

Министерства Высшего и Среднего Специального
образования Республики Узбекистан

Ташкентский государственный технический университет
Факультет Электроники и Автоматики

Кафедра «Общей физики»

РЕФЕРАТ

**Тема: Классическая электронная теория
дисперсии света**

Выполнила: студентка группы 80-14 Н.Гафурова
Приняла: ст.преп. Д.Шукурова

Ташкент 2015

План:

1. Оптически прозрачные среды немагнитны
2. Оптический электрон совершает вынужденные колебания в поле световой волн.
3. Неограниченное возрастание χ и n при ω_0 физически бессмысленно и практически неосуществимо.

Классическая электронная теория дисперсии света

1. Оптически прозрачные среды немагнитны ($\mu \approx 1$), так что для их показателей преломления справедлива формула из которой следует, что

где ε и χ - относительная диэлектрическая проницаемость и диэлектрическая восприимчивости среды. Таким образом, дисперсию света можно рассматривать как следствие зависимости ε и χ от частоты ν переменного электромагнитного поля света, вызывающего поляризацию среды. Для частот видимого света поляризация среды происходит только вследствие смещения оптических электронов атомов и молекул. Таким образом, поляризованность среды можно найти по формуле

$$\mathbf{P} = n_0 \mathbf{p}_e (1)$$

где n_0 - концентрация атомов (молекул) среды; \mathbf{p}_e - наведенный полем электрический момент атома, обусловленный смещением оптических электронов.

Если каждый атом содержит только один оптический электрон, то $\mathbf{p}_e = -e\mathbf{r}$, где \mathbf{r} - смещение электрона из положения равновесия, и поляризованность среды

$$\mathbf{P} = -n_0 e \mathbf{r}. (2)$$

С другой стороны, по формуле (15.9)

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E}, (3)$$

где \mathbf{E} - напряженность электрического поля световой волны.

Из (33.6) - (33.8) видно, что для отыскания вида зависимости показателя преломления среды от частоты света нужно найти связь между смещением \mathbf{r} оптического электрона и напряженностью \mathbf{E} поля.

2. Оптический электрон совершает вынужденные колебания в поле световой волны под действием следующих сил:

а) возвращающей квазиупругой силы $\mathbf{F}_в = -m\omega_0^2 \mathbf{r}$, где m и ω_0 - масса электрона и циклическая частота его свободных колебаний;

б) силы сопротивления, пропорциональной скорости электрона:
 $F_c = -2m\beta \frac{dr}{dt}$, где β – коэффициент затухания свободных колебаний электрона;

в) вынуждающей силы $F = -eE$, действующей на электрон со стороны переменного поля напряженностью E .

Управление вынужденных колебаний

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\beta \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E. \quad (4)$$

В случае линейно поляризованного монохроматического света с циклической частотой ω напряженность поля $E = E_0 \cos \omega t$, где $E_0 = \text{const}$ – вектор амплитуды. Если, кроме того, среда не поглощает свет, то $\beta = 0$ и установившиеся вынужденные колебания оптического электрона, как легко проверить, совершаются по закону

$$r = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos \omega t. \quad (5)$$

В этом случае поляризованность среды

$$P = n_0 e^2 E / m(\omega_0^2 - \omega^2), \quad (6)$$

$$\chi = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (7)$$

так что зависимость показателя преломления среды от ω имеет вид.

$$n^2 = 1 + n_0 e^2 / \varepsilon_0 m(\omega_0^2 - \omega^2). \quad (8)$$

Таким образом, по мере увеличения ω от 0 до ω_0 абсолютный показатель преломления среды монотонно возрастает от статического показателя преломления $n(0) = \sqrt{1 + n_0 e^2 / (m\varepsilon_0 \omega_0^2)}$ до $+\infty$. При $\omega = \omega_0$ значение n скачкообразно изменяется от $+\infty$ до $-\infty$, а по мере дальнейшего увеличения ω от ω_0 до ∞ значение n вновь монотонно возрастает от $-\infty$ до 1. График зависимости $n(\omega)$ по формуле (33.11).

3. Неограниченное возрастание χ и n при ω_0 физически бессмысленно и практически неосуществимо. При значениях ω , близких ω_0 , нельзя пренебрегать поглощением света в среде и считать $\beta=0$. В поглощающей среде (т.е. при $\beta \neq 0$) колебания оптического электрона и поляризованности P сдвинуты по фазе относительно колебаний напряженности E поля:

$$r = A \cos \omega t + \varphi_0. \quad (9)$$

Амплитуду A и сдвиг фаз φ_0 можно найти по формулам, заменив в них Ω на ω и F_0 на $-eE_0$:

$$A = -eE_0 / m \sqrt{\omega_0^2 - \omega^2 + 4\beta^2 \omega^2}, \quad (10)$$

$$\text{tg } \varphi_0 = -2\beta\omega / (\omega_0^2 - \omega^2).$$

Соответственно

$$P = \frac{n_0 e^2 E_0 \cos(\omega t + \varphi_0)}{m \omega_0^2 - \omega^2 + 4\beta^2 \omega^2}. \quad (11)$$

Можно показать, что из (11) следует такая зависимость $n(\omega)$, которая отличается от (8) только в области значений ω , близких к ω_0 .

Для описания свойств поглощающей свет среды вводят наряду с комплексным показателем преломления $n = n - i$ **комплексную диэлектрическую восприимчивость** и **комплексную диэлектрическую проницаемость**

Литература

1. А.А. Детлаф. Курс Общей физики. Москва, Академия, 2007
2. Т.И. Трофимова. Курс Общей физики. Москва, Академия, 2007