

ДИСПЕРСИЯ, ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ СВЕТА

ЛЕКЦИЯ 14. Дисперсия света

Дисперсия света называется зависимость показателя преломления n вещества от частоты ν (длины волны λ) света или зависимость фазовой скорости v световых волн от его частоты ν . Дисперсия света представляется в виде зависимости

$$n = f(\lambda). \quad (35.1)$$

Следствием дисперсии является разложение в спектр пучка белого света при прохождении его через призму. Первые экспериментальные наблюдения дисперсии света принадлежат И. Ньютону (1672 г.).

Рассмотрим дисперсию света в призме. Пусть монохроматический пучок света падает на призму с преломляющим углом A и показателем преломления n (рис.35.1) под углом α_1 . После двукратного преломления (на левой и правой гранях призмы) луч оказывается отклоненным от первоначального направления на угол φ .

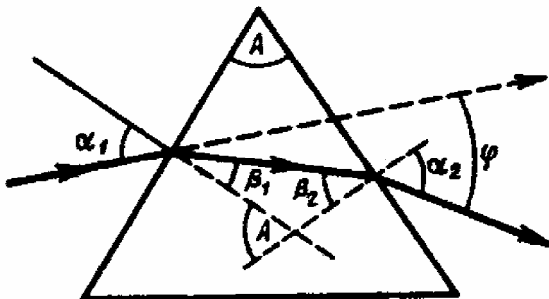


Рис.35.1. Дисперсия света в призме.

Из рисунка (35.1) следует, что

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - A. \quad (35.2)$$

Предположим, что углы A и α_1 малы, тогда углы α_2 , β_1 и β_2 будут также малы и вместо синусов этих углов можно воспользоваться их значениями. Поэтому $\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n$, $\frac{\beta_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}$,

а так как $\beta_1 + \beta_2 = A$, то $\alpha_2 = \beta_2 n = n(A - \beta_1) = n \left(A - \frac{\alpha_1}{n} \right) = nA - \alpha_1$, откуда

$$\alpha_1 + \alpha_2 = nA. \quad (35.3)$$

Из выражений (35.2) и (35.3) следует, что

$$\varphi = A(n - 1), \quad (35.4)$$

т. е. угол отклонения лучей призмой тем больше, чем больше преломляющий угол призмы.

Из выражения (35.4) вытекает, что угол отклонения лучей призмой зависит от величины $n - 1$, а n - функция длины волны, поэтому лучи разных длин волн после прохождения призмы окажутся отклоненными на разные углы, т. е. пучок белого света за призмой разлагается в спектр, что и наблюдалось И. Ньютоном. Таким образом, с помощью призмы, так же как и с помощью дифракционной решетки, разлагая свет в спектр, можно определить его спектральный состав.

Рассмотрим *различия в дифракционном и призматическом спектрах*.

1. Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) можно вычислить длину волны. Разложение света в спектр в призме происходит по значениям показателя преломления, поэтому для определения длины волны света надо знать зависимость $n = f(\lambda)$.

2. Составные цвета в дифракционном и призматическом спектрах располагаются различно. Из формулы для дифракции на решетке $d \cdot \sin \varphi = k\lambda$ следует, что в дифракционной решетке синус угла отклонения пропорционален длине волны. Следовательно, красные лучи, имеющие большую длину волны, чем фиолетовые, отклоняются дифракционной решеткой сильнее. Призма же разлагает лучи в спектр по значениям показателя преломления, который для всех прозрачных веществ с увеличением длины волны уменьшается (рис.35.2). Поэтому красные лучи отклоняются призмой слабее, чем фиолетовые.

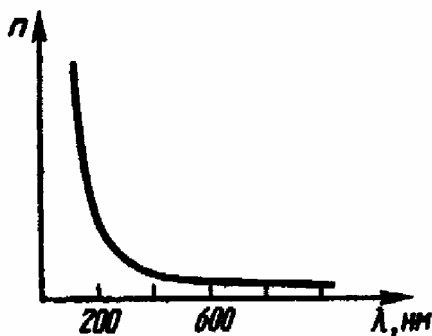


Рис.35.2 Зависимость показателя преломления стекла от длины волны в видимой области и в области «ближнего ультрафиолета».

Величина

$$D = \frac{dn}{d\lambda},$$

называемая **дисперсией вещества**, показывает, как быстро изменяется показатель преломления с длиной волны. Из рис.35.2 следует, что показатель преломления для прозрачных веществ с уменьшением длины волны увеличивается; следовательно, величина $dn/d\lambda < 0$ по модулю также увеличивается с уменьшением λ . Такая **дисперсия** называется **нормальной**. Как будет показано ниже, ход кривой $n(\lambda)$ - **кривой дисперсии** - вблизи линий и полос поглощения будет иным: n уменьшается с уменьшением λ ($dn/d\lambda > 0$). Такой ход зависимости n от λ называется **аномальной дисперсией**.

На явлении нормальной дисперсии основано действие **призмных спектрографов**. Несмотря на их некоторые недостатки (например, необходимость градуировки, различная дисперсия в разных участках спектра) при определении спектрального состава света, призмные спектрографы находят широкое применение в спектральном анализе. Это объясняется тем, что изготовление хороших призм значительно проще, чем изготовление хороших дифракционных решеток. В призмных спектрографах также легче получить большую светосилу.

Электронная теория дисперсии света

Из макроскопической электромагнитной теории Максвелла следует, что абсолютный показатель преломления среды

$$n = \sqrt{\epsilon\mu},$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, μ — магнитная проницаемость. В оптической области спектра для всех веществ $\mu \approx 1$, поэтому

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (35.5)$$

Из формулы (35.5) выявляются некоторые противоречия с опытом: величина n , являясь переменной (см. предыдущий параграф), остается в то же время равной опре-

деленной постоянной $\sqrt{\epsilon}$. Кроме того, значения n , получаемые из этого выражения, не согласуются с опытными значениями. Трудности объяснения дисперсии света с точки зрения электромагнитной теории Максвелла устраняются электронной теорией Лоренца. В теории Лоренца дисперсия света рассматривается как результат взаимодействия электромагнитных волн с заряженными частицами, входящими в состав вещества и совершающими вынужденные колебания в переменном электромагнитном поле волны.

Применим электронную теорию дисперсии света для однородного диэлектрика, предположив формально, что дисперсия света является следствием зависимости ϵ от частоты ω световых волн. Диэлектрическая проницаемость вещества, по определению, равна

$$\epsilon = 1 + \alpha = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E},$$

где α - диэлектрическая восприимчивость среды, ϵ_0 - электрическая постоянная, P — мгновенное значение поляризованности. Следовательно,

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E}, \quad (35.6)$$

т. е. зависят от P . В данном случае основное значение имеет электронная поляризация, т. е. вынужденные колебания электронов под действием электрической составляющей поля волны, так как для ориентационной поляризации молекул частота колебаний в световой волне очень высока ($\nu \approx 10^{15}$ Гц).

В первом приближении можно считать, что вынужденные колебания совершают только внешние, наиболее слабо связанные с ядром электроны — **оптические электроны**. Для простоты рассмотрим колебания только одного оптического электрона. Наведенный дипольный момент электрона, совершающего вынужденные колебания, равен $p = ex$, где e — заряд электрона, x — смещение электрона под действием электрического поля световой волны. Если концентрация атомов в диэлектрике равна n_0 то мгновенное значение поляризованности

$$P = n_0 p = n_0 ex. \quad (35.7)$$

Из (35.6) и (35.7) получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e x}{\epsilon_0 E}. \quad (35.8)$$

Следовательно, задача сводится к определению смещения x электрона под действием внешнего поля E . Поле световой волны будем считать функцией частоты ω , т. е. изменяющимся по гармоническому закону: $E = E_0 \cos \omega t$.

Уравнение вынужденных колебаний электрона для простейшего случая (без учета силы сопротивления, обуславливающей поглощение энергии падающей волны) запишется в виде

$$x'' + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \cos \omega t = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t, \quad (35.9)$$

где $F_0 = eE_0$ — амплитудное значение силы, действующей на электрон со стороны поля волны, $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ — собственная частота колебаний электрона, m — масса электрона.

Решив уравнение (35.9), найдем $\epsilon = n^2$ в зависимости от констант атома (e , m , ω_0) и частоты ω внешнего поля, т. е. решим задачу дисперсии. Решение уравнения (35.9) можно записать в виде

$$x = A \cos \omega t, \quad (35.10)$$

где

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (35.11)$$

в чем можно убедиться подстановкой. Подставляя (35.10) и (35.11) в (35.9), получим

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (35.12)$$

Если в веществе имеются различные заряды e_i , совершающие вынужденные колебания с различными собственными частотами ω_{oi} , то

$$n^2 = 1 + \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_i \frac{e_i^2}{m_i (\omega_{oi}^2 - \omega^2)}, \quad (35.12)$$

где m_i — масса i -го заряда (это могут быть, например, массы ионов кристаллической решетки).

Из выражений (35.11) и (35.12) вытекает, что показатель преломления n зависит от частоты ω внешнего поля, т. е. полученные зависимости действительно подтверждают явление дисперсии света, хотя и при указанных выше допущениях, которые в дальнейшем надо устранить. Из формул (35.11) и (35.12) следует, что в области от $\omega=0$ до $\omega = \omega_0$ величина n^2 больше единицы и возрастает с увеличением ω (нормальная дисперсия); при $\omega = \omega_0$ величина $n^2 = \pm\infty$; в области от $\omega = \omega_0$ до $\omega = \infty$ n^2 меньше единицы и возрастает от $-\infty$ до 1 (нормальная дисперсия). Перейдя от n^2 к n , получим, что график зависимости n от ω в широком интервале частот имеет вид, изображенный на рис.35.4.

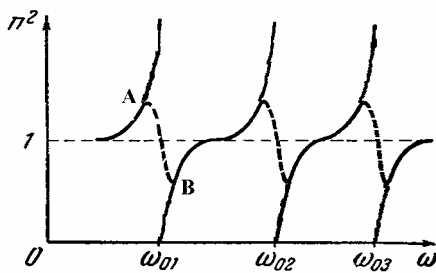


Рис.35.4. Дисперсионные кривые.

Такое поведение n вблизи ω_0 — результат допущения об отсутствии сил сопротивления при колебаниях электронов. Если принять в расчет и это обстоятельство, то график функции $n(\omega)$ вблизи ω_0 задается штриховой линией AB . Область AB - область аномальной дисперсии (величина n убывает при возрастании ω), остальные участки зависимости n от ω описывают нормальную дисперсию (n возрастает с возрастанием ω).

Российскому физику Д. С. Рождественскому (1876—1940) принадлежит классическая работа по изучению аномальной дисперсии в парах натрия. Он разработал интерференционный метод (так называемый метод «крюков Рождественского», см., например, Н.И.Калитиевский, «Волновая оптика», - М., «Наука», 1971г., 375 с.) для очень точного измерения показателя преломления паров и экспериментально показал, что формула (35.12) правильно характеризует зависимость n от ω , а также ввел в нее поправку, учитывающую квантовые свойства света и атомов.

Лекция 15. Поглощение (абсорбция) света

Поглощением (абсорбцией) света называется явление уменьшения энергии световой волны при ее распространении в веществе вследствие преобразования энергии волны в другие виды энергии. В результате поглощения интенсивность света при прохождении через вещество уменьшается.

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). 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.35.4).

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

$$dI = -\alpha I dl. \quad (35.13)$$

В этом выражении α - **постоянная**, зависящая от свойств поглощающего вещества и называемая **коэффициентом поглощения**. Знак минус поставлен потому, что dI и dl имеют разные знаки.

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 (35.13), предварительно разделив переменные:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dl.$$

В результате получим: $\ln I - \ln I_0 = -\alpha l$, откуда

$$I = I_0 e^{-\alpha l}. \quad (35.14)$$

Соотношение (35.14) носит название **закона Бугера**. Согласно этому закону интенсивность света убывает в поглощающем веществе экспоненциально. При $l = 1/\alpha$ интенсивность I оказывается в e раз меньше, чем I_0 . Таким образом, коэффициент поглощения есть величина, обратная толщине слоя, при прохождении которого интенсивность света убывает в e раз.

Коэффициент поглощения зависит от длины волны света λ (или частоты ω). 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 и лишь для очень узких спектральных областей (шириной в несколько сотых ангстрема) обнаруживает резкие максимумы, (рис.35.5).



Рис.35.5. Линеячатый спектр поглощения .

Эти максимумы соответствуют резонансным частотам колебаний электронов внутри атомов. На рис. 35.6 представлены типичная зависимость коэффициента поглощения α от длины волны света λ и зависимость показателя преломления n от λ в области полосы поглощения. Из рисунка следует, что внутри полосы поглощения наблюдается аномальная дисперсия (n убывает с уменьшением λ).

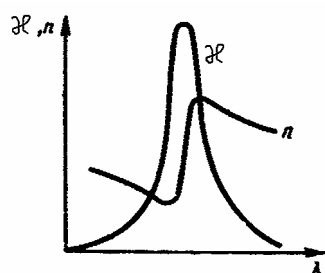


Рис.35.6. Поведение показателя преломления вещества вблизи полосы поглощения.

Однако поглощение вещества должно быть значительным, чтобы повлиять на ход показателя преломления.

В случае многоатомных молекул обнаруживаются также частоты, соответствующие колебаниям атомов внутри молекул. Так как массы атомов в десятки тысяч раз больше массы электрона, молекулярные частоты бывают намного меньше атомных - они попадают в инфракрасную область спектра. В частности кристаллы кремния являются прозрачными в области инфракрасного света.

Твердые тела, жидкости и газы при высоких давлениях дают широкие полосы поглощения (рис.35.7).

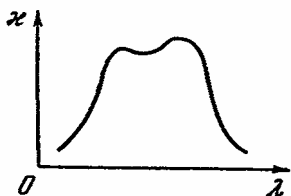


Рис.35.7. Спектр поглощения конденсированной среды.

По мере повышения давления газов максимумы поглощения, первоначально очень узкие (см. рис. 35.5), 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.

Металлы практически непрозрачны для света (κ для них составляет величину порядка десятков тысяч обратных сантиметров; для сравнения укажем, что для стекла $\kappa \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$). Это обусловлено наличием в металлах свободных электронов. Под действием электрического поля световой волны свободные электроны приходят в движение - в металле возникают быстропеременные токи, сопровождающиеся выделением лент-джоулева тепла. В результате энергия световой волны быстро уменьшается, превращаясь во внутреннюю энергию металла.

Зависимостью коэффициента поглощения от длины волны объясняется окрашенность поглощающих тел. Например, стекло, слабо поглощающее красные и оранжевые лучи и сильно поглощающее зеленые и синие, при освещении белым светом будет казаться красным. Если на такое стекло направить зеленый и синий свет, то из-за сильного поглощения света этих длин волн стекло будет казаться черным. Это явление используется для изготовления **светофильтров**, которые в зависимости от химического состава (стекла с присадками различных солей, пленки из пластмасс, содержащие красители, растворы красителей и т. д.) пропускают свет только определенных длин волн, поглощая остальные. Разнообразие пределов селективного (избирательного) поглощения у различных веществ объясняет разнообразие и богатство цветов и красок, наблюдающееся в окружающем мире.

Явление поглощения широко используется в **абсорбционном спектральном анализе** смеси газов, основанном на измерениях спектров частот и интенсивностей линий (полос) поглощения. Структура спектров поглощения определяется составом и строением молекул, поэтому изучение спектров поглощения является одним из основных методов количественного и качественного исследования веществ.

Лекция 15. Рассеяние света

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. Поэтому перераспределение света по направлениям, т. е. рассеяние света, отсутствует. 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.

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

Среды с явно выраженной оптической неоднородностью носят название мутных сред. К их числу принадлежат:

- 1) дымы, 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) 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.

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

$$I \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4}.$$

Эта зависимость носит название **закона Рэлея**.

Рассеяние света наблюдается также в чистых средах, не содержащих каких-либо частиц примесей (например, в чистых газах и жидкостях, истинных растворах). Оно называется **молекулярным рассеянием света** и обусловлено, как впервые предположил в 1908г. М. Смолуховский, флуктуациями плотности, возникающими в процессе хаотического теплового движения молекул среды. Дополнительными причинами возникновения оптической неоднородности в чистых средах с анизотропными (полярными) молекулами являются флуктуации ориентации молекул (флуктуации анизотропии), а в истинных растворах, кроме того, — флуктуации концентрации. А. Эйнштейн, основываясь на идее М. Смолуховского, создал в 1910 г. теорию молекулярного рассеяния света. Как показывают расчеты, размеры участков среды, соответствующих более или менее значительным флуктуациям, при обычных условиях значительно меньше длин волн видимого света. Поэтому теория Эйнштейна привела к тем же результатам в отношении зависимости интенсивности рассеянного света от λ , а также характера поляризации рассеянного света, что и теория Рэлея.

Молекулярным рассеянием в атмосфере коротковолновой части видимого солнечного света объясняется голубой цвет неба. По тем же причинам при восходе и закате прямой солнечный свет, прошедший сквозь значительную толщу атмосферы, должен

быть красно-оранжевым. Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Этим объясняется более насыщенный цвет неба в ясный летний день по сравнению с таким же зимним днем.