

Геометрическая оптика.

1. Показатель преломления света. Закон отражения и преломления света. Явление полного внутреннего отражения

Оптика — раздел физики, который изучает природу света, световые явления и взаимодействие света с веществом.

В зависимости от круга рассматриваемых явлений оптику делят на геометрическую, волновую, квантовую (корпускулярную).

Закон прямолинейного распространения света — свет в оптически однородной среде распространяется прямолинейно.

Световой луч — линия, вдоль которой переносится световая энергия. В однородной среде лучи света представляют собой прямые линии.

Закон отражения — отраженный луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и перпендикуляром, проведенным к границе раздела двух сред в точке падения; угол отражения равен углу падения: $\alpha = \beta$

Закон преломления — луч падающий, луч преломленный и перпендикуляр, проведенный к границе раздела двух сред в точке падения, лежат в одной плоскости; отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная для данных сред:

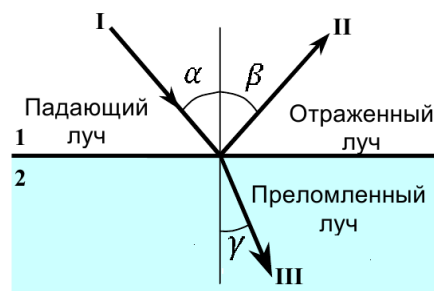


Рис. 27.1

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n_{21}$$

где n_{21} — **относительный показатель преломления** второй среды относительно первой, который равен отношению абсолютных показателей преломления двух сред $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$.

Абсолютным показателем преломления среды называется величина n , равная отношению скорости электромагнитных волн в вакууме c к их фазовой скорости v в среде $n = \frac{c}{v}$.

Если свет распространяется из среды с большим показателем преломления n_1 (оптически более плотной) в среду с меньшим показателем преломления n_2 (оптически менее плотную) ($n_1 > n_2$) (например, из стекла в воздух или из воды в воздух), то $\frac{n_1}{n_2} > 1$. Следовательно, угол преломления γ больше угла падения α . Увеличивая угол падения, при некотором предельном угле $\alpha_{пр}$ угол преломления окажется равным $\pi/2$. При углах падения $\alpha > \alpha_{пр}$ весь падающий свет **полностью отражается** (рис. 27.2).

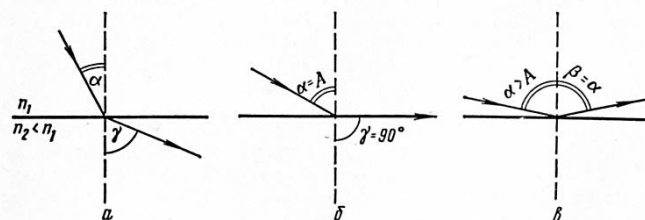


Рис. 27.2

При углах падения $\alpha_{\text{пр}} > \alpha > \pi/2$ луч не преломляется, а полностью отражается в первую среду, причем интенсивности отраженного и падающего лучей одинаковы.

Это явление называется **полным внутренним отражением света**.

Предельный угол определяется соотношением: $\sin \alpha_{\text{пр}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$

Явление полного отражения используется в призмах полного отражения и световодах (оптоволокно).

2. Линзы. Построение изображений в линзах.

Линзой называется прозрачное тело, ограниченное с двух сторон криволинейной поверхностью. (В частном случае одна из поверхностей может быть плоской).

По внешней форме линзы делятся на

- 1) двояковыпуклые; 2) плосковыпуклые;
- 3) двояковогнутые; 4) плосковогнутые;
- 5) выпукло-вогнутые.

Линза называется **тонкой**, если ее толщина значительно меньше, чем радиусы кривизны R_1 и R_2 обеих поверхностей. На оптических схемах линзы обычно обозначают двунаправленной стрелкой.

Радиус кривизны $R > 0$ для выпуклой поверхности; $R < 0$ для вогнутой поверхности; $R < 0$ для вогнутой.

Прямая проходящая через центры кривизны поверхностей линзы называется **главной оптической осью**.

Оптическим центром линзы (обычно обозначается O) называется точка, лежащая на главной оптической оси и обладающая тем свойством, что лучи проходят сквозь нее не преломляясь.

Побочными оптическими осями называются прямые, проходящие через оптический центр линзы и не совпадающие с главной оптической осью.

Фокусом линзы называется точка, лежащая на главной оптической оси, в которой пересекаются лучи параксиального (приосевого) светового пучка, распространяющиеся параллельно главной оптической оси.

Фокальной плоскостью называется плоскость, проходящая через фокус линзы перпендикулярно ее главной оптической оси.

Фокусным расстоянием F называется расстояние между оптическим центром линзы O и ее фокусом. Фокусное расстояние зависит от радиусов кривизны поверхностей R_1, R_2 и от относительного показателя преломления материала линзы n_{21} :

$$\frac{1}{F} = (n_{21} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Формула тонкой линзы: $\frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$, где a и b — расстояния от линзы до предмета и его изображения.

Величина $D = \frac{1}{F}$ называется оптической силой линзы. Ее единица — **диоптрия** (дптр) — оптическая сила линзы с фокусным расстоянием 1 м.

Линзы с положительной оптической силой являются **собирающими**, с отрицательной — **рассеивающими**.

Изображение предмета, даваемое линзой, можно получить непосредственным геометрическим построением, не прибегая к расчету по формулам. Для этого достаточно провести от каждой из крайних точек предмета по два луча (рис. 27.3).

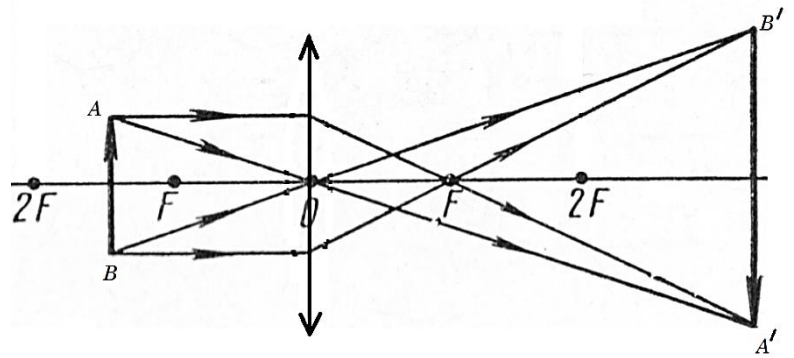


Рис. 27.3

Один луч должен быть параллельным оптической оси (проходит через фокус после преломления в линзе), другой — центральным (не преломляется линзой). Пересечение двух таких лучей дает изображение крайней точки предмета.

3. Недостатки оптических систем.

В реальных оптических системах используются пучки, отличающиеся от параксиальных, показатель преломления линз зависит от длины волны падающего света, а сам свет немонохроматичен. Искажения оптического изображения которые возникают при этом называются **абберациями**.

Сферическая абберация. Фокус S'' для лучей, более удаленных от оптической оси чем параксиальные, находится ближе, чем фокус S' параксиальных лучей (рис. 27.4). В результате изображение светящейся точки имеет вид расплывчатого пятна.

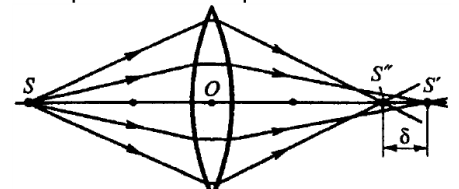


Рис. 27.4

Сферическая абберация является частным случаем астигматизма

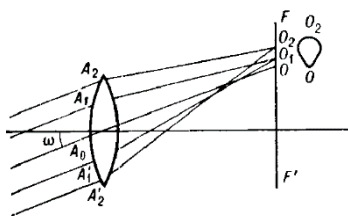


Рис. 27.5

Кома. Если через оптическую систему проходит широкий пучок от точечного источника света, расположенного не на оптической оси, то получаемое изображение этой точки будет в виде освещенного пятна неправильной формы (рис. 27.5).

Астигматизм. Погрешность, обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в разных плоскостях сечения падающего на нее светового пучка.

Дисторсия. Погрешность, при которой при больших углах падения

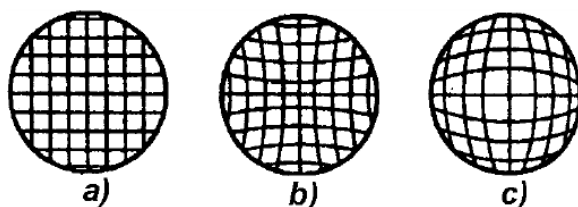


Рис. 27.6

обусловленная неодинаковостью кривизны оптической поверхности в

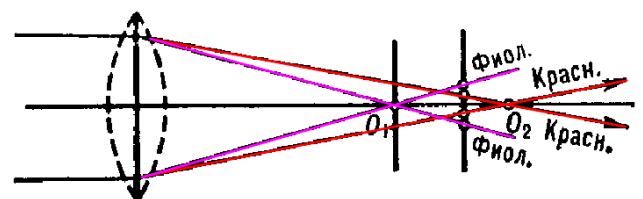


Рис. 27.7

лучей на линзу линейное увеличение для точек предмета, которые находятся на разных расстояниях от главной оптической оси, несколько различается. В результате нарушается геометрическое подобие между предметом (например, прямоугольная сетка) и его изображением (рис. 27.6 (b) — подушкообразная дисторсия, (c) — бочкообразная дисторсия).

Хроматическая аберрация. При падении на оптическую систему белого света отдельные составляющие его монохроматические лучи фокусируются в разных точках (наибольшее фокусное расстояние имеют красные лучи, наименьшее — фиолетовые (рис. 27.7)), поэтому изображение размыто и по краям окрашено.

Интерференция света.

1. Интерференция света. Условия образования интерференции световых волн. Условия минимума и максимума интерференции световых волн.

Интерференция света — сложение в пространстве двух или нескольких когерентных световых волн, при котором в разных его точках получается усиление или ослабление амплитуды результирующей волны.

Пусть в данной точке M две монохроматические волны с циклической частотой ω возбуждают два колебания, причем до точки M одна волна прошла в среде с показателем преломления n_1 путь s_1 с фазовой скоростью v_1 , а вторая — в среде n_2 путь s_2 с фазовой скоростью v_2

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right), \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right)$$

Амплитуда результирующего колебания: $A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta$

Интенсивность результирующей волны ($I \sim A^2$):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta$$

Разность фаз δ колебаний, возбуждаемых в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \omega \left(\frac{s_2}{c/n_2} - \frac{s_1}{c/n_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{2\pi \nu}{c} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

Произведение геометрической длины пути s световой волны в данной среде на показатель преломления этой среды n называется оптической длиной пути $L = sn$.

Разность $\Delta = L_2 - L_1 = s_2 n_2 - s_1 n_1$ оптических длин проходимых волнами путей называется **оптической разностью хода**.

Условие интерференционного максимума:

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн в вакууме (четному числу полуволен) $\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}$ ($m = 0, 1, 2, \dots$), то $\delta = \pm 2\pi m$ колебания, возбуждаемые в точке M , будут происходить в **одинаковой фазе**.

Условие интерференционного минимума.

Если оптическая разность хода Δ равна нечетному числу полуволен

$\Delta = \pm(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) то $\delta = \pm(2m + 1)\pi$ колебания, возбуждаемые в точке М, будут происходить в противофазе.

2. Расчет интерференционной картины от двух когерентных источников

В качестве когерентных источников света рассмотрим две щели S_1 и S_2 находящиеся на расстоянии d друг от друга (рис. 28.1). Экран Э параллелен щелям и находится от них на расстоянии $l \gg d$.

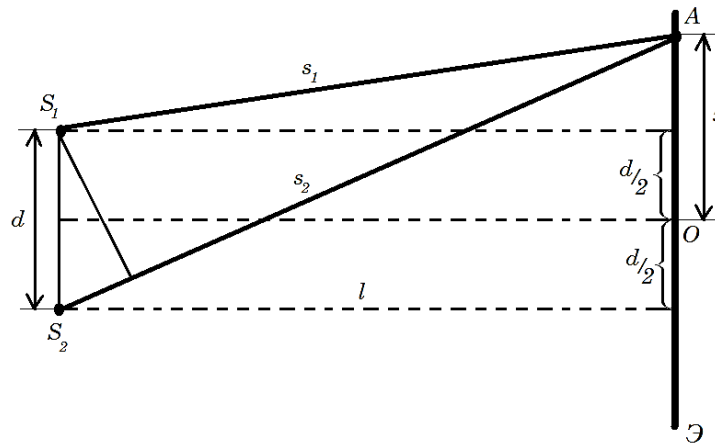


Рис. 28.1

Интенсивность в произвольной точке А определяется разностью хода $\Delta = s_2 - s_1$, где $s_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2$, $s_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2$, откуда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$ или $\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_2 + s_1}$. Из $l \gg d$ следует $s_2 + s_1 \approx 2l$, поэтому $\Delta = \frac{xd}{l}$

Положение максимумов: $\frac{xd}{l} = \pm m \lambda_0$ или $x = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$)

Положение минимумов: $\frac{xd}{l} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0$ или $x = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{l}{d} \lambda_0$ ($m = 0, 1, 2, \dots$)

Расстояние Δx между двумя соседними максимумами (минимумами) называется **шириной интерференционной полосы**

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0$$

Интерференционная картина представляет собой чередование на экране светлых и темных полос, параллельных друг другу.

3. Интерференция света в тонких пленках. Просветление оптики.

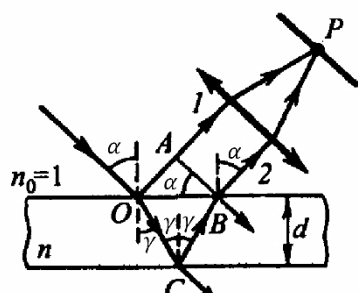


Рис. 28.2

Пусть из воздуха ($n_0 = 1$) на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n и толщиной d под углом α падает плоская монохроматическая волна. В точке О луч частично отразится (1), а частично преломится, и после отражения на нижней поверхности пластины в точке С выйдет из пластины в точке В (2). Лучи 1 и 2

когерентны и параллельны. С помощью собирающей линзы их можно свести в точке Р.

Необходимо отметить важную особенность отражения электромагнитных волн (и, в частности, оптических лучей) при падении их на границу раздела двух сред из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью (а, значит и меньшим показателем преломления): **при отражении света от более плотной среды ($n_0 < n$) фаза изменяется на π** . Изменение фазы на π равносильно **потере полуволны при отражении**.

С учетом этого, оптическая разность хода: $\Delta = n(OC + CB) - \left(OA - \frac{\lambda_0}{2}\right)$.

Используя $\sin\alpha = n\sin\gamma$, $OC = CB = \frac{d}{\cos\gamma}$ и $OA = OB\sin\alpha = 2d\tan\gamma\sin\alpha$, запишем $\Delta - \frac{\lambda_0}{2} = 2d \frac{n}{\cos\gamma} - 2d\tan\gamma\sin\alpha = 2dn \left(\frac{1}{\cos\gamma} - \frac{\sin^2\gamma}{\cos\gamma}\right) = 2dn\cos\gamma = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$

В точке Р будет **интерференционный максимум**, если

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

В точке Р будет **интерференционный минимум**, если

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

Таким образом, для данных $\lambda_0 d$ и n каждому наклону α лучей соответствует своя интерференционная полоса. Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются **полосами равного наклона**.

На явлении интерференции основано **просветление оптики**. Дело в том, что в сложных оптических системах (объективы, перископы и т.п.) значительная часть световой энергии отражается от поверхностей линз, что заметно снижает яркость и контрастность изображения.

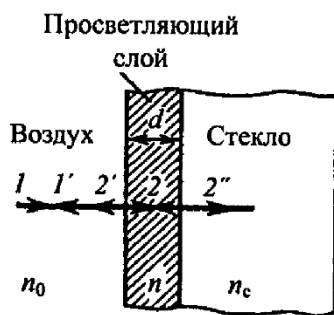


Рис. 28.3

Но, если на границах сред создать условия, при которых интерференция отраженных лучей 1' и 2'' дает минимум интенсивности отраженного света, то при этом интенсивность света, прошедшего через оптическую систему будет максимальна. Этого можно добиться, например, нанесением на поверхность линз тонких пленок с показателем

преломления $n_0 < n < n_c$, причем $n = \sqrt{n_0 n_c}$. В этом случае амплитуды когерентных лучей 1' и 2'' будут одинаковы, а условие минимума для отраженных лучей будет $2nd = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$.

При $m = 0$ оптическая толщина пленки nd удовлетворяет условию

$$dn = \frac{\lambda}{4}$$

и происходит гашение отраженных лучей. Для каждой длины волны λ должна быть своя толщина пленки d . Поскольку этого добиться невозможно, обычно оптику просветляют для длины волны $\lambda = 550$ нм, к которой наиболее чувствителен глаз человека.

«Дифракция света»

1. Дифракция света. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.

Дифракцией называется *огибание волнами препятствий, встречающихся на их пути*, или в более широком смысле — *любое отклонение распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики*.

Дифракцию объясняет принцип Гюйгенса — именно вторичные волны огибают препятствия на пути распространения первичных волн.

Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением о когерентности вторичных волн и их интерференции.

Согласно **принципу Гюйгенса-Френеля**, световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции (сложения) когерентных вторичных волн, излучаемых вторичными (фиктивными) источниками — бесконечно малыми элементами любой замкнутой поверхности, охватывающей источник S .

Рассмотрим в произвольной точке M амплитуду световой волны, распространяющейся в однородной среде из точечного источника S (рис. 29.1). Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, заменим действие источника S действием воображаемых источников, расположенных на вспомогательной поверхности Φ ,

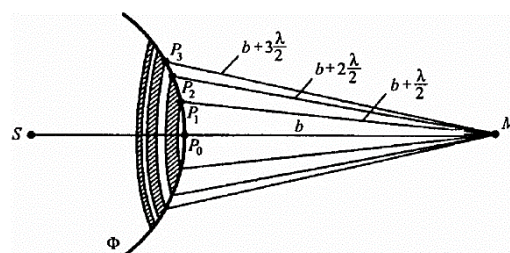


Рис. 29.1

являющейся поверхностью фронта волны, идущей из S (поверхность сферы с центром S). Разобьем волновую поверхность Φ на кольцевые зоны (**зоны Френеля**) такого размера, чтобы расстояния от краев зоны до M отличались на $\lambda/2$.

Тогда, обозначив амплитуды колебаний от 1-й, 2-й, ... m -й зон через A_1, A_2, \dots, A_m (при этом $A_1 > A_2 > A_3 > \dots$), получим амплитуду результирующего колебания: $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$

При таком разбиении волновой поверхности на зоны оказывается, что амплитуда колебания A_m от некоторой m -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

Тогда результирующая амплитуда в точке M будет

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

т.к. при $m \gg 1$ $A_1 \gg A_m$

Радиус внешней границы m -й зоны Френеля $r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda$. При $a = b = 10 \text{ см}$ и $\lambda = 500 \text{ нм}$ радиус первой зоны $r_1 = 0,158 \text{ мм}$. Следовательно, распространение света от S к M происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль SM , т.е. прямолинейно.

Таким образом, принцип Гюйгенса-Френеля позволяет объяснить прямолинейное распространение света в однородной среде.

2. Дифракция Фраунгофера на одной щели и на дифракционной решетке.

Дифракция Фраунгофера наблюдается в том случае, когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от препятствия, вызывающего дифракцию. Параллельный пучок лучей обычно создают, помещая точечный источник света в фокусе собирающей линзы. Дифракционную картину с помощью второй собирающей линзы, установленной за препятствием, фокусируют на экран.

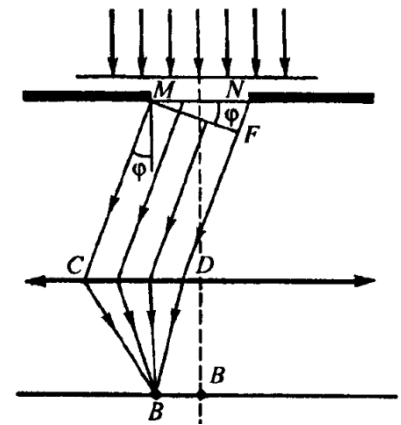


Рис. 29.2

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской монохроматической волны на одной бесконечно длинной щели шириной $a = MN$ (рис. 29.2).

Оптическая разность хода между крайними лучами MC и ND :

$$\Delta = NF = a \sin \alpha$$

Разобьем открытую часть волновой поверхности MN на зоны Френеля, параллельные ребру M щели. Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$, поэтому на ширине щели уместится $\frac{\Delta}{\lambda/2}$ зон.

Все точки волнового фронта в плоскости щели имеют одинаковую фазу и амплитуду колебаний. Поэтому суммарная интенсивность колебаний от двух любых соседних зон Френеля равна нулю. Следовательно:

1. если **число зон Френеля четное**, то: $a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)

- условие дифракционного минимума

2. если **число зон Френеля нечетное**, то $a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)

- условие дифракционного максимума,

соответствующего действию одной некомпенсированной зоны Френеля.

Одномерная дифракционная решетка — система параллельных щелей равной ширины, лежащих в одной плоскости и разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.

Распределение интенсивности в дифракционном спектре каждой щели определяется направлением дифрагированных лучей и дифракционные картины, создаваемые каждой щелью будут одинаковыми.

Суммарная дифракционная картина есть результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей — в дифракционной решетке осуществляется многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.

Если a — ширина каждой щели; b — ширина непрозрачных участков между щелями, то величина $d = a + b$ называется **постоянной (периодом) дифракционной решетки**.

В общем случае, если дифракционная решетка состоит из N щелей, то:

условие главных максимумов: $d \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)

условие главных минимумов: $a \sin \varphi = \pm m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$)

между двумя главными максимумами располагается $N - 1$ дополнительных минимумов, разделенных вторичными максимумами, создающими слабый фон.

Условие дополнительных минимумов: $d \sin \varphi = \pm m' \frac{\lambda}{N}$, (где m' может принимать все целочисленные значения, кроме $0, N, 2N, \dots$ при которых данное условие переходит в условие главных максимумов).

3. Исследование структуры кристаллов

Дифракция света так же наблюдается на пространственных (трехмерных) решетках — пространственных образованиях, в которых элементы структуры подобны по форме, имеют геометрически правильное и периодически повторяющееся расположение, а также постоянные (периоды) решеток, соизмеримые с длиной волны электромагнитного излучения.

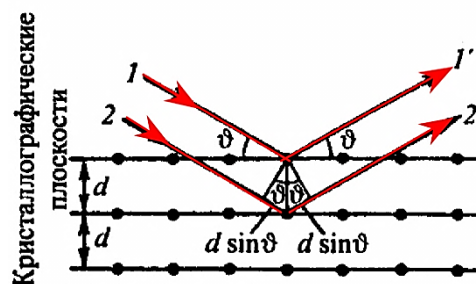


Рис. 29.3

Кристаллы, являясь трехмерными пространственными образованиями с постоянной решетки порядка 10^{-10} м, могут быть использованы для наблюдения дифракции рентгеновского излучения ($\lambda \approx 10^{-12} \div 10^{-8}$ м).

Представим кристалл в виде параллельных кристаллографических плоскостей, отстоящих друг от друга на расстоянии d . Пучок параллельных монохроматических лучей (1, 2) падает под **углом скольжения** ϑ (угол между направлением падающих лучей и кристаллографической плоскостью) и возбуждает атомы кристаллической решетки, которые становятся источниками когерентных вторичных волн (1' и 2'), интерферирующих между собой. **Максимумы интенсивности** будут наблюдаться в тех направлениях, в которых все отраженные атомными плоскостями волны будут находиться в одинаковой фазе: $2d \sin \vartheta = m \lambda$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) — формула Вульфа–Брэггов.

Эта формула используется в:

1) **рентгеноструктурном анализе** — если известна λ рентгеновского излучения, то, наблюдая дифракцию на кристаллической структуре

неизвестного строения и измеряя ϑ и m , можно найти d , т.е. определить структуру вещества;

2) **рентгеновской спектроскопии** — если известна d , то измеряя ϑ и m , можно найти длину волны λ падающего рентгеновского излучения.

«Поляризация света»

1. Поляризация света. Естественный и поляризованный свет. Закон Малюса

При действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая электромагнитного поля световой волны, поскольку именно она оказывает основное действие на электроны в атомах вещества. Поэтому, для описания закономерностей поляризации будем рассматривать только световой вектор — вектор напряженности электрического поля.

Свет представляет собой суммарное электромагнитное излучение множества независимо излучающих атомов. Поэтому все ориентации вектора \vec{E} будут равновероятны. Такой свет называется **естественным** (рис. 30.1 (а)).

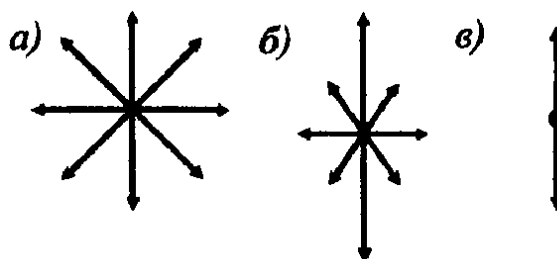


Рис. 30.1

Поляризованным светом называется свет, в котором направления колебания вектора \vec{E} каким-либо образом упорядочены.

Частично поляризованный свет (рис. 30.1 (б)) — свет с преимущественным направлением колебаний вектора E .

Плоскополяризованный свет — свет в котором вектор \vec{E} колеблется только в одной, проходящей через луч плоскости (рис. 30.1 (в)).

Эта плоскость называется **плоскостью поляризации**.

Если концы вектора E с течением времени описывают в плоскости, перпендикулярной лучу, окружность или эллипс, то свет называется **циркулярно** или **эллиптически поляризованным**.

Естественный свет можно преобразовать в плоскополяризованный, используя так называемые **поляризаторы**, пропускающие колебания только определенного направления. В качестве поляризаторов используются среды, анизотропные в отношении колебаний \vec{E} .

Если после первого поляризатора T_1 на пути плоскополяризованного света поместить второй поляризатор T_2 (**анализатор**), интенсивность I света, прошедшего через анализатор, меняется в зависимости от угла φ по закону Малюса:

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

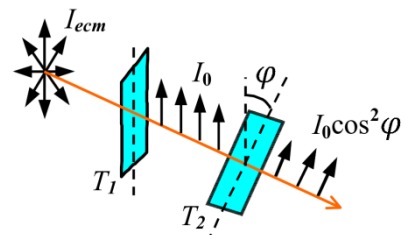


Рис. 30.2

где I_0 – интенсивность света прошедшего через поляризатор T_1 ; I – интенсивность света прошедшего через анализатор T_2 ; φ – угол между плоскостями поляризации поляризатора и анализатора.

2. Поляризация света при отражении. Закон Брюстера.

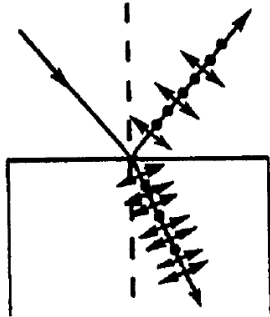


Рис. 30.3

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков, то отраженный и преломленный лучи являются частично поляризованными.

В отраженном луче преобладают колебания перпендикулярные плоскости падения, а в преломленном — колебания, лежащие в плоскости падения (рис. 30.3). Если угол падения равен углу

Брюстера, который определяется

соотношением $\text{tg}\alpha_B = n_{21}$ то отраженный луч является плоскополяризованным.

Преломленный луч в этом случае поляризуется максимально но не полностью.

При этом отраженный и преломленный лучи взаимно перпендикулярны:

$$\text{tg}\alpha_B = \frac{\sin\alpha_B}{\cos\alpha_B} = n_{21}, \frac{\sin\alpha_B}{\sin\gamma} = n_{21} \Rightarrow \cos\alpha_B = \sin\gamma \text{ или } \alpha_B + \gamma = \frac{\pi}{2}$$

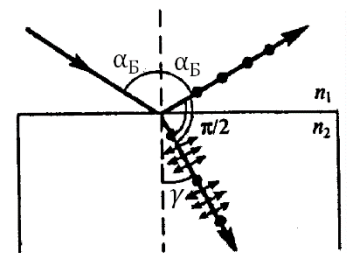


Рис. 30.4

3. Двойное лучепреломление. Поляризаторы и поляризационные призмы.

Двойное лучепреломление — это способность прозрачных кристаллов (кроме оптически изотропных кристаллов кубической системы) раздваивать каждый падающий на них световой пучок. Это явление объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах (рис. 30.5).

Если на кристалл направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча параллельных друг другу и падающему лучу.

Даже в том случае, когда пучок падает на кристалл нормально, преломленный пучок разделяется на два:

один из них является продолжением первичного (называется **обыкновенным** (o)), а второй отклоняется (называется **необыкновенным** (e)).

Направление в оптически анизотропном кристалле, по которому луч света распространяется, не испытывая двойного лучепреломления, называется **оптической осью кристалла**. Плоскость, проходящая через направление

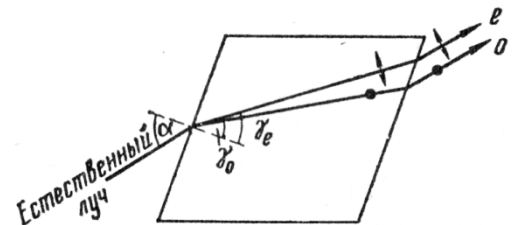


Рис. 30.5

луча света и оптическую ось кристалла называется **главной плоскостью кристалла**.

о- и е-лучи плоскополяризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях: колебания светового вектора в о-луче происходят **перпендикулярно** главной плоскости, в е-луче — в **главной плоскости**. о-луч распространяется по всем направлениям кристалла с одинаковой скоростью $v_o = c/n_o$: показатель преломления n_o для него есть величина постоянная. е-лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями $v_e = c/n_e$: показатель преломления n_e необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча.

Явление двойного лучепреломления используется при изготовлении поляризационных приспособлений: поляризационных призм и поляроидов.

Например, в призме Николя — двойной призме из исландского шпата, склеенной канадским бальзамом ($n = 1,55$) — обыкновенный луч ($n_o = 1,66$) испытывает полное отражение (так как канадский бальзам для него среда оптически менее плотная), а плоскополяризованный необыкновенный луч ($n_e = 1,51$) выходит из призмы (рис. 30.6).



Рис. 30.6

Двойкопреломляющие кристаллы обладают свойством **дихроизма** — различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. Дихроичные кристаллы используются при производстве **поляроидов** — тонких пластиковых пленок, в которые вкраплены кристаллики веществ с сильно выраженным дихроизмом (например, герпатит)

— такие пленки уже при толщине $\sim 0,1$ мм полностью поглощают обыкновенные лучи видимой области спектра, являясь в таком тонком слое совершенным поляризатором

4. Искусственная оптическая анизотропия. Вращение плоскости поляризации.

В оптически изотропных веществах возможно индуцировать искусственную оптическую анизотропию под воздействием:

- 1) одностороннего сжатия или растяжения;
- 2) электрического поля (эффект Керра);
- 3) магнитного поля (эффект Коттона-Муттона).

При этом индуцированная оптическая ось совпадает с направлением деформации, электрического или магнитного полей.

Эффект Керра — оптическая анизотропия веществ под действием электрического поля — объясняется различной поляризуемостью молекул вещества по разным направлениям.

Если приложить разность потенциалов к ячейке Керра — кювете с исследуемой жидкостью, которая размещена между скрещенными поляризатором Р и анализатором А, и в которую помещены пластины конденсатора — то жидкость становится двоякопреломляющей и свет проходит через анализатор (рис. 30.7). Разность показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей: $n_e - n_o = V\lambda_0 E^2$, где λ_0 — длина волны света в вакууме, E — напряженность электрического поля, V — постоянная Керра, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

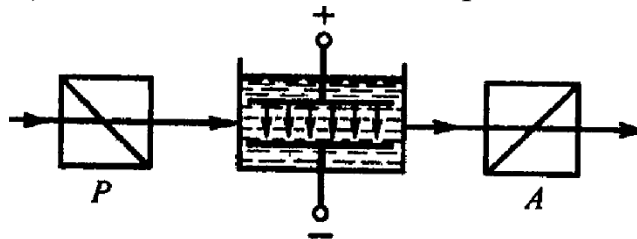


Рис. 30.7

Эффект Коттона-Муттона — магнитный аналог эффекта Керра — возникновение оптической анизотропии у некоторых изотропных веществ при помещении их в сильное внешнее магнитное поле. При этом $n_e - n_o = C\lambda_0 H^2$,

где H — величина напряженности внешнего магнитного поля, C — постоянная Коттона-Муттона, которая зависит от температуры, длины волны света и природы вещества.

Некоторые вещества (например, кварц, сахар, скипидар), называемые оптически активными, обладают способностью вращать плоскость поляризации. Угол поворота плоскости поляризации $\varphi = \alpha d$, где d — толщина слоя вещества, α — удельное вращение — угол поворота плоскости поляризации слоем оптически активного вещества единичной толщины. При этом

$$\alpha \sim \lambda_0^{-2}$$

— закон Био (λ_0 — длина волны света в вакууме). Для растворов угол φ зависит еще и от концентрации c раствора: $\varphi = \alpha c d$

Если между скрещенными поляризатором Р и анализатором А поместить оптически активное вещество, то поле зрения анализатора просветляется.

Поворачивая анализатор можно определить угол φ , при котором поле зрения вновь становится темным — угол поворота плоскости поляризации оптически активным веществом. В зависимости от направления вращения, оптически активные вещества разделяются на **право-** и **левоповорачивающие**. В первом случае плоскость поляризации, если смотреть навстречу лучу, смещается по часовой стрелке, во втором — против.

Оптическая активность обуславливается: 1) строением молекул вещества (их асимметрией); 2) особенностями расположения частиц в кристаллической решетке.

Эффект Фарадея — вращение плоскости поляризации в оптически неактивных телах помещенных во внешнее магнитное поле. Угол поворота

плоскости поляризации $\varphi = VNd$, где N — напряженность внешнего магнитного поля, d — толщина образца, V — постоянная Верде, зависящая от природы вещества и длины волны света.

«Тепловое излучение тел»

1. Характеристики теплового излучения. Абсолютно черное тело. Закон Кирхгофа. Закон Стефана-Больцмана.

Тепловое излучение совершается за счет энергии теплового движения атомов и молекул вещества (внутренней энергии) и свойственно всем телам при температурах выше 0К. Тепловое излучение равновесно — тело в единицу времени поглощает столько же энергии, сколько и излучает.

Количественной характеристикой теплового излучения служит **спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) тела** $R_{\nu,T}$ — мощность излучения с единицы площади поверхности тела в интервале частот единичной ширины. ($dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{изл}}$ — энергия электромагнитного излучения, испускаемого за 1с (мощность излучения) с площади 1м^2 поверхности тела в интервале частот от ν до $(\nu + d\nu)$). Её единица — **джоуль на метр в квадрате**. Ипускательную способность можно представить в виде функции длины волны:

$$R_{\nu,T} = R_{\lambda,T} \frac{d\lambda}{d\nu} = R_{\lambda,T} \frac{\lambda^2}{c}$$

Интегральная по ν энергетическая светимость: $R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu,T} d\nu$.

Способность тел поглощать падающее на них излучение характеризуется **спектральной поглощательной способностью** $A_{\nu,T}$, показывающей, какая доля энергии, $dW_{\nu,\nu+d\nu}$, приносимой за единицу времени на единицу площади тела падающими на нее электромагнитными волнами с частотами от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом:

$$A_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^{\text{погл}}}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}$$

Тело, способное поглощать при любой температуре всё падающее на него излучение любой частоты называется **абсолютно черным телом**.

Спектральная поглощательная способность абсолютно черного тела для всех частот и температур равна единице $A_{\nu,T} = 1$.

Абсолютно черных тел в природе нет, однако такие тела, как сажа и черный бархат в определенном интервале частот близки к ним. Идеальной моделью черного тела является замкнутая полость с небольшим отверстием O , внутренняя поверхность которой зачернена (рис. 31.1). Луч, попавший внутрь такой полости, полностью поглощается.

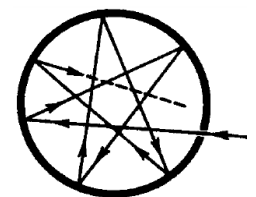


Рис. 31.1

Закон Кирхгофа: отношение испускательной и поглощательной способностей тела не зависит от природы тела и является универсальной для всех тел функцией частоты и температуры $r_{\nu,T}$:

$$\frac{R_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = r_{\nu,T}.$$

Для черного тела $A_{\nu,T} = 1$, поэтому универсальная функция Кирхгофа $r_{\nu,T}$ есть спектральная плотность энергетической светимости (испускательная способность) черного тела. Нахождение явной зависимости $r_{\nu,T}$ от частоты и температуры является важной задачей теории теплового излучения.

Закон Стефана-Больцмана: энергетическая светимость черного тела пропорциональна четвертой степени термодинамической температуры:

$$R_e = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К}^4)$ – постоянная Стефана-Больцмана.

2. Закон смещения Вина. Формула Рэлея–Джинса. Ультрафиолетовая катастрофа.

Закон Стефана-Больцмана ничего не говорит о спектральном составе излучения черного тела. Положение максимума в спектре его излучения описывается экспериментальным **законом смещения Вина:** длина волны λ_{max} , при которой излучательная способность $r_{\lambda,T}$ черного тела максимальна, обратно пропорциональна его термодинамической температуре:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T},$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина.

Применяя к тепловому излучению классический закон равнораспределения энергии по степеням свободы Рэлей и Джинс получили выражение для зависимости испускательной способности черного тела $r_{\nu,T}$ от частоты света:

$$r_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon \rangle = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

Однако попытка получить закон Стефана-Больцмана из этой формулы приводит к абсурдному результату — R_e неограниченно растет, достигая чрезвычайно больших значений в ультрафиолете, — который получил название "ультрафиолетовая катастрофа":

$$R_e = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu = \frac{2\pi kT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu^2 d\nu = \infty$$

Формула Рэлея-Джинса согласуется с экспериментом только в области малых частот и больших температур. В области больших частот хорошо описывает эксперимент **формула Вина (закон излучения Вина):**

$$R_{\nu,T} = C_1 \nu^3 e^{-\frac{C_2\nu}{T}},$$

где C_1 и C_2 – константы.

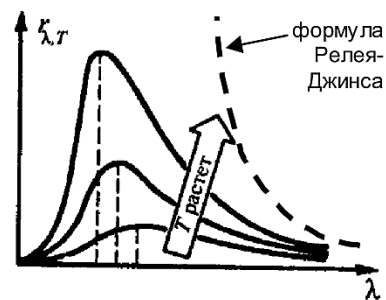


Рис. 31.2