

Взаимодействие света с веществом. Дисперсия света

Взаимодействие света с изотропной средой приводит к двум основным физическим эффектам: уменьшению фазовой скорости света в среде и поглощению света.

Дисперсия (с латинского – отклонение, рассеяние, разбросанность) — зависимость показателя преломления n , следовательно, фазовой скорости распространения электромагнитных волн от длины волны:

$$n = n(\lambda) \quad (1)$$

Влияние дисперсии проявляется лишь при распространении немонохроматического света. Все среды, за исключением абсолютного вакуума, обладают дисперсией. Наилучшим приближением к абсолютному вакууму является межпланетное и межзвездное пространство, где концентрация вещества примерно равна 10^{-2} атомов на 1 см^3 .

Из опыта получено, что для прозрачных веществ n монотонно возрастает с уменьшением длины волны, т.е. $\frac{\partial n}{\partial \lambda} < 0$. Такая зависимость $n(\lambda)$ называется нормальной дисперсией. Если

$\frac{\partial n}{\partial \lambda} > 0$, то дисперсия аномальная.

Дисперсией вещества называется величина, определяющая, как быстро меняется коэффициент преломления n с длиной волны.

$$\bar{v} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda} \quad (2)$$

Наличие дисперсии позволяет в эксперименте «рассортировать» монохроматические компоненты сложной волны, так как при наклонном падении на границу вещества эти компоненты в преломленном излучении распространяются в различных направлениях. На этом принципе действуют призмные **спектрографы и монохроматоры**.

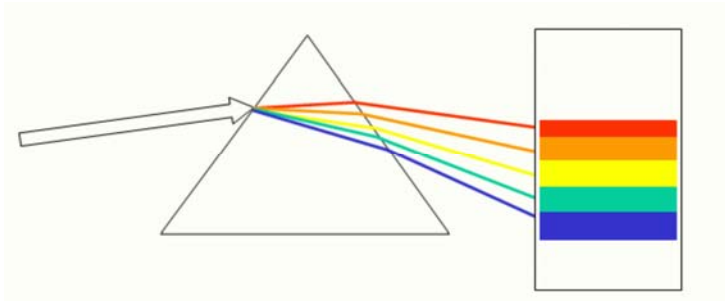


Рис.1

Дисперсия проявляется не только в эффекте преломления на границе вещества. Она сильно влияет и на прямолинейное распространение немонохроматического излучения в объеме вещества, так как различные монохроматические компоненты имеют отличающиеся скорости, т.е. как бы «идут не в ногу». При этом огибающая модулированной волны перемещается с так называемой **групповой скоростью, не совпадающей с фазовой скоростью**¹.

Первые опыты по наблюдению дисперсии были проведены Ньютоном в 1672. Схема опыта Ньютона представлена на рис. 1. Две призмы расположены так, что их преломляющие ребра перпендикулярны друг другу. Такие «скрещенные призмы» разлагают проходящий пучок света в спектр в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В результате форма и расположение спектра определяются преломляющей способностью обеих призм (см. рис.2).

¹ Фазовой скоростью называется скорость распространения поверхности равной фазы для монохроматического излучения. Групповой скоростью называется скорость распространения характерной точки на огибающей группы волн, близких по частоте.

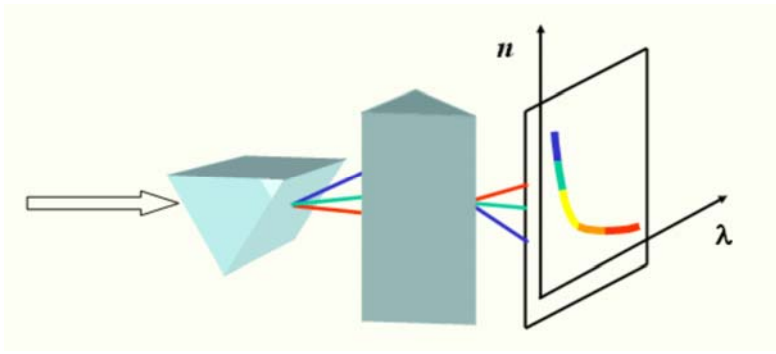


Рис.2. Наблюдение дисперсии методом скрещенных призм

Взаимодействие света с веществом описывается на основе электромагнитной теории излучения, созданной Максвеллом, и классической электронной теории строения вещества, созданной Лоренцем (Хенрик Антон Лоренц, нидерландский физик-теоретик, 1853—1928, Нобелевская премия 1902 г. за разработку теории эффекта Зеемана).

Важнейшим выводом теории Максвелла явилось положение о том, что фазовая скорость распространения монохроматической электромагнитной волны связана с характеристиками среды, в которой она распространяется

$$n^2 = \frac{c^2}{v^2} = \varepsilon\mu \approx \varepsilon. \quad (3)$$

Напомним, что в уравнениях Максвелла при рассмотрении распространения света в веществе были *феноменологически* введены *материальные уравнения* (или *уравнения связи*), связывающие электрическую индукцию \vec{D} с напряженностью \vec{E} электрического поля волны. В изотропной среде материальные уравнения для электрической индукции имеют вид:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \cdot \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \\ \vec{P} &= \varepsilon_0 \kappa \vec{E}, \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \kappa \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \kappa) \vec{E}, \\ \varepsilon = n^2 &= (1 + \kappa) = 1 + \frac{\vec{P}}{\varepsilon_0 \vec{E}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где \vec{P} - суммарный дипольный момент единицы объема среды (**поляризованность** среды), κ - **диэлектрическая восприимчивость**, определяющая способность среды к поляризации, то есть к образованию **электрических диполей** под действием внешнего электрического поля. Теория Максвелла не дает объяснения дисперсии, т.е. она не дает зависимости $n = n(\lambda)$, поэтому для объяснения этого явления необходимо ввести представления о структуре частиц вещества (атомов молекул).

Электронная теория дисперсии

Классическая электронная теория, позволяющая находить оптические характеристики вещества (**показатель преломления и коэффициент поглощения**), и тем самым описывать дисперсию и поглощение, разработана на основании **уравнений Ньютона**.

Основные положения электронной теории Лоренца

1. Свет действует на электроны, содержащиеся в частицах вещества (атомах, молекулах)
2. Электроны² в атоме связаны с ядром квазиупругой силой (рис.4) и **имеют собственные частоты колебаний**, т.е. атомы вещества являются гармоническими осциллято-

² Отметим, что все электроны в атоме можно разделить на внешние (оптические) и электроны внутренних оболочек. В оптическом диапазоне вклад в дисперсию дают только внешние электроны. В классической теории дисперсии оптический электрон в атоме (электрон внешней оболочки атома) рассматривается как затухающий гармонический осциллятор, характеризуемый определенной собственной частотой и постоянной затухания. Электроны внутренних оболочек имеют очень высокие собственные частоты, и поле световой волны на них практически не влияет. Эти электроны эффективно взаимодействуют с рентгеновским излучением.

рами³. Предположение о существовании собственных частот колебаний электрона возникло на основе опытных данных, из которых следовало, что каждое вещество поглощает и излучает электромагнитные волны на определенных, характерных для данного вещества частотах.

3. Под действием поля электромагнитной волны (рис.4) атом приобретает дипольный момент – поляризуется (рис.5). Электрон в атоме начинает совершать вынужденные колебания с частотой внешнего воздействия (при этом изменяется плечо диполя r и, соответственно, дипольный момент $p = -er$).
4. Совершая вынужденные колебания, диполь излучает вторичные волны (рис.7), которые когерентны с первичной волной и, складываясь с ней, образуют результирующую волну, распространяющуюся в веществе.
5. Первичные и вторичные волны распространяются в среде со скоростью света c , причем вторичная волна запаздывает по фазе по отношению к первичной, и это запаздывание зависит от того, насколько хорошо совпадает частота колебаний электромагнитной волны и собственная частота колебаний электрона. Именно это запаздывание является причиной зависимости скорости распространения волны в среде v от частоты света ω .

Электронная теория справедлива в основном для разреженных сред (например, газы), где можно не учитывать сложное взаимодействие между атомами (молекулами), и считать, что поле, действующее на отдельный атом, совпадает с полем волны. При этом достаточно учесть действие поля волны на изолированный атом, который упрощенно рассматривается как гармонический осциллятор, поскольку каждый электрон связан с ядром квазиупругой силой (см. рис.3).

Атом в поле электромагнитной волны представляется как диполь (см. рис.4), где роль отрицательного заряда играет внешний (оптический) электрон, а вся остальная часть атома рассматривается как положительный заряд (ион). Т.к. масса положительного иона во много раз (более 2000) больше, чем масса электрона, можно рассматривать лишь колебания электрона. Строгая теория электромагнетизма показывает, что колеблющийся диполь становится излучателем электромагнитных волн, причем интенсивность излучения различна в разных направлениях (см. рис.7).

Отметим, что применение к описанию движения электрона законов классической физики с точки зрения современной физики **совершенно не оправдано**. Правильную теорию атома дает квантовая механика. Использование здесь упрощенной модели атома как гармонического осциллятора основано лишь на том замечательном факте, что квантовая теория дисперсии приводит к практически тем же результатам, что и классическая.

Силы, действующие на электрон в атоме (см. рис.4)

1. Электрон в атоме связан с ядром квазиупругой силой:

$$\vec{F} = -k\vec{r}. \quad (5)$$

При выведении из состояния равновесия под действием этой силы электроны начнут колебаться с **собственной частотой** ω_0 .

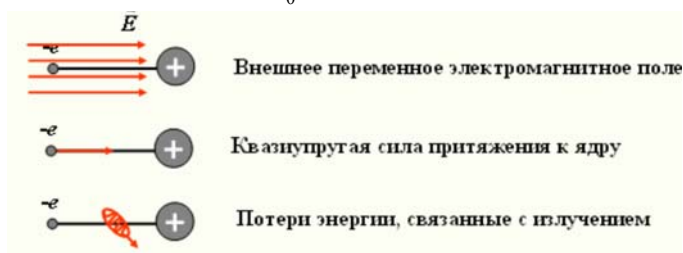


Рис.4. Силы, действующие на электрон в атоме

³ Лоренц в своей теории использовал представление о частицах вещества, обладающих собственными частотами, которое ввел ранее Зельмейер.

2. При прохождении через вещество электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha)$ на электрон будет действовать **сила Лоренца**

$$\vec{F} = -e\vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha). \quad (6)$$

Под действием поля электромагнитной волны у атома возникает **дипольный момент** (рис. 5)

$$\vec{p}_e = -e\vec{r}, \quad (7)$$

где \vec{r} - плечо диполя, и электрон начинает совершать вынужденные колебания.

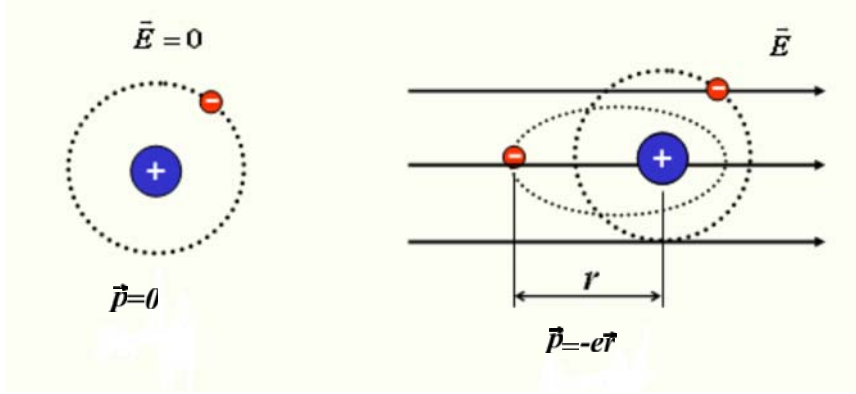


Рис. 5. Взаимодействие электромагнитной волны с веществом, возникновение дипольного момента атома.

3. На электрон в поле волны действует «тормозящая сила»: $(\vec{F} = -g d\vec{r} / dt)$, которая описывает потери энергии, связанные с излучением.

Запишем уравнение Ньютона для оптического электрона, пренебрегая затуханием колебаний за счет излучения диполя и магнитной силой Лоренца:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr - eE_0 \cos(\omega t + \alpha), \quad (8)$$

r - смещение электрона относительно положения равновесия, e – его заряд, k – коэффициент упругости, знак вектора в (5) опущен.

Преобразуем (5), вводя обозначение $\frac{k}{m} = \omega_0^2$ к виду:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (9)$$

Перейдем к комплексной записи вводя

$$m \frac{d^2 \hat{r}}{dt^2} + \omega_0^2 \hat{r} = -\frac{e}{m} \hat{E}_0 e^{i\omega t}, \quad \hat{E}_0 = E_0 e^{i\alpha}, \quad (10)$$

где шляпка обозначает комплексную величину.

Решение уравнения (10) будем искать в виде

$$\hat{r} = \hat{r}_0 e^{i\omega t}, \quad (11)$$

где \hat{r}_0 - комплексная амплитуда колебаний электрона.

Запишем производные: $\frac{d\hat{r}}{dt} = i\omega \hat{r}_0 e^{i\omega t}$, $\frac{d^2 \hat{r}}{dt^2} = -\omega^2 \hat{r}_0 e^{i\omega t}$ и подставим их в (10):

$$-\omega^2 \hat{r}_0 e^{i\omega t} + \omega_0^2 \hat{r}_0 e^{i\omega t} = -\frac{e}{m} \hat{E}_0 e^{i\omega t}, \quad \text{или} \quad (12)$$

$$-\omega^2 \hat{r}_0 + \omega_0^2 \hat{r}_0 = -\frac{e}{m} \hat{E}_0,$$

откуда

$$\hat{r}_0 = \frac{-(e/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \hat{E}_0. \quad (13)$$

Взяв действительную часть, получим выражение для радиуса-вектора $r(t)$, описывающего смещение электрона из положения равновесия в момент времени t :

$$r(t) = \frac{-(e/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)} E(t) = \frac{-(e/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)} E_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (14)$$

Для одного атома величина электрического дипольного момента, индуцируемого в результате вынужденных колебаний одного оптического электрона, составляет:

$$\vec{p}(t) = -e\vec{r}(t) = \frac{(e^2/m)}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \vec{E}_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (15)$$

Но в атоме или молекуле может находиться несколько оптических электронов с различными резонансными частотами. Дипольный момент такого атома или молекулы определится выражением

$$p(t) = \sum_i p_i(t) = \sum_i \frac{(e^2/m)}{(\omega_{i0}^2 - \omega^2)} E_0 \cos(\omega t + \alpha), \quad (16)$$

а дипольный момент, индуцируемый в единице объёма вещества, содержащей N атомов или молекул (поляризованность среды) будет равен

$$P(t) = N \sum_i p_i(t) = N \sum_i \frac{(e^2/m)}{(\omega_{i0}^2 - \omega^2)} E_0 \cos(\omega t + \alpha). \quad (17)$$

Тогда в соответствии с (3)

$$n^2 = (1 + \kappa) = 1 + \frac{\bar{P}}{\epsilon_0 \bar{E}} = 1 + N \sum_i \frac{(e^2/m)}{\epsilon_0 (\omega_{i0}^2 - \omega^2)} \quad (18)$$

Отметим, что впервые формула для показателя преломления среды в виде (18) была получена Зельмейером в 1871 г.

На рис.6 приведены зависимости показателя преломления диэлектрической среды от частоты и от длины волны света.

Из формулы (18) следует, что при значениях частоты электромагнитной волны ω , заметно отличающихся от собственных частот ω_{0i} , сумма в (18) будет мала по сравнению с единицей, так что $n^2 \sim 1$. Вблизи каждой из собственных частот ω_{0i} функция (18) терпит разрыв: при $\omega \rightarrow \omega_{0i}$ она обращается в $+\infty$, если $\omega < \omega_{0i}$ и в $-\infty$, если $\omega > \omega_{0i}$. Такое поведение обусловлено тем, что мы пренебрегли затуханием колебаний вследствие потери энергии, связанной с излучением. Пунктирные линии на рис 6а соответствуют функции, задаваемой формулой (18), не учитывающей затухание; сплошными линиями обозначены зависимости n^2 от ω с учетом затухания. Перейдя от ω к λ , получим кривую, изображенную на рис.6 б (дан лишь участок кривой области одной из резонансных длин волн).

Участки 1—2 и 3—4 соответствуют нормальной дисперсии ($\frac{\partial n}{\partial \omega} > 0, \frac{\partial n}{\partial \lambda} < 0$). На участке 2—

3 дисперсия аномальна ($\frac{\partial n}{\partial \omega} < 0, \frac{\partial n}{\partial \lambda} > 0$). Кривая, ограничивающая заштрихованную область на рис.6 б, изображает ход коэффициента поглощения света веществом.

Как видно из рис.6, существуют области, где показатель преломления меньше единицы, следовательно, фазовая скорость волны в среде превышает скорости света в вакууме c . Это обстоятельство не противоречит специальной теории относительности, т.к. при распространении в среде группы волн с разными частотами (волнового пакета) физический смысл имеет не фазовая скорость волны, а групповая скорость, с которой переносится энергия и которая всегда меньше фазовой скорости света в вакууме c .

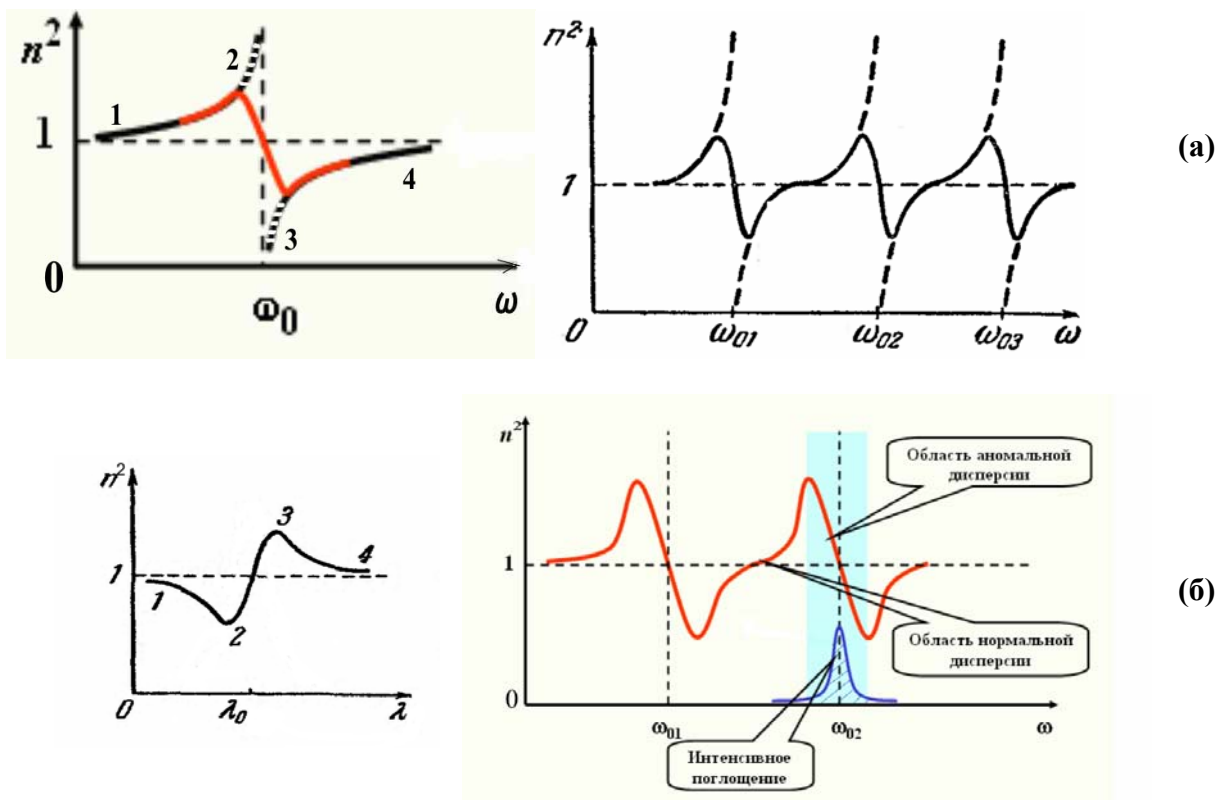


Рис.6. Зависимости показателя преломления диэлектрической среды от частоты и от длины волны света. Линия, ограничивающая заштрихованную часть в области аномальной дисперсии на рис б, – зависимость коэффициента поглощения от частоты света

Заключение

Колеблющийся под действием поля электромагнитной волны электрон (диполь) возбуждает вторичную волну. Распределение интенсивности излучения диполя в зависимости от угла между направлением наблюдения и осью диполя показано на рис. 7.

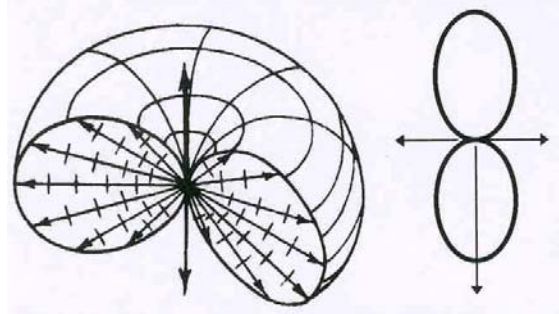


Рис.7. Индикатриса излучения диполя

Электромагнитная волна, распространяющаяся в веществе есть результат интерференции первичной волны со вторичными волнами, возникающими вследствие вынужденных колебаний электронов, обусловленных действием поля первичной волны.

Вторичные волны, складываясь с первичной, образуют результирующую волну. Вторичные волны, когерентны между собой и с первичной волной. Проходящая волна представляет собой сумму падающей волны и вторичных волн. Фазовая скорость первичной и вторичных волн в веществе равна c , но вторичная волна отстает по фазе от первичной. Эта задержка зависит от того, насколько частота падающей волны ω близка к собственной частоте колебаний электрона ω_0 . В однородном веществе в результате интерференции первичной и вторичной волн возникает результирующая волна, идущая в направлении падающей волны, но с

измененной скоростью. Интерференция уничтожает волны, идущие в боковых направлениях. **Скорость результирующей проходящей волны зависит от частоты падающей волны из-за зависимости от частоты фазы вторичных волн (если есть поглощение, то не только фазы, но и амплитуды вторичных волн будут зависеть от частоты падающей волны).** Различие между v и c будет тем больше, чем сильнее вынужденные колебания электронов (т.е. чем ближе частота волны к собственной частоте электрона). Отсюда вытекает существование зависимости v от ω , т. е. дисперсии.

Поглощение света

При прохождении электромагнитной волны через вещество часть энергии волны **затрачивается на возбуждение колебаний электронов**. Частично эта энергия вновь возвращается излучению в виде вторичных волн, возбуждаемых электронами; частично же она переходит в другие виды энергии (например, в энергию движения атомов, т. е. во внутреннюю энергию вещества).

Поглощением света называют явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе из-за преобразования энергии волны в другие виды энергии: во внутреннюю энергию вещества или в энергию вторичного излучения, имеющего иной спектральный состав (фотолюминесценция). Поглощение сопровождается нагреванием вещества, ионизацией или возбуждением атомов или молекул, фотохимическими процессами и т. д. Таким образом, интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается — свет поглощается в веществе. Вынужденные колебания электронов, а следовательно и поглощение света, становятся особенно интенсивными при резонансной частоте (см. изображенную пунктиром кривую поглощения на рис. 6).

Опыт показывает, что изменение интенсивности света на пути dl пропорционально величине этого пути и величине самой интенсивности:

$$dI = -\kappa I dl \quad (16)$$

В этом выражении κ — постоянная, зависящая от свойств поглощающего вещества и называемая коэффициентом поглощения. Знак минус поставлен потому, что с увеличением dl интенсивность уменьшается. Пусть на входе в поглощающий слой (на границе или в каком-то месте внутри вещества) интенсивность света равна I_0 . Найдем интенсивность I света, прошедшего слой вещества толщины l . Для этого проинтегрируем выражение (16), предварительно разделив переменные:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\kappa \int_{l_0}^l dl$$

В результате получим: $\ln I - \ln I_0 = -\kappa l$, $\ln \frac{I}{I_0} = -\kappa l$,

$$I = I_0 e^{-\kappa l}. \quad (17)$$

Соотношение (17) носит название закона Бугера-Ламберта. Согласно этому закону интенсивность света убывает в поглощающем веществе экспоненциально. При $l=1/\kappa$ интенсивность прошедшего света $I = I_0/e$, т.е. в e раз меньше, чем интенсивность падающего света I_0 . Таким образом, **коэффициент поглощения есть величина, обратная толщине слоя, при прохождении которого интенсивность света убывает в e раз (2.72 раза) и измеряется в обратных сантиметрах (см^{-1}).**

Коэффициент поглощения зависит от длины волны света (или частоты). У вещества, находящегося в таком состоянии, что атомы или молекулы практически не воздействуют друг на друга (газы и пары металлов при невысоком давлении), коэффициент поглощения для большинства длин волн, близок к нулю, лишь для очень узких спектральных областей (шириной в несколько сотых ангстрема) он обнаруживает резкие максимумы (рис. 8а).

Эти максимумы соответствуют резонансным (собственным) частотам колебаний электронов внутри атомов. В случае многоатомных молекул обнаруживаются также частоты, соответствующие колебаниям атомов внутри молекулы и вращению молекулы. Так как массы атомов в десятки тысяч раз больше массы электрона, молекулярные частоты бывают намного меньше атомных—они попадают в инфракрасную область спектра.

Твердые тела, жидкости и газы при высоких давлениях дают широкие полосы поглощения (рис. 8б). По мере повышения давления газов максимумы поглощения, первоначально очень узкие (см. рис. 8а), все более расширяются, и при высоких давлениях спектр поглощения газов приближается к спектрам поглощения жидкостей. Этот факт указывает на то, что расширение полос поглощения есть результат взаимодействия атомов друг с другом.

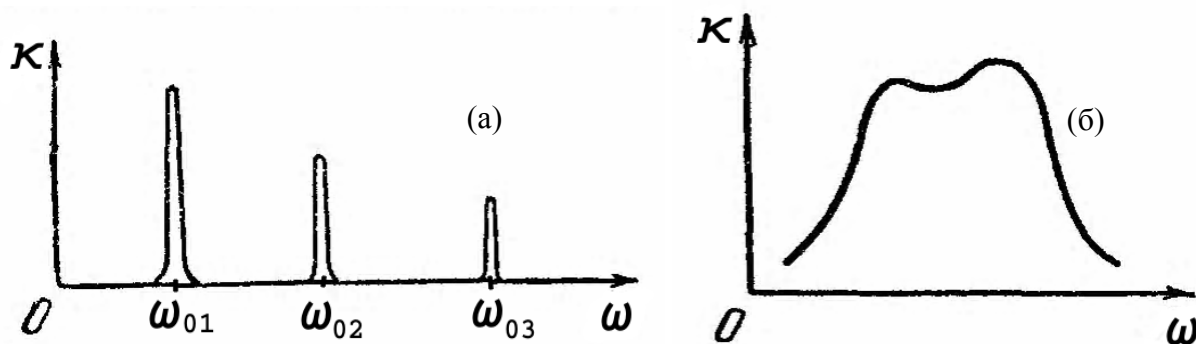


Рис.8

Металлы практически непрозрачны для света (κ для них составляет величину порядка десятков тысяч обратных сантиметров; для сравнения укажем, что для стекла $\kappa \sim 2 \text{ см}^{-1}$). Это обусловлено наличием в металлах свободных электронов. Под действием электрического поля световой волны свободные электроны приходят в движение — в металле возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся, в соответствии с законом Джоуля-Ленца, выделением тепла. В результате энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла.

Рассеяние света

Рассеянием света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе из-за **изменения направления распространения света**. Оно происходит в неоднородной среде (дифракция на мелких неоднородностях).

С классической точки зрения процесс рассеяния света заключается в том, что свет, проходящий через вещество, возбуждает колебания электронов в атомах. Колеблющиеся электроны становятся источниками вторичных волн, распространяющихся по всем направлениям. Это явление, казалось бы, должно при всех условиях приводить к рассеянию света. Однако вторичные волны являются когерентными, так что необходимо учесть их взаимную интерференцию. Соответствующий расчет показывает, что в случае **однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны.**

Рассмотрим оптически однородную среду, т.е. среду в которой оптические свойства в любых точках одинаковы. Покажем, что в такой среде рассеяние света будет отсутствовать и свет распространяется в первоначальном направлении. В однородной среде в одинаковых малых объемах световая волна индуцирует одинаковые когерентные вторичные волны. Пусть через эту среду распространяется плоская монохроматическая волна, как показано на рис. 9.

На волновом фронте AA' выделим объем V_1 с линейными размерами малыми по сравнению с длиной волны λ падающего света, но содержащий достаточно много молекул, чтобы среду можно было рассматривать как сплошную. В направлении, характеризуемом углом θ , объем V_1 излучает вторичную волну. На волновом фронте AA' всегда можно

выбрать другой объем V_2 , который в том же направлении излучает вторичную волну той же амплитуды, приходящую в точку наблюдения в противофазе с волной от V_1 . Такие волны полностью гасят друг друга в результате интерференции.

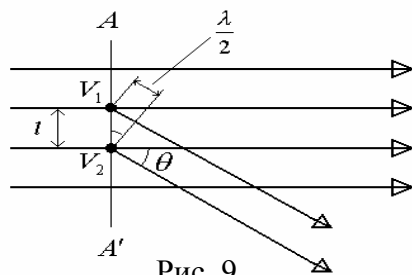


Рис. 9

Из рис. 9. видно, что расстояние между выделенными объемами должно быть равно $l = (\lambda/2) \sin \theta$. Взаимное гашение будет иметь место для вторичных волн излучаемых любой парой одинаковых объемов, расположенных на волновом фронте на расстоянии l . Полное гашение вторичных волн происходит для любого угла θ , кроме $\theta=0$, так как в этом направлении распространения падающей волны **все вторичные волны складываются синфазно** и образуют проходящую волну. Этим объясняется, что в однородной среде свет распространяется только в первоначальном направлении, и рассеяние света будет отсутствовать.

В направлении первичного луча вторичные волны, интерферируя с первичной проходящей волной, образуют результирующую волну с фазовой скоростью, отличной от c . Этим, как мы видели в предыдущих параграфах, объясняются преломление и дисперсия света.

В оптически неоднородных средах плотность вторичных излучателей (атомов, молекул) распределена неравномерно по фронту волны. Поэтому нарушается интерференционное гашение волн, идущих в боковых направлениях, и появляется рассеянный свет.

Таким образом, **рассеяние света возникает только в неоднородной среде**. Световые волны, дифрагируя на неоднородностях среды, дают дифракционную картину, характеризующуюся довольно равномерным распределением интенсивности по всем направлениям. Среда с явно выраженной оптической неоднородностью носят название **мутных сред**. К их числу принадлежат:

- 1) думы, т. е. взвеси мельчайших частиц в газах;
- 2) туманы — взвеси в газах мельчайших капелек жидкости;
- 3) взвеси или суспензии, образованные плавающими в жидкости твердыми частичками;
- 4) эмульсии, т. е. взвеси мельчайших капелек одной жидкости в другой, не растворяющей первую (примером эмульсии может служить молоко, представляющее собой взвесь капелек жира в воде);
- 5) мутные твердые тела вроде перламутра, опалов, молочных стекол и т. д.

В результате рассеяния света в боковых направлениях интенсивность в направлении распространения убывает быстрее, чем в случае одного лишь поглощения. Поэтому для мутного вещества в выражении (17), наряду с коэффициентом истинного поглощения μ , должен стоять добавочный коэффициент k' , обусловленный рассеянием:

$$I = I_0 e^{-(\mu + k')l} \quad (18)$$

Если размеры неоднородностей малы по сравнению с длиной световой волны (не более $\sim 0,1\lambda$), интенсивность рассеянного света оказывается пропорциональной четвертой степени частоты или обратно пропорциональной четвертой степени Длины волны:

$$I \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (19)$$

Эта зависимость носит название закона Рэлея. Ее происхождение легко понять, если учесть, что согласно электромагнитной теории интенсивность вторичных волн пропорциональна квадрату ускорения излучающего электрона. Движение электрона под действием све-

товой волны происходит по гармоническому закону: $r = r_0 \cos \omega t$. В этом случае ускорение пропорционально ω^2 . Следовательно, интенсивность излучения будет пропорциональна ω^4 .

Если размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, электроны, находящиеся в различных местах неоднородности, колеблются с заметным сдвигом по фазе. Это обстоятельство усложняет явление и приводит к иным закономерностям. Интенсивность рассеянного света становится пропорциональной **всего лишь квадрату частоты (обратно пропорциональной квадрату длины волны)**. Напомним, что рассеянный свет является частично поляризованным.

Даже тщательно очищенные от посторонних примесей и загрязнений жидкости и газы, которых нельзя назвать мутными средами, в некоторой степени рассеивают свет. Л. И. Мандельштам и М. Смолуховский установили что причиной появления оптических неоднородностей являются в этом случае **флуктуации плотности** (т.е. наблюдаемые в пределах малых объемов отклонения плотности от ее среднего значения). Эти **флуктуации вызваны беспорядочным движением молекул вещества**; поэтому обусловленное ими **рассеяние света называется молекулярным**. Молекулярным рассеянием объясняется голубой цвет неба. Непрерывно возникающие в атмосфере, вследствие беспорядочного молекулярного движения, **места сгущения и разрежения воздуха рассеивают солнечный свет**. При этом согласно закону (19), **голубые и синие лучи рассеиваются сильнее**, чем желтые и красные, обуславливая голубой цвет неба. Когда Солнце находится низко над горизонтом, на восходе и на закате, распространяющееся от него излучение проходит большую толщу рассеивающей среды, в результате чего оно оказываются обедненным малыми (синими) и обогащенным большими (красными) длинами волн. По этой причине небо на восходе и на закате окрашивается в красные тона.