

волны возникает ускоренное движение элементарных электрич. зарядов в веществе. Излучение этих зарядов складывается с полем исходной волны и служит причиной Д. с. В прозрачных диэлектриках оптический (ша-ходящийся на внеш. орбите) электрон рассматривается как затухающий гармонич. осциллятор, его дипольный момент удовлетворяет ур-нию

$$\frac{d^2 p}{dt^2} + 2\gamma \frac{dp}{dt} + \omega_0^2 p = (e^2/m) E_{эфф} \exp(i\omega t), \quad (3)$$

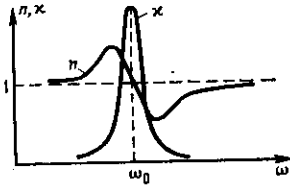
где e и m — заряд и масса электрона, p — проекция индуциров. дипольного момента на направление вектора E , $E_{эфф}$ — амплитуда электрич. поля, действующего на электрои, ω_0 — собств. частота, γ — коэф. затухания этого диполя. Для разреженных газов действую- щее поле приближенно совпадает со ср. макроскопич. полем, входящим в ур-ния Максвелла: $E_{эфф} \approx E_0$. Частное решение ур-ния (3), соответствующее устано- вившемуся режиму колебаний, имеет вид

$$p = p_0 \exp(i\omega t), \quad p_0 = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\gamma\omega} E_0 = \alpha(\omega) E_0,$$

где $\alpha(\omega)$ — *поляризуемость* атома. Между гармонич. изменениями дипольного момента и внеш. поля имеется разность фаз, а по мере приближения частоты воздейст- вия к ω_0 амплитуда колебаний быстро увеличивается (резонанс, обуславливающий поглощение света).

Реальное вещество, напр. газ, моделируется ансамб- лем осцилляторов, что приводит к появлению специ-

Рис. 3. Зависимость показателя преломления n и коэффициента поглощения κ для газа от частоты.



фич. особенностей: столкновения между атомами могут приводить к «сбою» фазы колебания или термализации запасённой энергии; тепловое движение атомов приво- дит к появлению непрерывного распределения собств. частот с центром в точке ω_0 (см. *Уширение спектраль- ных линий*). В конденсиров. средах аналогичные посл- едствия вызывают наличие дислокаций, примесей, тепловые флуктуации плотности и т. д. Коэф. Γ за- тухания поляризации единицы объёма диэлектрика, со- держащей N диполей, определяется, как правило, рас- фазировкой всех диполей. Поэтому комплексная ампл- итуда поляризации единицы объёма (при однородном уширении спектральной линии) записывается в виде

$$P_0 = \frac{Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega} E_0. \quad (4)$$

Из соотношения между векторами $D = E + 4\pi P = \epsilon E$ следует, что

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega}. \quad (5)$$

Учитывая выражение для комплексного показателя преломления $\tilde{n} = n - i\kappa = \sqrt{\epsilon}$ (где n характеризует преломление, а κ — поглощение), получим

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2/m}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} (\omega_0^2 - \omega^2), \quad (6)$$

$$n\kappa = \frac{4\pi N e^2/m}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} \omega\Gamma.$$

Зависимость n и κ от частоты ω представлена на рис. 3.

В конденсиров. средах существенным становится взаимодействие молекул. Если среда статистически изо- тропна или представляет собой кристалл с кубич. сим- метрией, то действующее поле связано со ср. макро- скопич. полем простым соотношением $E_{эфф} = E +$

$+4\pi P/3$. Подстановка этого соотношения в правую часть ур-ния (3) приводит к *Лоренц — Лоренца формуле*

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{\tilde{n}^2 - 1}{\tilde{n}^2 + 2} = \frac{4\pi N}{3} \alpha(\omega). \quad (7)$$

Классич. теория позволяет учесть наличие в вещест- ве разл. видов осцилляторов с собств. частотами ω_k и коэф. затухания Γ_k ($k=1, 2, 3, \dots$) и обобщить ф-лу (5) след. образом:

$$\epsilon = 1 + 4\pi N \sum_k \frac{e^2}{m} \frac{f_k}{\omega_k^2 - \omega^2 + 2i\Gamma_k\omega}, \quad (8)$$

эмпирич. константа f_k наз. силой осциллято- ра и характеризует относит. вклад определ. типа ко- лебаний в поляризуемость на данной частоте. Собств. частоты электронных колебаний обычно расположены в УФ-области спектра (реже — в видимой), ионных — в ИК-области. С помощью дисперсионной ф-лы (8) по результатам эксперим. измерения поглощения или преломления в пределах спектральных линий (полос) можно определить эмпирич. константы ω_k , Γ_k , f_k и построить аппроксимац. ф-лу, пригодную для вычис- ления зависимости $\epsilon(\omega)$ в широком спектральном диа- пазоне.

В полуклассич. описании Д. с. атом (молекула) рас- сматривается как квантовая система, обладающая диск- ретным набором энергетич. состояний ϵ_k . Переход с низшего энергетич. состояния ϵ_k на высшее ϵ_r сопро- вождается поглощением кванта энергии $\hbar\omega_{rk} = \epsilon_r - \epsilon_k$, а при обратном переходе — излучением. Воздействие на атом классич. эл.-магн. поля световой волны учи- тывается с помощью теории возмущений. Зависимость поляризуемости от частоты вне линий поглощения имет вид

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_n \sum_k w_k \frac{f_{nk}}{\omega_k^2 - \omega^2}, \quad (9)$$

где w_k — вероятность нахождения атома в состоянии с энергией ϵ_k ; силы осцилляторов связаны с матричными элементами дипольного перехода след. соотношением

$$f_{nk} = \frac{2m}{3e^2\hbar} \omega_{rk} |p_{rk}|^2. \quad (10)$$

Оси. значение квантового подхода состоит в том, что он раскрывает смысл эмпирич. констант и позволяет связать дипольные моменты перехода и др. внутриаом- ные характеристики с экспериментально измеряемыми величинами.

Квантовая теория предсказала принципиально новое явление — отрицательную дисперсию. В среде с инверсной населённостью $w_r > w_k$ переходы с верхних уровней на нижние сопровождаются усилен- ием света, что соответствует отрицат. значениям силы осциллятора f_{nk} . (Обычно силы осцилляторов считаются положительными для поглощения и отрицательными для испускания.) Наличие отрицат. слагаемых в диспер- сионной ф-ле (10) экспериментально обнаружено Р. Ла- денбургом (R. Ladenburg) в 1930. Отрицат. Д. с. ти- пична для всех лазерных сред.

Влияние диспергирующей среды на огибающую све- тового импульса или диаграмму направленности пучка учитывается путём разложения поля падающей волны по плоским гармонич. волнам и наложения соответст- вующих граничных условий. При распространении в веществе гармонич. волны фаза поля, излучаемого ди- полями, отличается от фазы действующего поля. излу- чение диполей представляется в виде суммы двух чле- нов, один из к-рых гасит падающую волну, распро- страняющуюся со скоростью c , а другой удовлетворяет вол- новому ур-нию с фазовой скоростью $v_\phi = c/n(\omega)$. Нали- чие мнимой части показателя преломления $\kappa(\omega)$ при- водит к уменьшению амплитуды волны с расстоянием (см. *Поглощение света*).