

*Лекция 13-14.* Электромагнитная  
природа света. Взаимодействие  
электромагнитных волн с веществом

## ***Вопросы:***

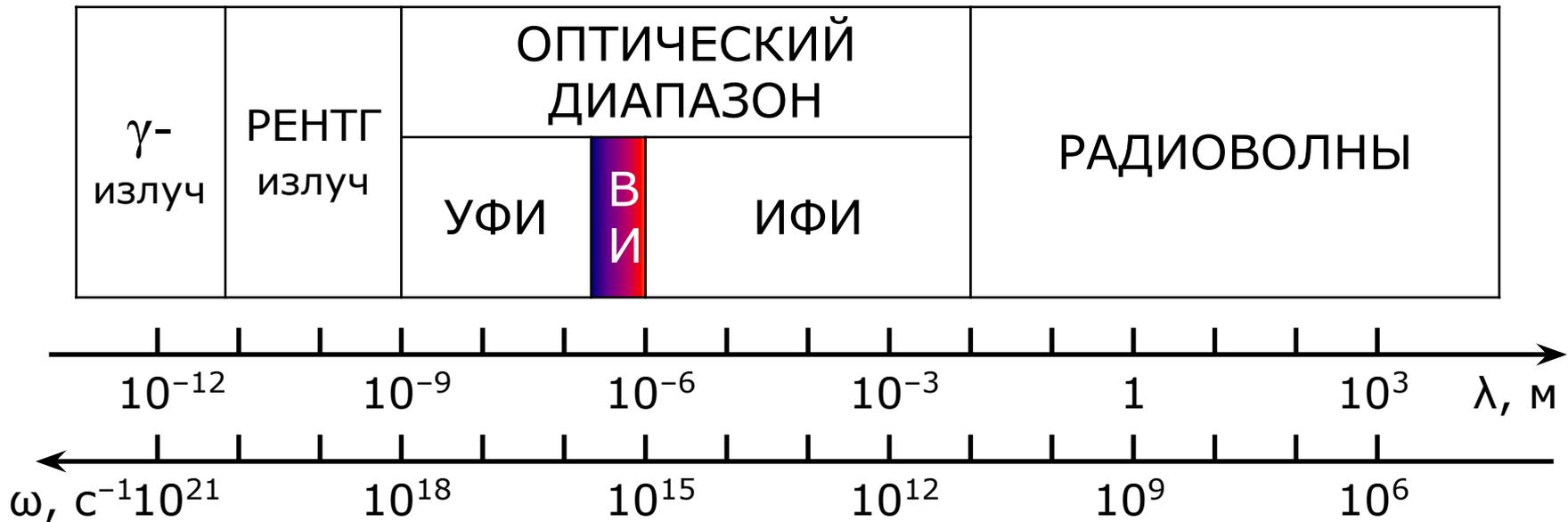
- Шкала электромагнитных излучений
- Краткая историческая справка о развитии взглядов на природу света
- Световая электромагнитная волна и ее характеристики
- Интенсивность световой волны
- Отражение и преломление электромагнитной волны на границе раздела двух диэлектриков
- Классическая электронная теория дисперсии
- Нормальная и аномальная дисперсия
- Поглощение света
- Закон Бугера
- Рассеяние света

# Шкала электромагнитных излучений

- Оптическое излучение

Различают несколько видов электромагнитных (э/м) излучений: **радиоволны**; **оптическое излучение**; **рентгеновское излучение**;  $\gamma$ -излучение.

Им присущи соответствующие длины волн и частоты.



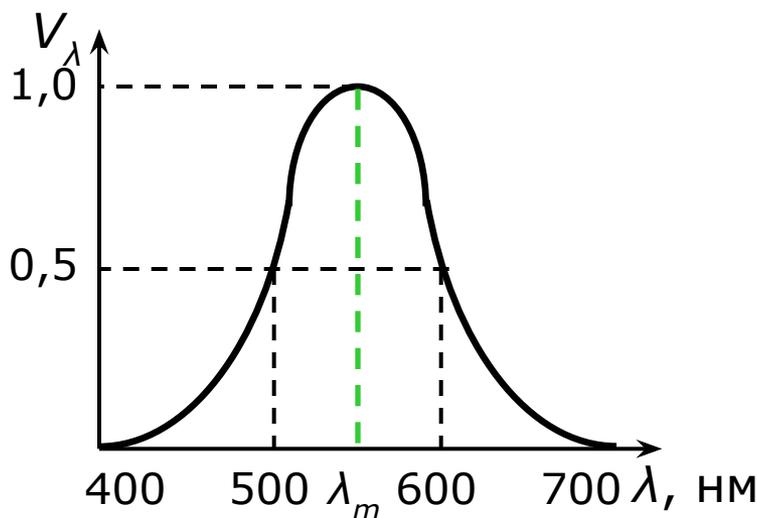
В дальнейшем будем рассматривать, в основном, оптический диапазон э/м волн и особенно его *видимую* (человеческим глазом) область: **380** <  $\lambda$  < **760** нм.

# Шкала электромагнитных излучений

Раздел физики, занимающийся изучением природы света, а именно изучением закономерностей испускания, распространения и взаимодействия света с веществом, называется *оптикой*.

- **Кривая видности**

В видимом диапазоне действие света на человеческий глаз (т.е. световое ощущение) весьма сильно зависит от  $\lambda$ . Чувствительность среднего (нормального) глаза к свету разной длины волны характеризуют *кривой видности* или кривой относительной спектральной чувствительности.



Максимум чувствительности приходится на зеленый участок ВИ, т.е. на  $\lambda_m = 550$  нм.

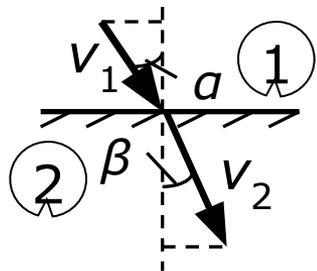
Для характеристики интенсивности света с учетом его способности вызывать зрительное ощущение (с учетом  $V_\lambda$ ) $^\infty$  используют **СВЕТОВОЙ ПОТОК**:  $\Phi = \int V_\lambda \cdot \phi_\lambda d\lambda$  где

$\phi_\lambda = d\Phi_\varepsilon / d\lambda$  – распределение потока по длинам волн;  $\Phi$  в [Лм].

# Краткая историческая справка о развитии взглядов на природу света

- Ньютоновская корпускулярная теория света

В конце 17 в. И. Ньютоном было предложено рассматривать свет как поток частиц, испускаемых источником и распространяющихся в однородной среде прямолинейно. Отражение и преломление света эта теория объясняла механистически: отражение световой корпускулы от зеркала сравнивалось с отражением упругого шарика от стенки; преломление света объяснялось притяжением корпускулы при переходе из одной среды в другую частицами второй среды. При этом полагалось, что в двух средах тангенциальные составляющие скорости света сохранялись, т. е.  $v_{1\tau} = v_{2\tau}$ , а нормальные – изменялись. В связи с этим, так как  $v_{1\tau} \equiv v_1 \cdot \sin \alpha$  и  $v_{2\tau} = v_2 \cdot \sin \beta$ , то относительный показатель преломления этих сред (по определению  $n_{21} = \sin \alpha / \sin \beta$ ) будет равен отношению скоростей корпускулы  $v_2 / v_1$ . В случае  $n_{21} > 1$  имеем  $v_2 > v_1$ , т.е. частица движется в более плотной среде быстрее, чем в менее плотной, что невероятно?!



Также ньютоновская теория света не смогла объяснить такие явления как интерференция, дифракция, поляризация (1817 г.) и в 19 в. уступила место волновой теории.

# Краткая историческая справка о развитии взглядов на природу света

- Волновая теория света Хр. Гюйгенса

Волновая теория света, впервые выдвинутая голландцем Хр. Гюйгенсом в работе «Трактат о свете» (1690 г.), рассматривала свет как упругий импульс, распространяющийся в «световом эфире». Под «эфиром» понималась особая среда, заполняющая все пространство и пронизывающая вещество.

Согласно Гюйгенсу свет – это упругие волны в «эфире», подобные звуковым волнам в воздухе. Волновая теория хорошо объясняла явления интерференции и дифракции.

Но, когда эксперименты по поляризации света указали на факт поперечности световых волн, представления о «механическом эфире» проявили свою несостоятельность. Как известно, поперечные волны упругости возможны лишь в твердом теле, а принимать эфир за твердое тело – абсурдно (тогда бы эфир оказывал бы воздействия на движущиеся в нем объекты).

# Краткая историческая справка о развитии взглядов на природу света

- Электромагнитная волновая природа света

В 1865 г. Дж. Максвелл, создав замкнутую теорию э/м поля, показал, что переменные э/м поля распространяются в пространстве со скоростью света. Тем самым было установлено, что свет имеет электромагнитную природу и его можно рассматривать как э/м волну. Эта теория света позволила объяснить большой круг оптических явлений (интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия).

Однако на рубеже 19-20 вв. она столкнулась с «непреодолимыми» препятствиями при попытках объяснить с классических (неквантовых) позиций такие явления как фотоэффект, комптоновское рассеяние рентгеновских фотонов на веществе и др., где проявляются корпускулярные черты света.

# Краткая историческая справка о развитии взглядов на природу света

- Дуализм природы света

Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна (интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия), в других случаях – как поток особых частиц (не обладающих массой покоя) – фотонов (фотоэффект, эффект Комптона).

Синтез корпускулярных и волновых представлений о свете осуществляется *в современной квантовой теории*, которая рассматривает свет как поток фотонов, распространяющийся по законам электромагнитных волн.

# Световая электромагнитная волна и ее характеристики

- Световой вектор

В основе волновой оптики (здесь изучаются интерференция, дифракция, поляризация, дисперсия) лежат фундаментальные уравнения Максвелла.

В световой волне, как в э/м волне, колеблются векторы  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  по гармоническим законам:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_m \cdot \cos(\omega t - k \cdot \mathbf{r}) \end{cases}$$

Как показывают многочисленные эксперименты физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрическое и др. действия света вызываются, главным образом, колебаниями вектора электрического поля  $\mathbf{E}$ . В связи с этим в оптике обычно говорят о *световом векторе*, подразумевая под ним именно вектор  $\mathbf{E}$ .

Изменения во времени и пространстве проекции светового вектора на направление его колебания будем задавать уравнением:

$$E = E_m \cos(\omega t - k \cdot r + a_0) \quad (1)$$

где  $E_m$  (или  $A$ ) – амплитуда колебаний светового вектора,  $\omega$  – циклическая частота колебаний,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $r$  – расстояние от источника до рассматриваемой точки вдоль волны,  $a_0$  – начальная фаза колебаний (часто обнуляется).

# Световая электромагнитная волна и ее характеристики

- Абсолютный показатель преломления среды

*Абсолютным показателем преломления среды* называется отношение скорости света в вакууме к фазовой скорости световой волны в данной среде, т.е.

$$n = c / v \quad (2)$$

а с учетом выражения для фазовой скорости э/м волны  $v = c / \sqrt{\epsilon\mu}$

получаем 
$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (2a)$$

Причем для большинства прозрачных веществ  $\mu \approx 1$  и тогда

$$n \approx \sqrt{\epsilon} \quad (3)$$

Формула (3) связывает оптические и электрические свойства вещества. При этом в быстроизменяющихся электрических полях  $\epsilon = f(\omega)$  и этим объясняется *дисперсия света* – зависимость показателя преломления от частоты (или длины волны  $\lambda$ ), т.е.  $n(\omega)$ .

Среду с бóльшим показателем преломления называют оптически более плотной. При колебаниях с заданной частотой  $\nu$  длина волны в вакууме  $\lambda_0 = c / \nu$ , а в среде с показателем  $n$  имеем  $\lambda = v / \nu = c / (n \cdot \nu) = \lambda_0 / n$ , т.е.  $\lambda$  в  $n$ -раз меньше.

# Интенсивность световой волны

Световую волну характеризуют также *интенсивностью*  $I$  – это модуль среднего по времени значения вектора плотности потока энергии (вектора Пойнтинга  $\mathbf{S}$ ):

$$I = |\langle \mathbf{S} \rangle| = |\langle \mathbf{E} \times \mathbf{H} \rangle| \sim E_m \cdot H_m \quad (4)$$

*Замечание.* Размерность интенсивности в СИ: [Вт/м<sup>2</sup>] или [Лм/м<sup>2</sup>].

С учетом известного соотношения между  $E$  и  $H$  в э/м волне

$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} \cdot E_m = \sqrt{\mu\mu_0} \cdot H_m$ , причем для нашего случая  $\mu \approx 1$ , можно выразить  $H_m = \sqrt{\epsilon\epsilon_0/\mu\mu_0} \cdot E_m \approx n \cdot E_m \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ , следовательно на практике можно оценивать интенсивность как:

$$I \sim n \cdot E_m^2 \text{ или } I \sim n \cdot A^2 \quad (5)$$

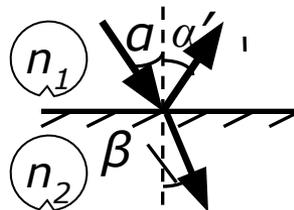
*Замечание.* При распространении света в однородной среде можно считать:  $I \sim A^2$ .

В случае изотропных сред *световые лучи* – линии, вдоль которых распространяется световая энергия – ортогональны волновым поверхностям, а вектор Пойнтинга всегда направлен по касательной к лучу, т.е. здесь он также перпендикулярен волновой поверхности и совпадает с направлением волнового вектора  $\mathbf{k}$ .

# <Законы геометрической оптики>

Пусть плоская э/м волна падает на плоскую границу раздела двух однородных прозрачных диэлектриков с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . Волна в этом случае частично отражается от границы раздела, а частично преломляется и переходит во вторую среду.

- Закон прямолинейного распространения света в однородной среде.
- Закон отражения света: угол отражения  $\alpha'$  равен углу падения  $\alpha$ .
- Закон преломления света (закон Снеллиуса): отношение синуса угла падения  $\alpha$  к синусу угла преломления  $\beta$  есть относительный показатель преломления второй среды к первой  $n_{21}$  или отношение абсолютного показателя преломления второй среды к показателю первой среды, т. е.  
$$\sin \alpha / \sin \beta = n_{21} = n_2 / n_1$$
- Луч падающий, луч отраженный и луч преломленный лежат в одной плоскости с нормалью к точке падения луча. Общую плоскость называют *плоскостью падения*.

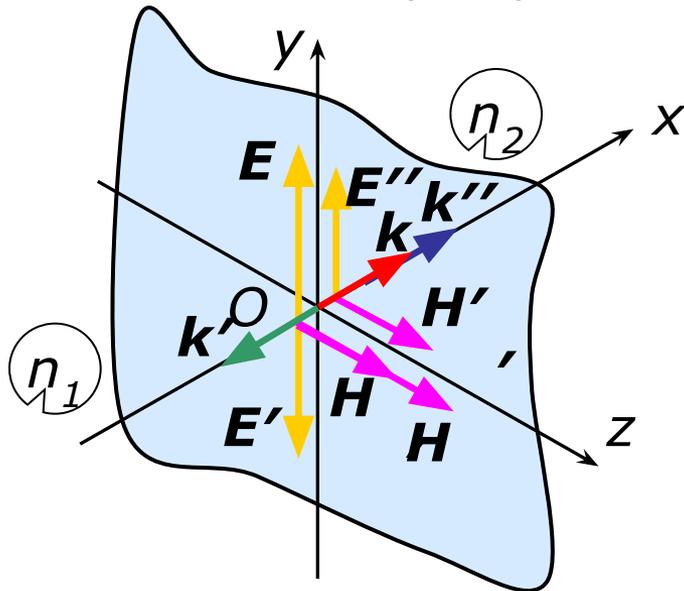


# Отражение и преломление электромагнитной волны на границе раздела двух диэлектриков

Ограничимся рассмотрением нормального падения э/м волны на границу (поверхность) раздела прозрачных диэлектриков с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ .

Пусть  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  – векторы падающей волны,  $\mathbf{E}'$  и  $\mathbf{H}'$  – векторы отраженной волны,  $\mathbf{E}''$  и  $\mathbf{H}''$  – векторы преломленной волны, а  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{k}'$ ,  $\mathbf{k}''$  – волновые векторы соответствующих волн.

Из соображений симметрии следует, что (см. рис.) колебания  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{E}''$  происходят в одной плоскости ( $yOx$ ), а колебания  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{H}'$ ,  $\mathbf{H}''$  – в другой плоскости ( $zOx$ ).



Воспользуемся граничными условиями для тангенциальных составляющих векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , т.е. для  $E_T$  имеем  $E_{1y} = E_{2y}$ , для  $H_T$  имеем  $H_{1z} = H_{2z}$ . Для данного случая, так как в 1-ой среде две волны – падающая и отраженная, а во 2-ой среде – только одна преломленная волна, получаем:

$$E_y + E'_y = E''_y, \quad H_z + H'_z = H''_z \quad (6)$$

# Отражение и преломление электромагнитной волны на границе раздела двух диэлектриков

С учетом того, что  $H_z \sim \sqrt{\varepsilon_1} \cdot E_y = n_1 \cdot E_y$ ,  $H_z'' \sim n_2 \cdot E_y''$ ,  $H_z' \sim -n_1 \cdot E_y'$ , получаем второе равенство в (6) в виде:

$$n_1 \cdot E_y - n_1 \cdot E_y' = n_2 \cdot E_y'' \text{ или } E_y - E_y' = n_2/n_1 \cdot E_y'' \quad (7)$$

Решив совместно первое равенство из (6) и последнее (7) получаем соотношения для световых векторов в трех волнах:

$$\vec{E}' = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \cdot \vec{E}, \quad \vec{E}'' = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \cdot \vec{E} \quad (8)$$

Отсюда следует, что:

- 1) вектор преломленной волны  $\mathbf{E}''$  всегда сонаправлен с  $\mathbf{E}$  в падающей волне, т.е. оба вектора колеблются синфазно, и при прохождении волны через границу раздела сред фаза не претерпевает скачка;
- 2) при переходе волны из более плотной в менее плотную среду ( $n_1 > n_2$ ) вектор отраженной волны  $\mathbf{E}'$  сонаправлен с вектором падающей волны  $\mathbf{E}$ , а при переходе волны в более плотную среду ( $n_1 < n_2$ ) векторы  $\mathbf{E}'$  и  $\mathbf{E}$  колеблются в противофазе, иначе говоря, при отражении волны от оптически более плотной среды ее фаза изменяется скачком на  $\pi$ .

# Отражение и преломление электромагнитной волны на границе раздела двух диэлектриков

- Коэффициенты отражения и пропускания

В случае нормального падения световой волны на поверхность раздела сред коэффициент отражения по определению есть отношение интенсивности отраженной волны к интенсивности падающей волны, т. е.:

$\rho = I'/I$ , а с учетом того, что  $I \sim n \cdot E_m^2$ , имеем  $\rho = n_1 \cdot E_m'^2 / (n_1 \cdot E_m^2)$  и после подстановки отношения  $E_m' / E_m$  из (8)

получаем

$$\rho = \frac{I'}{I} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$

Коэффициент пропускания, по определению:

$$\tau = \frac{I''}{I} = \frac{n_2 \cdot E_m''^2}{n_1 \cdot E_m^2} = \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (10)$$

*Замечания.* Коэффициенты отражения<sup>1</sup> и пропускания<sup>2</sup> должны подчиняться условию нормировки:  $\rho + \tau = 1$ .

В случае падения волны не по нормали к границе раздела коэффициент пропускания определяется как отношение потока энергии в прошедшей волне к потоку энергии в падающей волне, т.е.

$$\tau = \Phi'' / \Phi$$

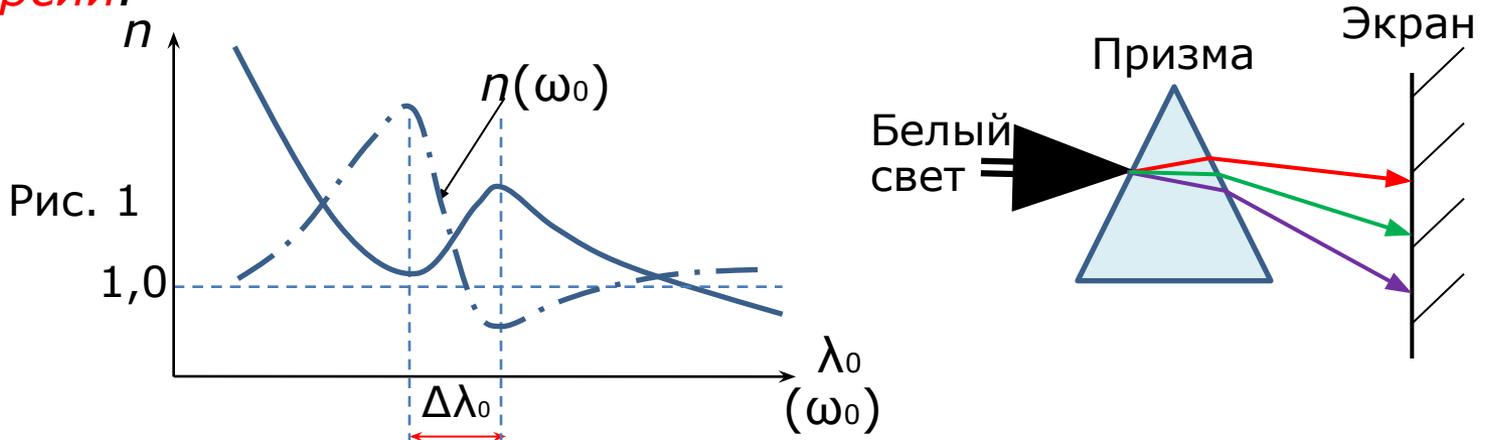
# Классическая электронная теория дисперсии

**Определение.** **Дисперсия света** – это комплекс оптических явлений, обусловленных зависимостью показателя преломления вещества от частоты излучения (или от длины световой волны), т.е.  $n = f(\lambda_0)$ , где  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме.

**Пример.** Разложение стеклянной призмой белого света в спектр по длинам волн.

При этом одной из характеристик вещества становится *дисперсия вещества*, которая задается производной:  $dn/d\lambda$ .

Для всех прозрачных бесцветных веществ функция  $n(\lambda_0)$  имеет обычно в видимой области спектра падающий характер, соответствующий так называемой **нормальной дисперсии**, т.е. когда  $dn/d\lambda < 0$  (см. рис.1). Те же интервалы длин волн  $\Delta\lambda$ , где дисперсия вещества  $dn/d\lambda > 0$ , соответствуют **аномальной дисперсии**.



**Замечание.** Зависимость  $n(\omega_0)$  – практически «зеркальна»  $n(\lambda_0)$ .

# Классическая электронная теория дисперсии

Все вещества в той или иной степени являются диспергирующими (т.е. обладают дисперсией). Вакуум, как показали многочисленные исследования, дисперсией не обладает.

В диспергирующих средах скорость световых волн зависит от  $\lambda_0$  (или от частоты  $\omega_0$ ), так как известно:  $v = \frac{c}{n(\lambda_0)}$ .

Аналитический вид зависимости  $n(\lambda_0)$  в области нормальной дисперсии для не слишком больших интервалов длин волн может быть представлен приближенной формулой  $n = a + \frac{b}{\lambda_0^2}$ , где  $a$  и  $b$  – положительные постоянные, которые определяются экспериментально для каждого вещества.

Дисперсия света может быть объяснена на основе положений электромагнитной теории и электронной теории вещества. Для этого следует рассмотреть процесс взаимодействия электромагнитной световой волны с электронами атомов вещества.

*Замечание.* Вообще говоря, движение электронов в атоме подчиняется законам квантовой механики.

Однако, как показал Х. Лоренц, для качественного понимания многих оптических явлений (в том числе зависимости  $n(\omega_0)$ ) достаточно ограничиться гипотезой о существовании внутри атомов электронов, связанных квазиупруго. Т.е. рассматривать модель электрона как элементарного гармонического осциллятора.

# Классическая электронная теория дисперсии

● Под действием подающей на вещество электромагнитной волны электроны приходят в вынужденные колебания с частотой  $\omega_0$ ; при этом колеблющиеся заряженные частицы, как известно, сами начинают излучать вторичные волны, теряя энергию колебаний.

При прохождении волны через вещество каждый электрон оказывается под воздействием обобщенной лоренцевой силы:

$$\vec{F} = -e\vec{E} - e(\vec{v} \times \vec{B}) = -e\vec{E} - e\mu_0(\vec{v} \times \vec{H}), \quad (1)$$

где для немагнитных сред принято  $\mu \approx 1$ .

Так как для вакуума отношение  $\frac{H}{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ , то получаем  $\frac{\mu_0 v \cdot H}{E} = \mu_0 v \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = v \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{v}{c}$  ( $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ) и, если положить амплитуду колебаний электрона  $a = 10^{-10}$  м, то будем иметь амплитуду скорости электрона  $v_m = a\omega_0 = 10^{-10} \cdot (3 \cdot 10^{15}) = 3 \cdot 10^5$  м/с, а отношение  $v/c \cong \frac{3 \cdot 10^5}{3 \cdot 10^8} = 10^{-3}$ . Т.е. в этом случае магнитной составляющей силы Лоренца можно пренебречь и считать, что электрон находится под действием вынуждающей силы электрической природы, модуль которой представляется как:

$$F = -e \cdot E = -e \cdot E_0 \cdot \cos(\omega_0 t), \quad (2)$$

где  $E_0$  – амплитуда светового вектора падающей волны,  $\alpha_0 = 0$ .

# Классическая электронная теория дисперсии

Пусть на вещество падает плоская монохроматическая волна. Тогда уравнение динамики электрона в ходе его колебаний имеет вид (в проекциях на ось  $x$ , совпадающей с направлением колебаний светового вектора  $\mathbf{E}$ ):

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x} - eE_0 \cos(\omega_0 t) \quad (3)$$

где  $kx$  – квазиупругая сила,  $r\dot{x}$  – сила «сопротивления» движению электрона в поле ядра атома.

Разделив уравнение (3) на массу электрона  $m$ , получим каноническое дифференциальное уравнение гармонических вынужденных колебаний электрона:

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega_e^2 x = f_m \cos(\omega_0 t), \quad (4)$$

где  $\beta = r/2m$  – коэффициент затухания,  $\omega_e = \sqrt{k/m}$  – собственная частота колебаний электрона,  $f_m = -eE_0/m$  – приведенная амплитуда вынуждающей силы.

Для теории дисперсии имеет значение не общее, а только частное (установившееся) решение уравнения (4), т.е.

$$x(t) = a \cdot \cos(\omega_0 t - \varphi), \quad (5)$$

где  $a$  – амплитуда вынужденных колебаний электрона,  $\varphi$  – разность фаз между смещением электрона от положения равновесия и силой  $f_m \cos(\omega_0 t)$ .

# Классическая электронная теория дисперсии

Подстановка решения (5) в (4) позволяет с помощью векторной диаграммы получить:

$$a = \frac{f_m}{\sqrt{(\omega_e^2 - \omega_0^2)^2 + 4\beta^2 \omega_0^2}}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{2\beta \omega_0}{\omega_e^2 - \omega_0^2} \quad (6)$$

Ограничимся простейшим случаем малых затуханий, когда  $2\beta \omega_0 \ll (\omega_e^2 - \omega_0^2)$ , т.е., когда частота электромагнитной волны  $\omega_0$  не очень близка к собственной частоте колебаний электрона  $\omega_e$  и коэффициент  $\beta$  – мал. При этом, если  $\omega_0 < \omega_e$ , то получаем:

$$x(t) = \frac{f_m}{\omega_e^2 - \omega_0^2} \cos(\omega_0 t) = \frac{-\frac{e}{m} E_0}{\omega_e^2 - \omega_0^2} \cos(\omega_0 t) \quad (7)$$

Такой же результат будет и при  $\omega_0 > \omega_e$  (когда  $\varphi = \pi$ ).

Теперь, если вспомнить, что в изотропной немагнитной среде  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , а  $\varepsilon = 1 + \chi$  и вектор поляризованности  $\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E}$ , то  $\varepsilon$  и, соответственно, искомый показатель преломления  $n$  можно представить как:

$$\varepsilon = 1 + \frac{P_x(t)}{\varepsilon_0 E_x(t)} \quad \text{и} \quad n^2 = 1 + \frac{P_x(t)}{\varepsilon_0 E_x(t)}, \quad (8)$$

где  $E_x(t)$ ,  $P_x(t)$  – проекции соответствующих векторов на направление колебания светового вектора.

Поляризованность можно также представить как  $P_x(t) = N \cdot p_{mx}(t)$ , где  $N$  – концентрация молекул,  $p_{mx}(t)$  – проекция среднего дипольного момента молекулы вещества. Дипольный момент в исходном (невозбужденном) состоянии принимаем  $\mathbf{p}_{m0} = 0$ .

# Классическая электронная теория дисперсии

Под воздействием электромагнитной волны происходит смещение «электронного облака» отдельного атома относительно «неподвижного» ядра и возникновение дипольного момента атома, т.е.  $\mathbf{p}_a = q \cdot \mathbf{l}^*$ , где  $q$ -заряд ядра ( $q = Ze$ ,  $Z$  - число протонов в ядре),  $\mathbf{l}$ -вектор, проведенный из «центра» тяжести» электронного облака к ядру. При этом заряд электронного «облака»:  $(-)q = -Ze$ , где  $Z$  - число электронов в атоме.

Выражение (\*) в проекциях на ось  $x$ :  $p_{ax} = ql_x = q(-x_c) = -qx_c = - (Ze)x_c$ , где  $x_c$  - смещение «центра» облака относительно ядра. Дипольный момент молекулы определяется как векторная сумма по  $k$ -числу атомов в молекуле, т.е. 
$$\overset{\boxtimes}{p}_m = \sum_k \overset{\boxtimes}{p}_a.$$

# Классическая электронная теория дисперсии

Предполагая, что вещество «химически» однородно, т.е. состоит из одинаковых атомов, проекция среднего дипольного момента молекулы на ось  $x$  примет вид:

$$P_{m.x} = \sum_k P_{ax} = \sum_k (-ze) x_c \quad \text{где} \quad x_c = \sum_{l=1}^z x_l$$

а  $x_l$  – смещение  $l$ -ого электрона из положения равновесия под действием поля электромагнитной волны, определяемое по (7).

Таким образом имеем:

$$P_{m.x} = \sum_k z \sum_{l=1}^z (-l)x_l = z \sum_{l=1}^{kz} (-e)x_l = z \sum_l \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_{el}^2 - \omega_0^2} E_x(t)$$

где принято во внимание, что входящие в состав молекулы электроны имеют неодинаковые собственные частоты  $\omega_{el}$ .

Поляризованность представляется как:

$$P_x(t) = NZ \sum_l \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_{el}^2 - \omega_0^2} E_x$$

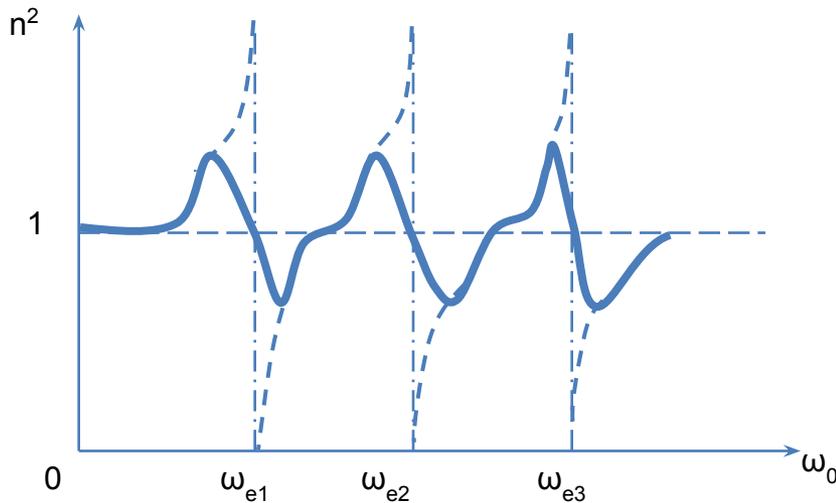
# Классическая электронная теория дисперсии

Получаем выражение для  $n^2$  согласно (8):

$$n^2 = 1 + \frac{NZ}{\epsilon_0} \sum_l \frac{\frac{e^2}{m}}{\omega_{el}^2 - \omega_0^2} \quad (9)$$

где  $N$ - концентрация молекул в веществе.

Анализ решения (зависимости)  $n^2(\omega_0)$ :



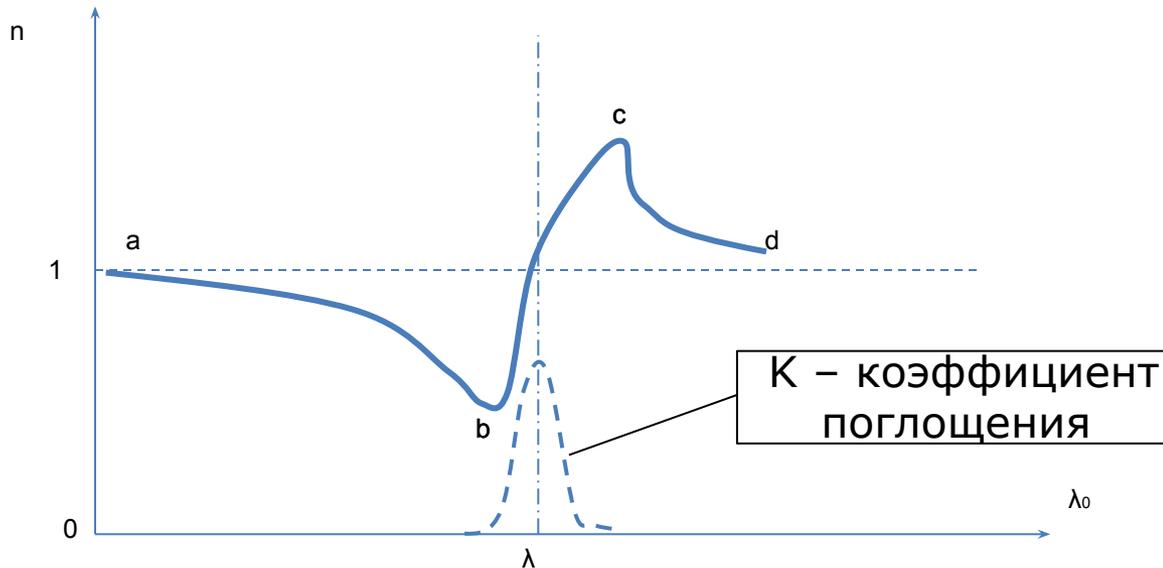
1. При частотах волны  $\omega_0$ , заметно отличающихся от всех собственных частот электронов  $\omega_{el}$ , сумма (9) будет мала по сравнению с 1 и  $n^2 \approx 1$ .

*Замечание.*  $\omega_{0\text{рез.}} = \omega_{e1}, \omega_{e2}, \omega_{e3}, \dots$  - резонансные частоты облучения вещества.

2. Вблизи каждой из частот  $\omega_{el} \rightarrow$  функция  $n^2(\omega_0)$  - терпит разрыв, это обусловлено тем, что при анализе электронного осциллятора пренебрегли затуханием колебаний ( $\beta \rightarrow 0$ ).
3. Учет «трения» при электронных осцилляциях приводит к зависимости  $n^2(\omega_0)$ , показанной сплошной кривой.

# Нормальная и аномальная дисперсия

Перейдя от  $n^2$  к  $n$  и от  $\omega_0$  к  $\lambda_0$  получаем кривую, изображенную на следующем рисунке:



Участки (a-b) и (c-d)- соответствуют  
нормальной дисперсии  $\frac{dn}{d\lambda_0} < 0$

На участке (b-c) → аномальная  
дисперсия  $\frac{dn}{d\lambda_0} > 0$

# Нормальная и аномальная дисперсия

В области (а-б)  $\rightarrow n < 1$ , а следовательно, *фазовая скорость волны*  $v = c/n$  превышает  $c$ .

Подобное имеет место в плазме, где  $\omega_e = 0$  (т.е. электроны свободны, не связаны с атомами); и в случае рентгеновского излучения (когда  $\omega_0 \gg \omega_{el}$ ).

*Замечание.* Никакого противоречия с теорией относительности здесь нет!

# Нормальная и аномальная дисперсия

Здесь при определении показателя преломления  $n$  использовались строго монохроматические электромагнитные волны, бесконечные в пространстве и во времени. Такие волны в принципе не могут служить для передачи сигнала (информации), а кроме того, их - невозможно создать.

*Замечание.* Для передачи сигналов используются «волновые пакеты».



# Поглощение света

Прохождение световой волны через вещество сопровождается потерей энергии волны, затрачиваемой на возбуждение колебаний электронов (точнее, с позиций квантовой механики - на изменение их энергетического состояния в атоме). Частично эта энергия вновь возвращается излучению в виде вторичных волн, порождаемых колеблющимися электронами; частично же она переходит в энергию движения атомов (т.е. во внутреннюю энергию вещества).

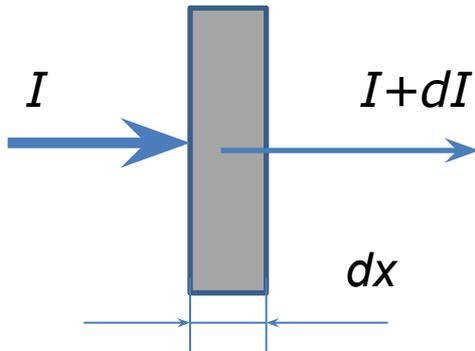
Поэтому интенсивность света при прохождении через обычное вещество - уменьшается, т.е., как говорят, **свет поглощается в веществе.**

# Закон Бугера

• Пусть через однородное вещество распространяется параллельный световой пучок. Рассмотрим бесконечно тонкий плоский слой вещества толщиной  $dx$ ; убыль интенсивности света при прохождении этого слоя определим как  $(-dI)$ . Ясно, что эта величина пропорциональна интенсивности в данном поглощающем слое и его толщине, т.е.

$$-dI = \kappa \cdot I \cdot dx, \quad (10)$$

где  $\kappa$  - коэффициент поглощения (характеристика вещества).



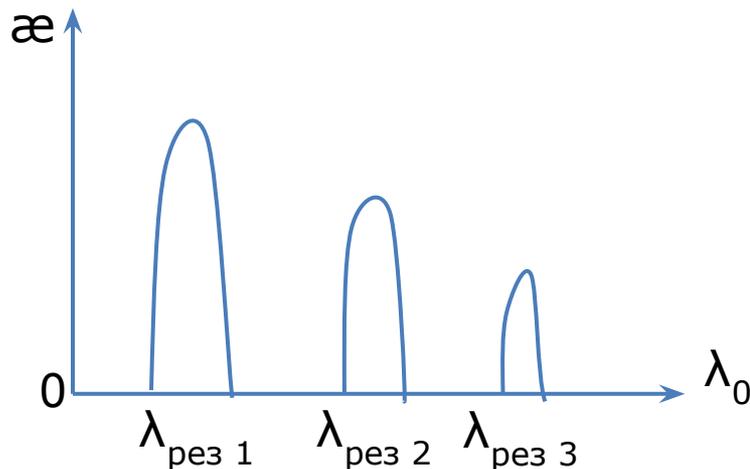
После интегрирования уравнения (10) в пределах  $[I_0, I]$  и  $[0, x]$ , т.е.  $\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^x \kappa dx$ , получаем  $\ln \frac{I}{I_0} = -\kappa x$  или, производя потенцирование, определяем закон Бугера-Ламберта (в экспоненциальном виде):

$$I = I_0 e^{-\kappa x} \quad (11)$$

# Закон Бугера

Размерность коэффициента поглощения  $\alpha$  [1/м]; коэффициент  $\alpha$  есть величина, обратная толщине слоя, при прохождении которой интенсивность света убывает в  $e$ -раз

Для всех веществ *поглощение имеет селективный характер*,  $\alpha$  - коэффициент поглощения зависит от длины волны  $\lambda_0$ . У веществ, атомы (молекулы) которого практически не взаимодействуют друг с другом (это разряженные газы и пары металлов) наблюдаются очень узкие максимумы поглощения; которые соответствуют резонансным частотам колебаний электронов в атомах вещества.

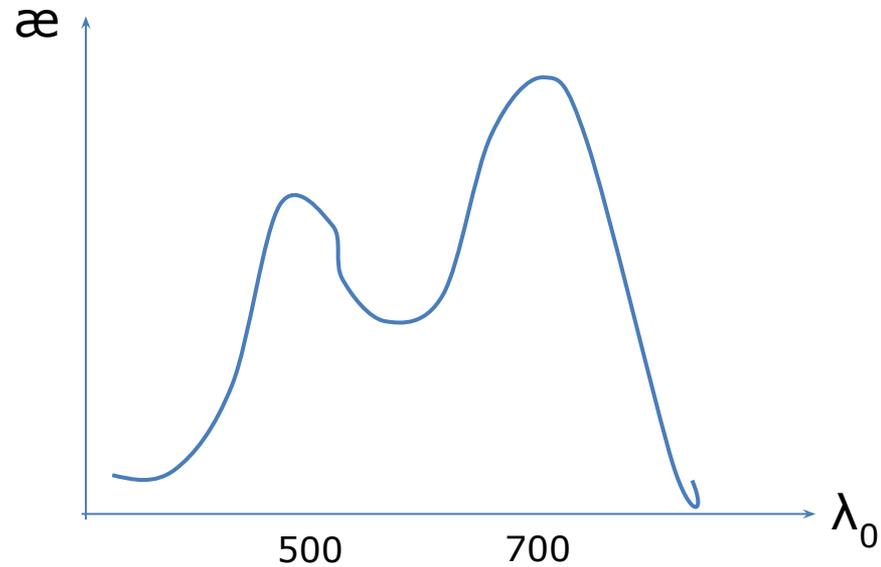


*Замечание.* С ростом давления в среде происходит уширение этих пиков (см. рис.).

Металлы из-за своей высокой электропроводности практически непрозрачны для света; под действием электромагнитного поля волны в них возбуждаются быстроизменяющиеся токи.

# Закон Бугера

Для жидких и твердых веществ наблюдаются достаточно широкие полосы поглощения (см. график).



# Рассеяние света

- *Механизм рассеяния света*

С классической точки зрения рассеяние света заключается в том, что свет, проходящий через вещество, вызывает колебания электронов в атомах, а колеблющиеся электроны возбуждают вторичные когерентные волны, распространяющиеся по всем направлениям, и которые могут интерферировать.

Теоретический расчет приводит к выводам:

В случае однородной среды вторичные волны полностью гасят друг друга во всех направлениях, кроме направления распространения первичной волны, а поэтому перераспределения света по направлениям, т.е. рассеяния света в однородной среде не происходит.

При распространении света в неоднородной среде световые волны, дифрагируя на мелких неоднородностях среды, дают дифракционную картину в виде довольно равномерного распределения интенсивности по всем направлениям.

Это явление и называют собственно ***рассеянием света***.

# Рассеяние света

*Определение.* Среды с явно выраженной оптической неоднородностью называют *мутными средами*.

*Примеры.*

- *дымы* (т.е. взвеси в газах мельчайших твердых частиц);
- *туманы* (т.е. взвеси в газах мельчайших капелек жидкости);
- *суспензии* (т.е. плавающие в жидкости твердые частички);
- *эмульсии* (т.е. взвеси капелек одной жидкости в другой, не растворяющей первую – молоко);
- *некоторые твердые тела* (матовые стекла, перламутр, опал и др.).

# Рассеяние света

- *Закон Рэлея*

Если мутную воду (куда, например, добавлено молоко) освещать белым светом, то при наблюдении сбоку в рассеянном свете среда кажется голубой, т.е. обнаруживается преобладание коротковолновой части спектра. В свете же, прошедшем сквозь всю толщу жидкости, обнаруживается преобладание длинноволновой части спектра, и среда кажется красноватой.

Это явление объясняется с позиций **закона Рэлея** для рассеяния света в мутных средах на неоднородностях, размеры которых малы по сравнению с длиной волны  $\lambda$ , выполняется:

$$I_{\text{расс.свет}} \sim \omega^4 \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (12)$$

Эта зависимость объясняется связью мощности излучения колеблющегося заряда и частоты его колебаний [ $P \sim \omega^4$ ].

# Рассеяние света

- *Молекулярное рассеяние* – это рассеяние, обусловленное флуктуациями плотности среды в пределах малых объемов (сами объемы выступают оптическими неоднородностями для данной среды) в процессе хаотического теплового движения молекул (среды).

*Пример.* Молекулярным рассеянием объясняется голубой цвет неба: непрерывно возникающие в атмосфере флуктуации плотности воздуха приводят согласно закону Рэля к тому, что синие и голубые составляющие солнечного света рассеиваются более интенсивно, чем желто–красные.

При восходе и закате Солнца прямой солнечный свет проходит через большую толщу атмосферы, и при этом большая доля коротковолновой области спектра теряется на рассеяние, а до поверхности Земли из прямого света доходят преимущественно красные лучи (отсюда – красный цвет зари).

# Рассеяние света

- В результате рассеяния света в боковых направлениях интенсивность света в направлении распространения (в мутной среде) убывает быстрее, чем в случае «чистого» поглощения; поэтому здесь в выражении закона Бугера должен стоять еще дополнительный коэффициент экстинкции ( $\alpha'$ ):

$$I = I_0 \cdot e^{-(\alpha + \alpha')x} \quad (13)$$