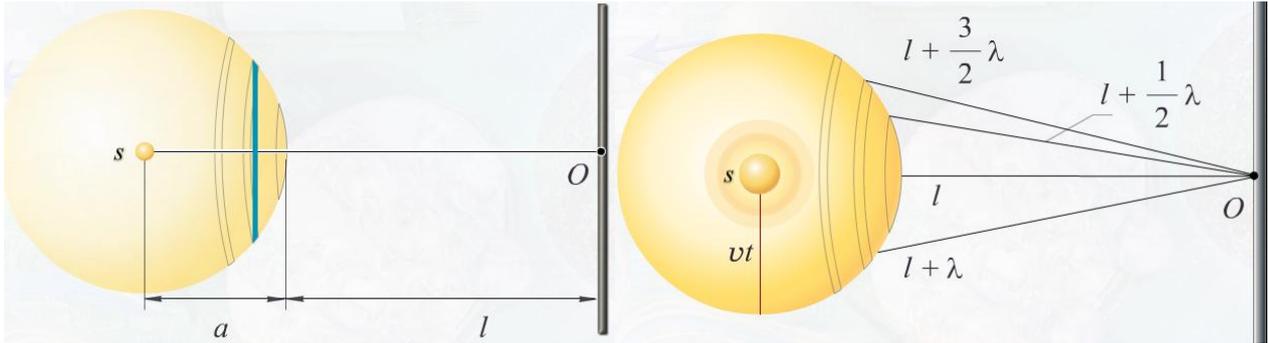


Рис. 12.23

Для определения амплитуды результирующей волны в точке O (см. рис. 12.22 и 12.23) разбивают сферическую поверхность на небольшие кольцевые участки (зоны Френеля) так, чтобы расстояние от краёв каждой соседней зоны Френеля до точки O отличались на пол длины световой волны $\frac{\lambda}{2}$ (см. рис. 12.22 и 12.23).

Так как разность хода волн от любых двух соседних зон равна пол длины волны $\frac{\lambda}{2}$, следовательно в точку O они будут приходить в противофазе и интерферируя между собой ослаблять друг друга.

Можно показать, что если $\lambda \ll a$ и $\lambda \ll l$ (см. рис. 12.22), то площади всех зон Френеля оказываются одинаковыми.

Применим метод зон Френеля для расчета дифракции света.

12.3.3 Дифракция Френеля

Дифракция Френеля наблюдается, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и дифракционная картина формируется на экране, находящемся на конечном расстоянии от него (в этом случае размеры препятствия сравнимы с размерами первой зоны Френеля и вторичные волны от противоположных краёв препятствия могут приходить как в одинаковых, так и в противоположных фазах).

Дифракция Френеля на круглом отверстии

Сферическая волна, распространяющаяся из точечного источника монохроматического света S , встречает на своем пути экран с круглым отверстием, диаметр которого $d=BC$. Пусть Φ - фронт волны, который является частью поверхности сферы. Разобьем поверхность фронта на зоны Френеля (см. рис.12.22) так, что волны от соседних зон приходят в точку наблюдения O в противофазе. Тогда амплитуда результирующей волны в точке O

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 \dots \pm A_m \quad (12.13)$$

где A_i - амплитуда волны, пришедшей от i -ой зоны Френеля. Перед A_m берется знак плюс, если m - нечетное, и минус, если m - четное.

Величина A_i зависит от площади i -той зоны и угла α_i между внешней нормалью к поверхности зоны в какой-либо точке и прямой, направленной из этой точки в точку O (см. рис.12.22), где в частности показан угол α).

Можно показать, что все зоны Френеля примерно равновелики по площади. Увеличение же угла α_i с ростом номера зоны приводит к уменьшению амплитуды A_i . Она уменьшается с ростом i также и вследствие увеличения расстояния от зоны до точки O . Таким образом, $A_1 > A_2 > \dots > A_m$. При большом числе зон можно приближенно считать, что

$$A_i = A_{i-1} + A_{i+1} / 2. \quad (12.15)$$

Перепишем теперь (12.13) в виде

$$A = \frac{1}{2} A_1 + \left(\frac{1}{2} A_1 - A_2 + \frac{1}{2} A_3 \right) + \left(\frac{1}{2} A_3 - A_4 + \frac{1}{2} A_5 \right) + \dots \pm \frac{A_m}{2} = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} \quad (12.16)$$

так как согласно (12.15) все выражения, стоящие в скобках, равны нулю.

Можно показать, что общее число m зон Френеля, обращенное к точке O выражается формулой

$$m = \frac{d^2}{4\lambda} \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{L} \right) \quad (12.17)$$

где d - диаметр отверстия, R - расстояние от источника до отверстия, L – расстояние от отверстия до точки наблюдения, λ - длина волны.

Амплитуда результирующего колебания в точке O от всего волнового фронта

Так как в этом случае $A_m \ll A_1$, то из уравнения (12.16) следует, что результирующая

амплитуда в точке наблюдения O равна: $A = \frac{1}{2} A_1$,

То есть, результирующее действие в точке O полностью открытого фронта световой волны от точечного источника света равно половине действия первой зоны Френеля.

Дифракция Френеля на небольшом круглом отверстии в непрозрачном экране

При этом возможны следующие случаи:

1. Отверстие вырезает мало зон Френеля

- точка O находится по середине отверстия (рис. 12.24)

В этом случае согласно (12.16) можно написать:

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}, \text{ если } m\text{-нечётное,}$$

$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2}, \text{ если } m\text{-чётное.}$$

Таким образом, в точке O наблюдается либо усиление, либо ослабление света в зависимости от числа открытых зон Френеля.

- точка O смещена от центра отверстия (рис. 12.25 и 12.26)

В этом случае при перемещении точки наблюдения O вдоль прямой OP будет происходить исчезновение с одной стороны и появление с другой стороны частей разных зон Френеля и результирующая амплитуда в точке наблюдения P будет определяться по закону сохранения энергии отношением площадей открытых зон Френеля.

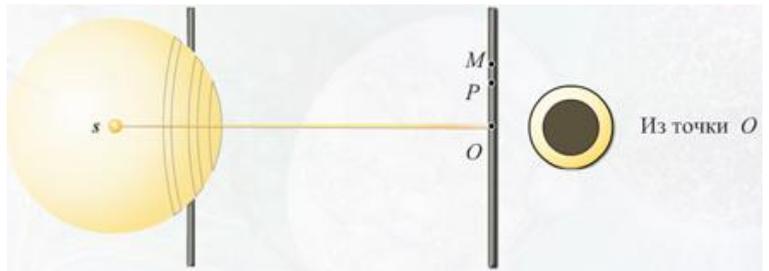


Рис. 12.24

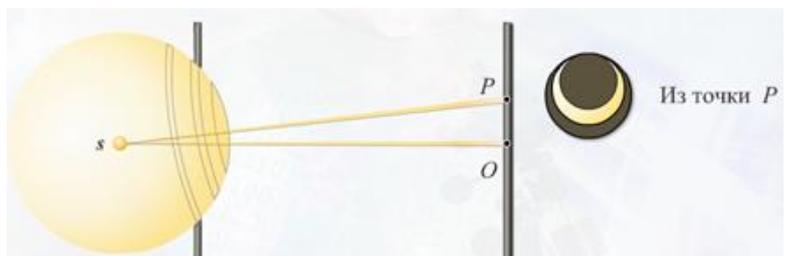


Рис. 12.25

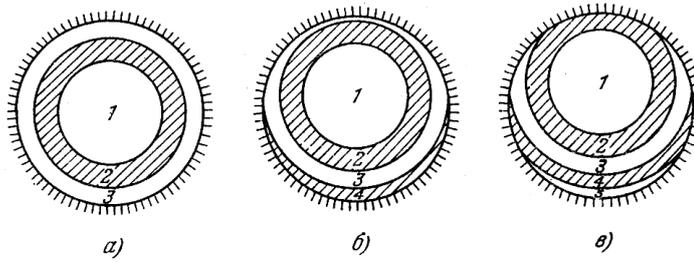


Рис. 12.26

Таким образом, если в точке наблюдения параллельно отверстию поместить экран, то на нём будет наблюдаться дифракционная картинка в виде чередующихся тёмных и светлых колец двух видов (рис.12.27):

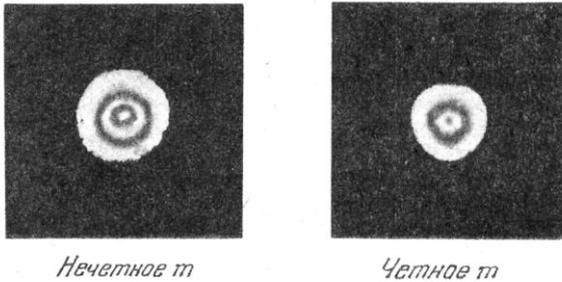


Рис. 12.27

1. в центре светлое пятно, если m нечётное
2. в центре тёмное пятно, если m чётное

2. Отверстие вырезает много зон Френеля ($m \gg 1$)

В этом случае $A_m \ll A_1$, тогда из уравнения (12.16) следует, что результирующая амплитуда в точке наблюдения O равна:

$$A = \frac{1}{2} A_1,$$

То есть, результирующее действие в точке O такая же, как от полностью открытого фронта световой волны, то есть в центре всегда наблюдается светлое пятно.

3. Отверстие вырезает только первую зону Френеля ($m=1$)

В этом случае $A = A_1$,

То есть амплитуда колебаний в точке O вдвое больше, чем от всего открытого волнового фронта!

-если на отверстие падает сферическая волна, то радиус внешней границы m -ой зоны Френеля равен:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}$$

- если на отверстие падает плоская волна, то радиус внешней границы m -ой зоны Френеля равен:

$$r_m = \sqrt{b m \lambda},$$

где r_m - радиус внешней границы m -ой зоны Френеля, м,

a - расстояние от источника света до отверстия, м,

b - расстояние от отверстия до точки наблюдения, м,

λ - длина световой волны, м,

m - номер зоны Френеля.

Дифракция Френеля на небольшом диске (круглом непрозрачном экране)

Способ построения зон Френеля на открытой части волнового фронта Φ падающей монохроматической волны показан на рис.12.28.

Пусть диск закрывает несколько зон, действие которых не будем учитывать. Нумерацию зон начнем от первой открытой зоны, расстояние до краев которой от точки M равны L и $L+1/2$. Последнюю открытую зону обозначим через m .

Проведя анализ, подобный предыдущему, и полагая, что m достаточно велико, получим для амплитуды результирующей волны, выражение $A=A_1/2$. Дифракционная картина на экране \mathcal{E} имеет вид концентрических темных и светлых колец с центром в точке M , где всегда находится максимум (пятно Пуассона) см. рис.12.29.

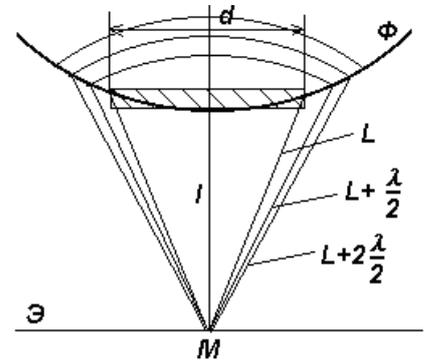


Рис. 12.28

Дифракция на круглом диске

Схема дифракции на круглом диске	Дифракционная картина	Кривая распределения интенсивности
<p>На пути сферической волны от точечного источника S расположен круглый непрозрачный диск. Дифракционная картина наблюдается в точке B экрана \mathcal{E}, лежащей на линии, соединяющей S с центром диска. Экран параллелен диску.</p>		

Рис. 12.29



Рис. 12.30

Если на пути световой волны в плоскости отверстия поставить зонную пластинку (см. рис.12.30), которая перекрывала бы все четные зоны, то $A=A_1+A_3+A_5+\dots$ и интенсивность $I=A^2$ в точке O резко возрастает. Еще большего эффекта можно достичь, не перекрывая четные зоны, а изменяя фазу их колебаний на π , тогда $A=A_1+A_2+A_3+\dots$. Такая пластинка называется **фазовой зонной пластинкой** и её использование позволяет получить дополнительное увеличение интенсивности в 4 раза. Опыт подтверждает эти выводы: зонная пластинка увеличивает интенсивность в точке O , действуя подобно собирающей линзе.

12.3.4 Дифракция Фраунгофера

Дифракция Фраунгофера наблюдается когда точка наблюдения находится на большом расстоянии от препятствия, где волновой фронт уже плоский.

(в этом случае размеры препятствия много меньше размера первой зоны Френеля и вторичные волны от противоположных участков препятствия приходят в точку наблюдения в одинаковой фазе).

Различают:

- дифракцию Фраунгофера на одной щели,
- дифракцию Фраунгофера на многих щелях.

Дифракция Фраунгофера на одной щели

Дифракция в параллельных лучах была рассмотрена Фраунгофером в 1821-1822 гг. Для получения пучка параллельных лучей света, падающих на щель или отверстие, обычно пользуются небольшим источником света, который помещается в фокусе собирающей линзы. Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая щель BC, имеющая постоянную ширину b и длину $l \gg b$ (см. рис.12,31,а). Оптическая разность хода Δ между крайними лучами BM и CN, идущими от щели под углом φ к оптической оси линзы OF₀ равна $\Delta = CD = b \sin \varphi$.

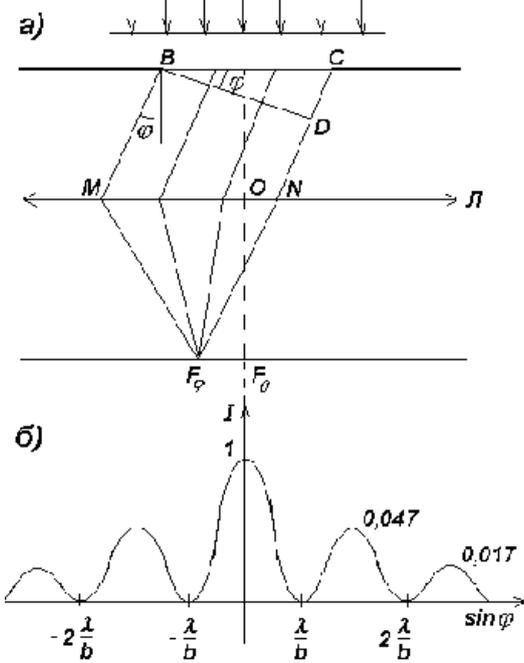


Рис. 12.31

Разобьем щель BC на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру В щели. Ширина каждой зоны выбирается (согласно методу зон Френеля) так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$. При интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, так как эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Если число зон в щели четное, то будет наблюдаться дифракционный минимум (темная полоса).

Если число зон нечетное, то будет наблюдаться дифракционный максимум (светлая полоса).

В направлении $\varphi = 0^\circ$ наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка.

Распределение интенсивности на экране, полученное вследствие дифракции (дифракционный спектр) приведено на рис.12.31 б. Расчеты показывают, что интенсивности в центральном и последующем максимумах относятся как 1:0,045:0,016:0,008: ..., т.е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Углы, под которыми наблюдаются максимумы всех порядков, начиная с первого, зависят от длины волны света λ . Поэтому, если щель освещать белым светом, то максимумы соответствующие разным длинам волн будут наблюдаться под разными углами и, следовательно, будут пространственно разделены на экране. Получится дифракционный спектр (рис. 12.30).

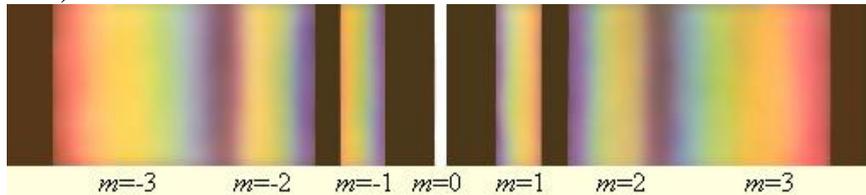


Рис. 12.30

Влияние ширины щели на дифракционную картину

С уменьшением ширины щели центральный максимум расширяется (см. рисунок а), с увеличением ширины щели ($a > \lambda$) дифракционные полосы становятся уже и ярче (см. рисунок б).

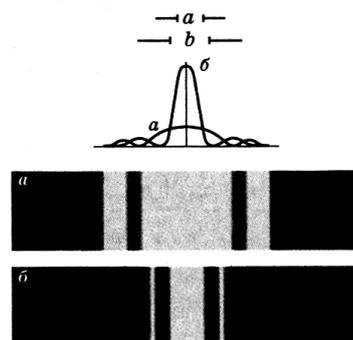


Рис. 12.31

Условия дифракционных максимумов и минимумов на одной щели

$$a \sin \varphi = \pm(2m+1) \frac{\lambda}{2} \quad - \text{условие максимумов,}$$

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad - \text{условие минимумов,}$$

a – ширина щели,

$m = 1, 2, 3, \dots$ - порядок спектра.

φ - угол дифракции,

λ - длина световой волны.

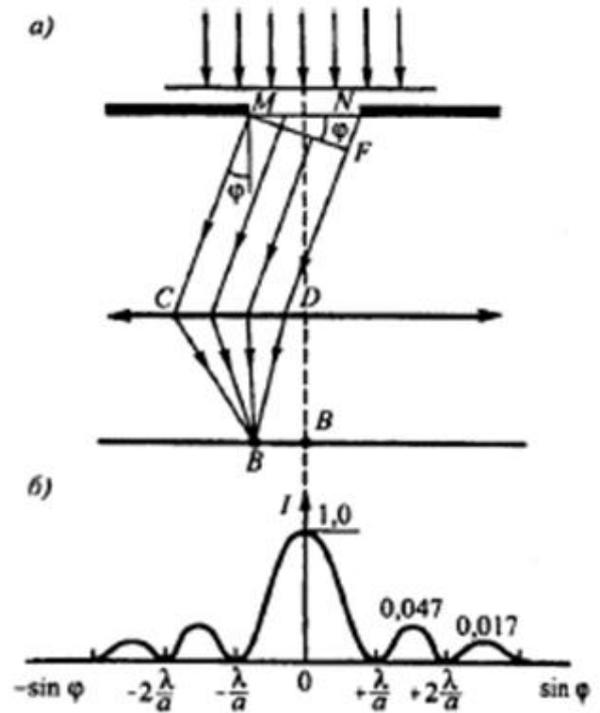
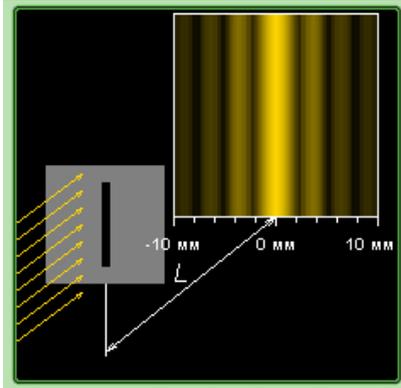


Рис. 12.32

Дифракционная решетка

Дифракционной решёткой называется система параллельных равноотстоящих и близкорасположенных узких щелей, пропускающих или отражающих свет

Дифракционная решетка - важнейший спектральный прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин световых волн.

Она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которой нарезано очень много (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов.

Дифракционные решётки бывают двух видов: пропускающие и отражающие свет (см. рис. 12.34).

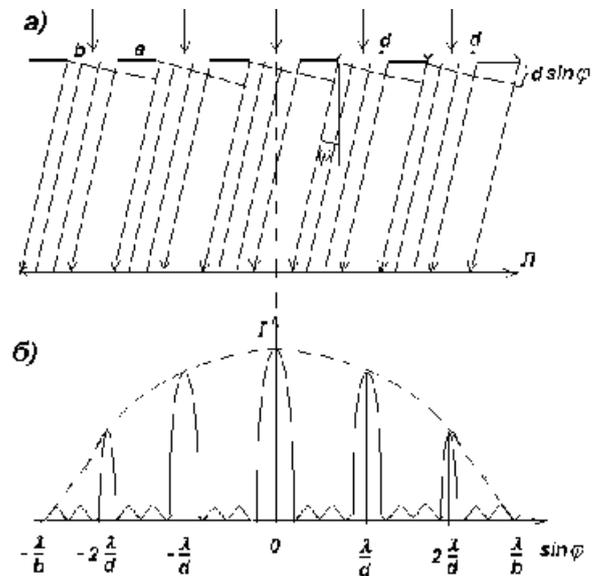


Рис. 12.33

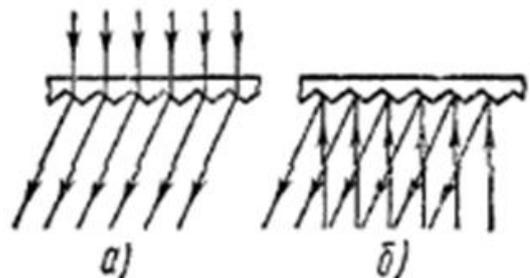


Рис. 12.34

Рассмотрим простейшую идеализированную решетку, состоящую из N одинаковых равноотстоящих параллельных щелей, сделанных в непрозрачном экране. Ширину щели обозначим b , а ширину непрозрачных промежутков между щелями - a . Величина $d = a + b$ называется **периодом** или **постоянной дифракционной решетки**. Лучшие решетки имеют $d = 0,8 \text{ мкм}$, т.е. 1200 штрихов на 1 мм.

На рис. 12.33а показано только несколько щелей. Дифракционная картина от решетки получается в результате дифракции на каждой щели и интерференции лучей, падающих от разных щелей. Главные максимумы соответствуют таким углам φ , для которых колебания от всех N щелей складываются в фазе, т.е. $A_{\text{макс}} = NA_j$, где A_j - амплитуда колебания, посылаемого одной щелью под углом φ . Интенсивность максимума

$$I_{\text{макс}} = N^2 I_j \quad (12.23)$$

т.е. может превышать в сотни миллионов раз интенсивность максимума, создаваемого одной щелью (для хороших решеток N достигает нескольких десятков тысяч). Условие главных максимумов имеет вид

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (12.24)$$

Максимум нулевого порядка наблюдается при $\varphi = 0$, первого порядка при $\sin \varphi = \pm \lambda/d$, второго порядка при $\sin \varphi = \pm 2\lambda/d$ (см. рис. 12.33 б).

Главные минимумы соответствуют таким углам φ , в направлении которых ни одна из щелей не распространяет свет. Таким образом, условие главных минимумов выражает формула

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (12.25)$$

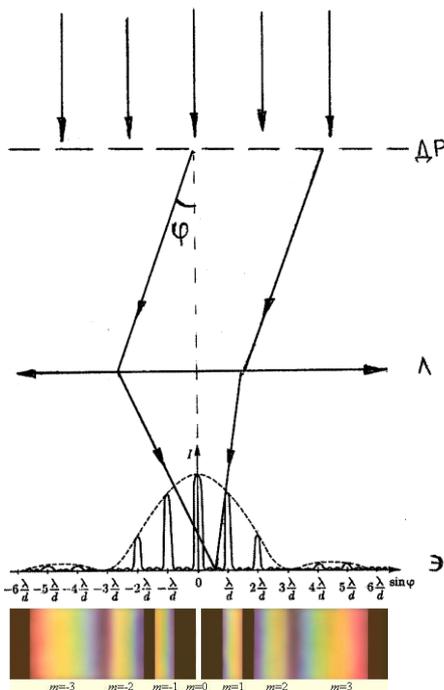
Первый главный минимум наблюдается при $\sin \varphi = \pm \lambda/b$ (см. рис. 12.33 б).

Кроме главных максимумов имеется большое число слабых побочных максимумов, разделенных дополнительными минимумами. На рис. 12.33б они изображены между главными максимумами.

Положение главных максимумов зависит от длины волны. Поэтому при нормальном падении на решётку белого света все максимумы, кроме центрального ($m = 0$), разложатся в спектр, фиолетовая область которого будет обращена к центру дифракционной картины, красная - наружу (см. рис. 12.35).

Таким образом, дифракционная решетка представляет собой спектральный прибор.

Формула дифракционной решётки при нормальном падении света на решётку



$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ - условие главных максимумов,

$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ - условие главных минимумов,

$m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок спектра,

d - период дифракционной решётки (постоянная дифракционной решётки),

$d = \frac{1}{N_0}$, где N_0 - число штрихов на единицу длины

дифракционной решётки.

φ - угол дифракции,

λ - длина световой волны.

Рис. 12.35

Чем больше число щелей в дифракционной решетке, тем больше световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, т. е. максимумы будут более интенсивными и более острыми. Максимальный порядок спектра, даваемый дифракционной решеткой

$$m_{\max} \leq d/\lambda.$$

[N — число щелей дифракционной решетки]

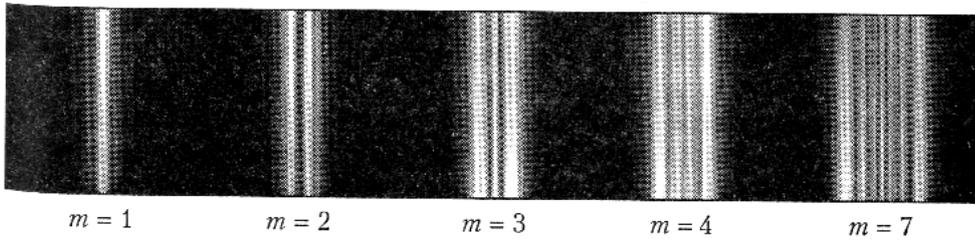
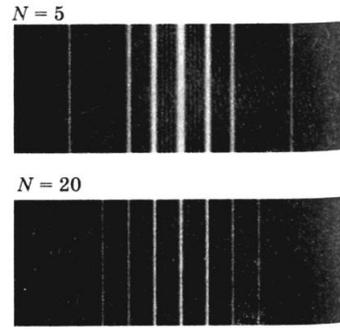


Рис. 12.36 Дифракция Френеля на щелях различной ширины

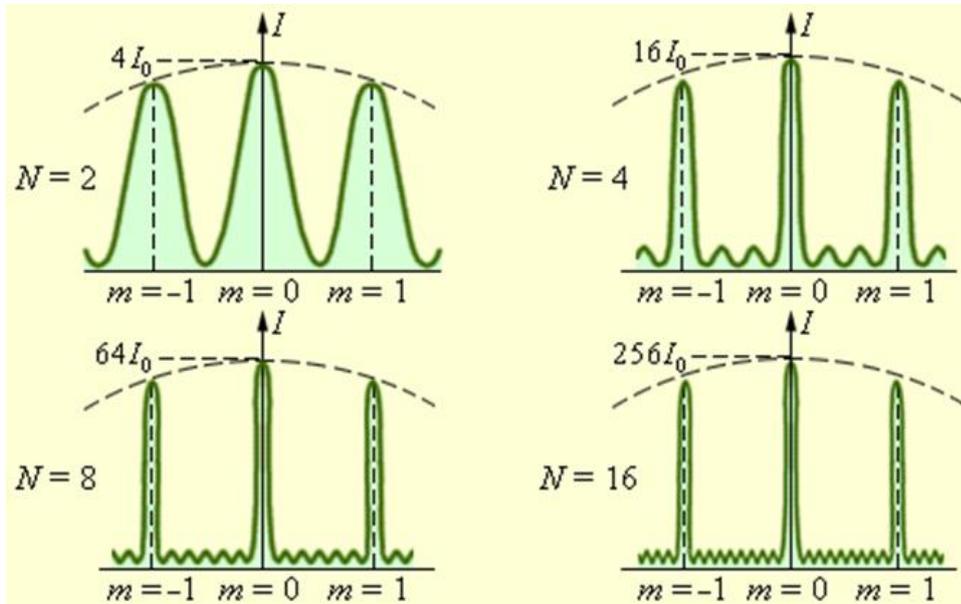


Рис. 12.37 Распределение интенсивности при дифракции монохроматического света на решётках с различным числом щелей

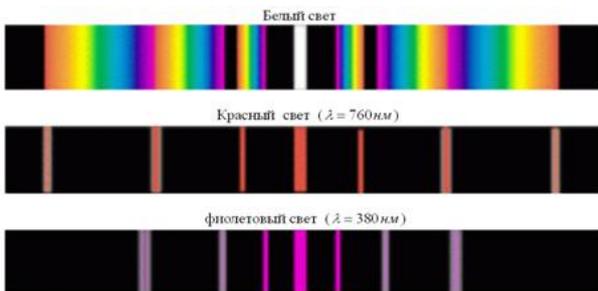


Рис. 12.38

Разрешающая способность дифракционной решётки

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN_{\text{общее}}$$

Угловая дисперсия дифракционной решётки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi}$$

§ 12.4 Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом

Распространяясь в веществе, электромагнитное поле световой волны вызывает вынужденные колебания связанных зарядов (электронов, ионов). Колеблющиеся с частотой вынуждающей силы заряды являются источником вторичных волн. Если среда однородна и изотропна, то в результате наложения первичной и вторичной волн образуется проходящая волна, фазовая скорость которой зависит от частоты. Если в среде имеются неоднородности, то дополнительно происходит рассеяние света. На границе раздела двух сред в результате интерференции первичной и вторичной волн образуется отраженная и преломлённая волна. Прохождение света через вещество также сопровождается поглощением света, т.е. потерей энергии волны.

12.4.1 Поглощение света. Закон Бугера

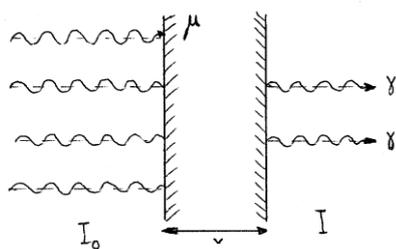


Рис. 12.39

Поглощение света в веществе связано с преобразованием энергии электромагнитного поля волны в тепловую энергию вещества (или в энергию вторичного фотолуминесцентного излучения). Закон поглощения света (**закон Бугера**) имеет вид:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (12.26)$$

где I_0, I - интенсивности света на входе ($x = 0$) и выходе из слоя среды толщины x ,

μ - коэффициент поглощения, зависящий от длины волны λ .

Для диэлектриков $\mu = 10^{-1} \div 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, для металлов

$\mu = 10^5 \div 10^7 \text{ м}^{-1}$, поэтому металлы непрозрачны для света.

Зависимостью μ от λ объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красный свет, при освещении белым светом будет казаться красным.

12.4.2 Рассеяние света. Закон Релея

Свет, проходя вещество, вызывает колебания электронов в атомах. Колеблющиеся электроны излучают вторичные волны, распространяющиеся по всем направлениям. В случае однородной среды, согласно расчетам, вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны. Поэтому в идеально однородных средах рассеяния света не происходит. Вторичные волны не погашают друг друга только при распространении света в неоднородной среде. Результирующая интенсивность имеет довольно равномерное распределение по направлениям. В случае среды без посторонних включений источником оптических неоднородностей являются флуктуации плотности. Эти флуктуации вызваны тепловым движением молекул вещества. Таким образом, процесс рассеяния света сводится к генерации вторичных волн молекулами или частицами включений под действием света. Для сплошной среды рассеяние, по сути, является дифракцией волн на неоднородностях среды.

Характер рассеяния зависит от размеров неоднородностей. Если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной волны (не более $\sim 0,1\lambda$), интенсивность рассеянного света I прямо пропорциональна четвёртой степени его частоты:

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4. \quad (12.27)$$

Эта зависимость носит название **закона Релея**. Её происхождение связано с характером излучения электрического диполя (интенсивность излучения которого $\sim \omega^4$). Особенности излучения диполя объясняется также частичная поляризация рассеянного света. Рассеянный свет преимущественно поляризован в направлении, перпендикулярном направлению рассеяния и направлению распространения первичного луча. Полная поляризация наблюдается в направлениях, перпендикулярных пучку.

Рэлеевским рассеянием (на флуктуационных неоднородностях атмосферы) объясняется, например, голубой цвет неба и красноватый цвет Солнца на восходе и заходе. На восходе и

заходе наблюдается свет, в котором в результате рассеяния коротковолновая (фиолетовая) часть спектра ослаблена значительно сильнее длинноволновой (красной) части. В результате Солнце воспринимается как красное. Когда Солнце находится в зените и рассеяние невелико (меньше толща атмосферы, проходимой лучами), оно не имеет красного цвета. Однако в рассеянном атмосферой свете преобладает фиолетовая часть спектра и небо воспринимается голубым.

Дифракция света может происходить в оптически неоднородной среде, например, в мутной среде (дым, туман, запыленный воздух и т.п.). На неоднородностях среды световые волны создают дифракционную картину, характеризующуюся довольно равномерным распределением интенсивности по всем направлениям.

Такую дифракцию на мелких неоднородностях называют **рассеянием света**.

Это явление наблюдается, если узкий пучок солнечных лучей проходит через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и становится видимым.

Рассеяние света наблюдается также и в чистых средах, не содержащих посторонних частиц. Например, оно может происходить на флуктуациях (случайных отклонениях) плотности, анизотропии или концентрации. Такое рассеяние называют молекулярным. Оно объясняет, например, голубой цвет неба. Действительно, согласно (12.27) голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем красные и желтые, т.к. имеют меньшую длину волны, обуславливая тем самым голубой цвет неба.

12.4.3 Дисперсия света

Дисперсией света называется явление зависимости фазовой скорости распространения световых волн в веществе от их частоты (или зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (или длины волны λ) световой волны)

Разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму объясняется дисперсией света. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону.

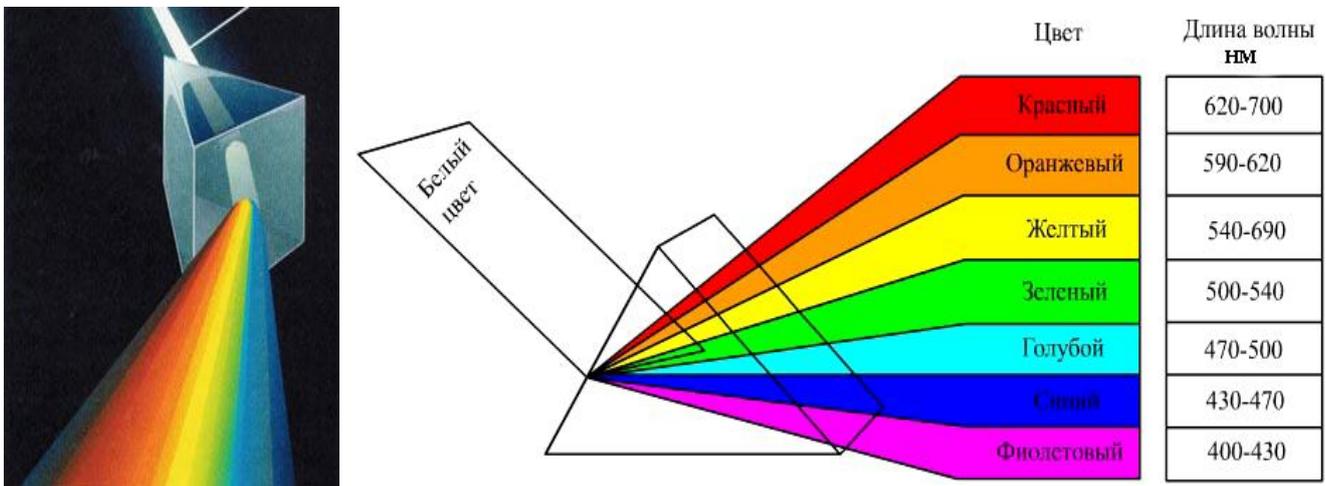


Рис. 12.40

Наиболее отчетливо дисперсия света проявляется при прохождении белого света через призму. За призмой лучи белого света окажутся разложенными на составляющие цвета - в спектр (см. рис. 12.40). Полученный спектр называют *призматическим*, в отличие от *дифракционного спектра*, даваемого дифракционной решеткой.

Световая волна в вакууме представляет собой переменное электромагнитное поле высокой частоты, распространяющееся с постоянной скоростью, не зависящей от частоты. Последнее обстоятельство можно считать надежно установленным наблюдениями над астрономическими явлениями. Так исследования затмения удаленных двойных звезд не обнаруживают никаких аномалий в спектральном составе света, доходящего до нас в начале и конце затмений.

При прохождении света через вещество ситуация несколько изменяется. Согласно электронной теории дисперсии, луч белого света "раскачивает" электроны в атомах, причем сильнее всего "раскачивает" в том случае, когда частота световой волны близка к собственной частоте колебаний электрона в среде ν_0 , то есть в случае резонанса. Степень взаимодействия света с веществом, а, следовательно, и скорость распространения света зависит от близости его частоты к резонансной, т. е. от $\nu - \nu_0$, а также от параметра β , характеризующего затухание свободных колебаний электрона.

Согласно электронной теории дисперсии справедлива следующая приближенная формула для показателя преломления вещества:

$$n = 1 + A \frac{\nu_0^2 - \nu^2}{\nu_0^2 - \nu^2 + \beta^2 \nu^2} \quad (12.28)$$

где $A = 2\pi N e^2 / m$, N - концентрация атомов, e , m - заряд и масса электрона.

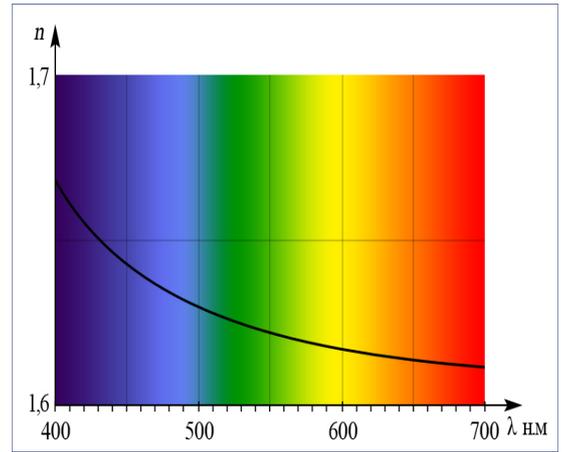
Таким образом, при попадании в обычные среды свет испытывает изменение скорости и притом для разных частот скорость оказывается различной, т.е. показатель преломления среды n зависит от частоты или длины волны в вакууме $n = n(\lambda_0)$. Эта зависимость (как и зависимость фазовой скорости световых волн) называется **дисперсией света**. Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через одну или несколько преломляющих поверхностей, например, через призму.

Величина $D = d/n\lambda_0$, называемая **дисперсией вещества**, показывает как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Для всех прозрачных бесцветных веществ зависимость $n = n(\lambda_0)$ имеет в видимой части спектра характер, показанный на рис. 12.41. С уменьшением длины волны показатель преломления увеличивается, так что дисперсия вещества отрицательна и растет по модулю с уменьшением λ_0 .

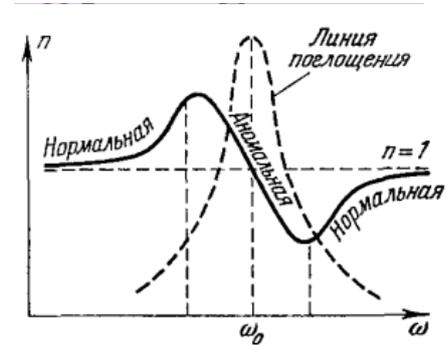
Различают нормальную и аномальную дисперсии. Если с увеличением длины волны (или уменьшением частоты) показатель преломления вещества n уменьшается, то такая дисперсия называется **нормальной**, в этом случае

$$dn/d\nu > 0 \text{ или } dn/d\lambda < 0. \quad (12.29)$$

Наблюдения показывают, что в области полос поглощения, которые совпадают с резонансными частотами собственных колебаний электронов в атоме и атомов в молекуле, дисперсия вещества имеет существенно другой вид (см. рис. 12.41). Внутри полосы поглощения наблюдается возрастание показателя преломления вещества n с увеличением длины волны λ , то есть ход дисперсии обнаруживает аномалию. На этом участке дисперсия вещества оказывается положительной. Такой ход зависимости $n = n(\lambda_0)$ называется **аномальной дисперсией**, в этом случае



Нормальная дисперсия



Аномальная дисперсия

Рис. 12.41

$$dn/d\lambda < 0 \text{ или } dn/dv > 0 \quad (12.30)$$

В области аномальной дисперсии поглощение света очень велико.

12.4.5 Излучение Вавилова – Черенкова

(это явление излучения света электрически заряженной частицей, возникающее при её движении в веществе со скоростью, которая превышает фазовую скорость света в этой среде)

$$\cos \theta = \frac{v_{\text{света в вещ}}}{v_{\text{частицы}}} = \frac{c}{nv_{\text{частицы}}}$$

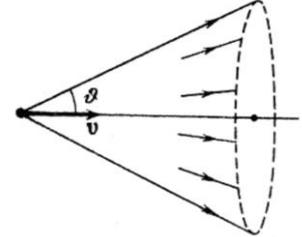


Рис. 12.42

12.4.6 Эффект Комптона

(это явление упругого рассеяния рентгеновского или гамма - излучения на свободных электронах, которое сопровождается увеличением длины волны рассеянного электромагнитного излучения)

Изменение длины волны рентгеновского излучения при комptonовском рассеивании:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta) = 2 \frac{h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

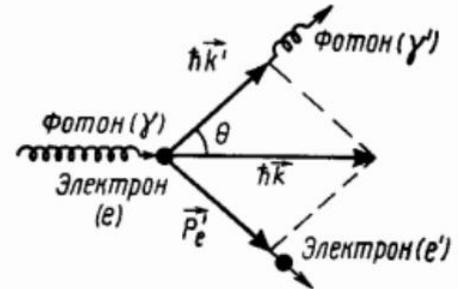


Рис. 12.43

12.4.7 Дифракция рентгеновских лучей на пространственной дифракционной решётке

Формула Вульфа - Брэггов

(описывает дифракцию рентгеновских лучей на пространственной дифракционной решётке)

Условие дифракционных максимумов от пространственной дифракционной решётки

$$2d \sin \theta = m\lambda$$

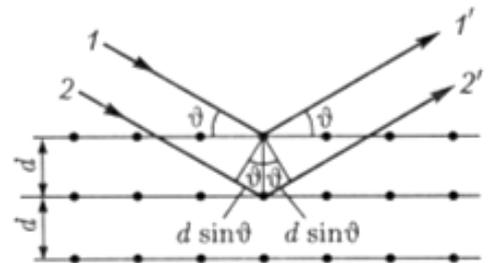


Рис. 12.44

Вопросы для самопроверки

1. Свет и его природа
2. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Способы получения линейно поляризованного света.
3. Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации света.
4. Интерференция. Монохроматические волны. Оптическая длина пути и разность хода волн. Условие максимума и минимума при интерференции света.
5. Причина интерференции световых волн. Временная и пространственная когерентность световых волн.
6. Способы получения когерентного света от естественных источников.
7. Интерференция света в тонких плёнках.

§ 12.5 Примеры решения задач

Пример 12.1 На толстую стеклянную пластинку, покрытую очень тонкой пленкой, показатель преломления n_2 вещества которой равен 1,4, падает из воздуха нормально параллельный пучок монохроматического света ($\lambda=0,6$ мкм). Отраженный свет максимально ослаблен вследствие интерференции. Определить толщину d пленки, если $n_1=1$.

Решение:

Условие максимального ослабления света при интерференции в тонких пленках состоит в том, что оптическая разность хода Δ интерферирующих волн должна быть равна нечетному числу полуволин:

$$\Delta=(2k+1)(\lambda/2).$$

Как видно из рис.29, оптическая разность хода

$$\Delta=l_2n_2 - l_1n_1=(|AB| + |BC|) n_2 - |AD| n_1. \quad (1)$$

Следовательно, условие минимума интенсивность света примет вид

$$(|AB| + |BC|) n_2 - |AD| n_1=(2k+1)(\lambda/2). \quad (2)$$

Если угол падения i_1 будет уменьшаться, стремясь к нулю, то $AD \rightarrow 0$ и $(|AB| + |BC|) \rightarrow 2d$, где d —толщина пленки. В пределе при $i_1=0$ будем иметь

$$\Delta=2dn_2=(2k+1)(\lambda/2), \quad (3)$$

откуда искомая толщина пленки

$$d = \frac{(2k+1)\lambda}{4n}. \quad (4)$$

Полагая $k=0,1,2,3,\dots$, получим ряд возможных значений толщины пленки:

$$d_0 = \frac{\lambda}{4n_2} = 0,11 \text{ мкм}; \quad d_1 = \frac{3\lambda}{4n_2} = 3d_0 = 0,33 \text{ мкм} \text{ и т.д.}$$

Ответ: $d_0 = \frac{\lambda}{4n_2} = 0,11 \text{ мкм}; \quad d_1 = \frac{3\lambda}{4n_2} = 3d_0 = 0,33 \text{ мкм}$ и т.д.

Пример 12.2 Два когерентных источника монохроматического света ($\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$) S_1 и S_2 расположены на расстоянии l друг от друга. Экран, на котором наблюдают интерференционные полосы, установлен так, что линия, соединяющая источники, параллельна его плоскости. Найти расстояние между соседними интерференционными полосами, расположенными вблизи центра интерференционной картины, если экран удален от источников на расстояние L , причем $L \gg l$.

Решение:

Интерференционные светлые полосы на экране будут возникать при разности хода:

$$r_1 - r_2 = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Пусть интерференционный максимум m -го порядка расположен в точке В экрана на расстоянии h_m от центра картины (рис. 1).

Разность хода лучей S_1B и S_2B определим, применяя теорему Пифагора к треугольникам S_1CB и S_2CB .

$$r_2^2 = (S_1B)^2 = (CB)^2 + (CS_1)^2 = L^2 + (AB + \frac{l}{2})^2 = L^2 + (h_m + \frac{l}{2})^2;$$

$$r_1^2 = (S_2B)^2 = (CB)^2 + (CS_2)^2 = L^2 + (AB - \frac{l}{2})^2 = L^2 + (h_m - \frac{l}{2})^2.$$

Откуда

$$r_2^2 - r_1^2 = 2h_m l.$$

С другой стороны, с учетом того, что m невелико и $L \gg l$, будет

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 + r_1)(r_2 - r_1) \approx 2L(r_2 - r_1).$$

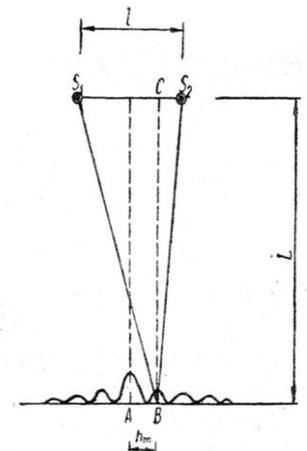


Рис. 1

Тогда

$$r_2 - r_1 \approx \frac{2h_m l}{2L} = 2m \frac{\lambda}{2}.$$

Откуда

$$h_m = \frac{m\lambda L}{l}.$$

Расстояние между соседними полосами $\Delta h = h_m - h_{m-1} = \frac{\lambda L}{l}$.

Ответ: $\Delta h = h_m - h_{m-1} = \frac{\lambda L}{l}$.

Пример 12.3 На щель шириной $a = 0,1$ мм нормально падает параллельный пучок света от монохроматического источника ($\lambda = 0,6$ мкм). Определить ширину l центрального максимума в дифракционной картине, проецируемой с помощью линзы, находящейся непосредственно за щелью, на экран, отстоящий от линзы на расстоянии $L = 1$ м.

Решение:

Центральный максимум интенсивности света занимает область между ближайшими от него справа и слева минимумами интенсивности. Поэтому ширину центрального максимума интенсивности примем равной расстоянию между этими двумя минимумами интенсивности (рис. 1).

Минимумы интенсивности света при дифракции от одной щели наблюдаются под углами φ , определяемыми условием

$$a \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad (1)$$

где k — порядок минимума; в нашем случае равен единице.

Расстояние между двумя минимумами на экране определим непосредственно по чертежу: $l = 2L \operatorname{tg} \varphi$. Заметив, что при малых углах $\operatorname{tg} \varphi \approx \sin \varphi$, перепишем эту формулу в виде

$$l = 2L \sin \varphi. \quad (2)$$

Выразим $\sin \varphi$ из формулы (1) и подставим его в равенство (2):

$$l = 2Lk\lambda/a. \quad (3)$$

Произведя вычисления по формуле (3), получим

$$l = 1,2 \text{ см.}$$

Ответ: $l = 1,2$ см.

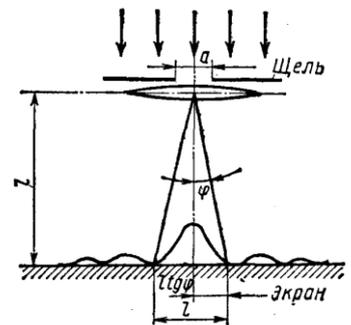


Рис. 1

Пример 12.4 На дифракционную решетку, имеющую 500 линий на см, нормально падает монохроматическая световая волна. На экране, установленном параллельно плоскости решетки на расстоянии 0,5 м от нее, второй дифракционный максимум удален от центрального на 3,35 см. Определить длину световой волны.

Решение:

По формуле дифракционной решетки имеем

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

Из рисунка 1, с учетом того, что $L \gg l$, видно:

$$\sin \varphi \approx \frac{l}{L}.$$

Тогда, учитывая, что

$$d = \frac{1}{n},$$

имеем $\lambda = \frac{l}{knL} = 0,67 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$ **Ответ:** $\lambda = 0,67 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$

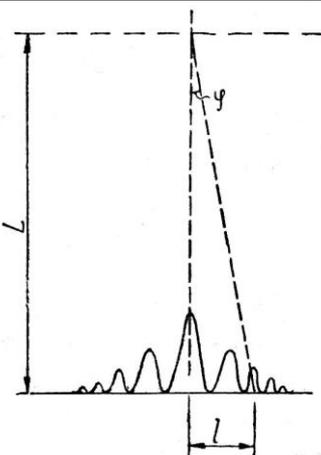


Рис. 1

Пример 12.5 Пучок естественного света падает на полированную поверхность стеклянной пластины, погруженной в жидкость. Отраженный от пластины пучок света составляет угол $\varphi=97^\circ$ с падающим пучком (рис.34). Определить показатель преломления n жидкости, если отраженный свет полностью поляризован.

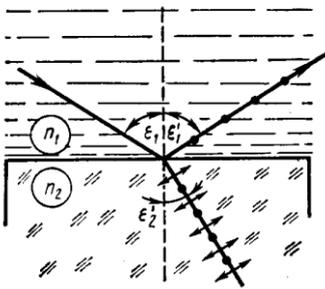


Рис. 34

Решение:

Согласно закону Брюстера, свет, отраженный от диэлектрика, полностью поляризован в том случае, если тангенс угла падения

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

где n_{21} — относительный показатель преломления второй среды (стекла) относительно первой (жидкости).

Относительный показатель преломления равен отношению абсолютных показателей преломления этих сред. Следовательно,

$$\operatorname{tg} i_B = n_2/n_1.$$

Согласно условию задачи, отраженный луч повернут на угол φ относительно падающего луча. Так как угол падения равен углу отражения, то $i_B = \varphi/2$ и, следовательно, $\operatorname{tg}(\varphi/2) = n_2/n_1$, откуда

$$n_1 = \frac{n_2}{\operatorname{tg}(\varphi/2)}.$$

Сделав подстановку числовых значений, получим $n_1 = 1,33$.

Ответ: $n_1 = 1,33$.

Пример 12.6 Пластина кварца толщиной $d_1=1$ мм, вырезанная перпендикулярно оптической оси кристалла, поворачивает плоскость поляризации монохроматического света определенной длины волны на угол $\varphi_1=20^\circ$. Определить: 1) какова должна быть толщина d_2 кварцевой пластинки, помещенной между двумя «параллельными» николями, чтобы свет был полностью погашен; 2) какой длины l трубку с раствором сахара массовой концентрацией $C=0,4$ кг/л надо поместить между николями для получения того же эффекта? Удельное вращение $[\alpha]$ раствора сахара равно $0,665$ град/(м·кг·м⁻³).

Решение:

1. Угол поворота плоскости поляризации кварцевой пластинкой определяется соотношением

$$\varphi = \alpha d.$$

Пользуясь этой формулой, выразим искомую толщину d_2 пластинки: $d_2 = \varphi_2 / \alpha$.

где φ_2 — угол поворота плоскости поляризации, при котором свет будет полностью погашен ($\varphi_2 = 90^\circ$).

Постоянную вращения α для кварца найдем также из формулы $\varphi = \alpha d$, подставив в нее заданные в условии задачи значения d_1 и φ_1 :

$$\alpha = \varphi_1 / d_1.$$

Подставив это выражение α в формулу (1), получим

$$d_2 = (\varphi_2 / \varphi_1) d_1$$

Произведя вычисления по этой формуле, найдем толщину пластинки:

$$d_2 = 4,5 \text{ мм.}$$

2. Длину трубки с сахарным раствором найдем из соотношения $\varphi_2 = [\alpha] C d$, выражающего угол поворота плоскости поляризации раствором сахара, где d — толщина раствора сахара (принимается равной длине l трубки). Отсюда получим

$$l = \varphi_2 / ([\alpha] C).$$

Подставив сюда значения φ_2 , $[\alpha]$, $C = 0,4$ кг/л = 400 кг/м³ и произведя вычисления, найдем

$$l = 3,8 \text{ дм.}$$

Ответ: $l = 3,8$ дм.

Задачи для самостоятельной работы

Задача 12.1 На пути световой волны, идущей в воздухе, поставили стеклянную пластинку толщиной $h = 1$ мм. На сколько изменится оптическая длина пути, если волна падает на пластинку под углом 60° ? **Ответ:** $\Delta L = 0.55\lambda$.

Задача 12.2 Оптическая разность хода Δ двух интерферирующих волн монохроматического света равна $0,3\lambda$. Определить разность фаз $\Delta\varphi$. **Ответ:** $\Delta\varphi = 0.6\pi$.

Задача 12.3 На какой угловой высоте φ над горизонтом должно находиться Солнце, чтобы солнечный свет, отраженный от поверхности воды, был полностью поляризован? **Ответ:** $\varphi = 37^\circ$.

Задача 12.4 Угол α между плоскостями пропускания поляризатора и анализатора равен 45° . Во сколько раз уменьшится интенсивность света, выходящего из анализатора, если угол увеличить до 60° ? **Ответ:** $\frac{I_2}{I_1} = 0.5$.

Задача 12.5 На узкую щель падает нормально монохроматический свет. Угол φ отклонения пучков света, соответствующих второй светлой дифракционной полосе, равен 1° . Скольким длинам волн падающего света равна ширина щели? **Ответ:** $d = 143\lambda$.

Задача 12.6 Дифракционная решетка освещена нормально падающим монохроматическим светом. В дифракционной картине максимум второго порядка отклонен на угол $\varphi_1 = 14^\circ$. На какой угол φ_2 отклонен максимум третьего порядка? **Ответ:** $\varphi_2 = 21^\circ 17'$.

Задача 12.7 Какой наименьшей скоростью v должен обладать электрон, чтобы в среде с показателем преломления $n = 1,60$ возникло черенковское излучение? **Ответ:** $v = 0.59c$

Задача 12.8 При изучении спектра излучения некоторой туманности линия излучения водорода ($\lambda_\alpha = 656,3$ нм) оказалась смещенной на $\Delta\lambda = 2,5$ нм в область с большей длиной волны (красное смещение). Найти скорость v движения туманности относительно Земли. **Ответ:** $v = 1.1 \frac{Mm}{c}$.

Задача 12.9 На грань кристалла каменной соли падает параллельный пучок рентгеновского излучения ($\lambda = 147$ пм). Определить расстояние d между атомными плоскостями кристалла, если дифракционный максимум второго порядка наблюдается, когда излучение падает под углом $\vartheta = 31^\circ 30'$ к поверхности кристалла. **Ответ:** $d = 0.28$ нм.

Задача 12.10 Давление p монохроматического света ($\lambda = 600$ нм) на черную поверхность, расположенную перпендикулярно падающим лучам, равно 0.1 мкПа. Определить число N фотонов, падающих за время $t = 1$ с на поверхность площадью $S = 1$ см². **Ответ:** $N = 9 \cdot 10^{15}$.