

Лекция №8. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ.

Фазовая скорость и понятие дисперсии

Группа волн. Групповая скорость

**Классическая теория дисперсии
и поглощения**

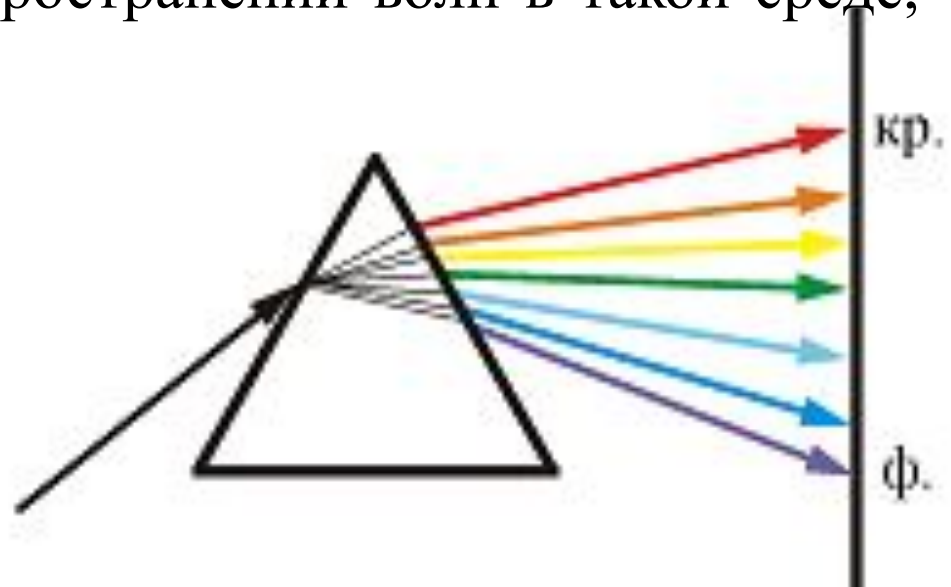
Поглощение света. Закон Бугера

Рассеяние света. Закон Рэлея

Метаматериалы

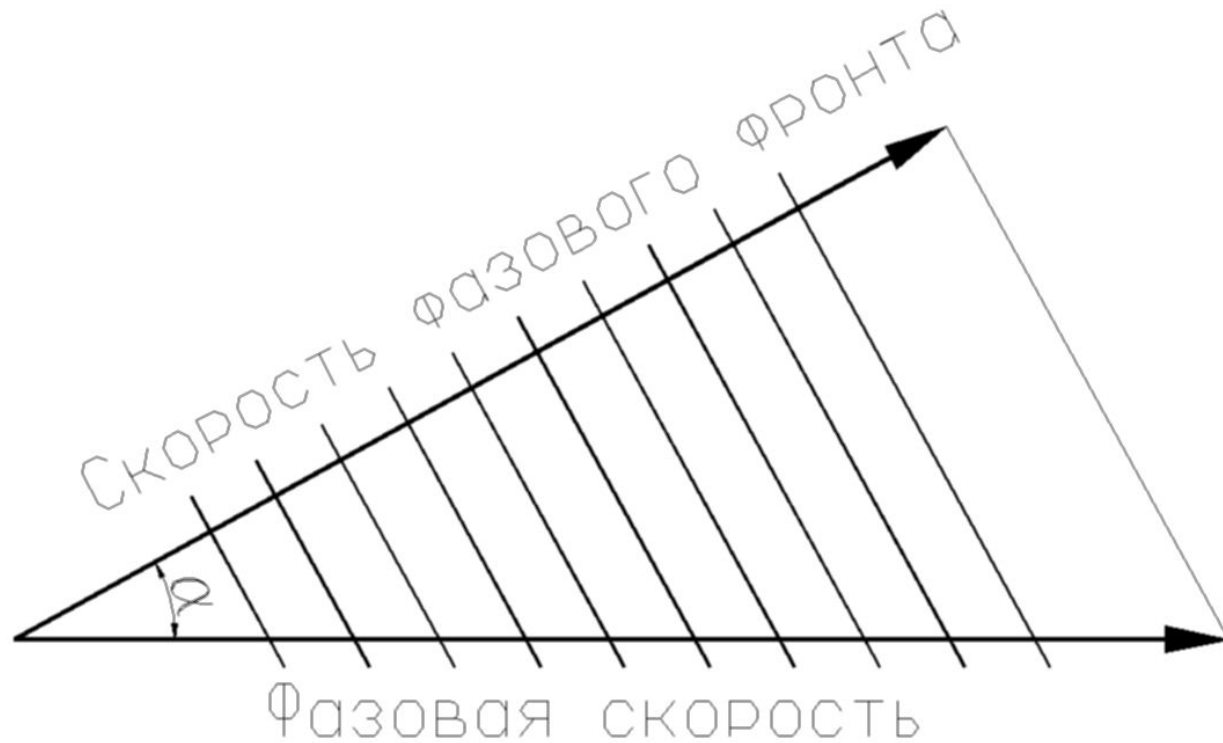
Фазовая скорость и понятие дисперсии

- Известно, что показатель преломления определяется как $n=c/v$, где c – скорость света в вакууме; v – фазовая скорость монохроматической волны в оптически прозрачной среде. Волны с различными значениями λ распространяются в среде с разными фазовыми скоростями: $n = n(\lambda)$. В этом легко убедиться, например, в опыте по разложению белого света в спектр при прохождении стеклянной призмы (рис.). Среда, в которой **n зависит от λ** , называется **диспергирующей**, а явления, наблюдаемые при распространении волн в такой среде, – **дисперсией волн**.



- **Фа́зовая ско́рость** — скорость перемещения точки, обладающей постоянной фазой колебательного движения в пространстве, вдоль заданного направления. Обычно рассматривают направление, совпадающее с направлением волнового вектора, и фазовой называют скорость, измеренную именно в этом направлении. (Т.е., если не указано направление, отличное от направления волнового вектора **Фазовая скорость по направлению волнового вектора совпадает со скоростью движения фазового фронта (поверхности постоянной фазы)**). Ее можно рассматривать при желании как векторную величину.
- Наиболее употребительное обозначение:

$$V_{\phi}$$



- **Фазовая скорость** вдоль направления, отклонённого от волнового вектора на угол α . Рассматривается монохроматическая плоская волна.

Фазовая скорость фигурирует в качестве параметра в выражении для плоской монохроматической волны (см. лекцию 2-3(Тема. Волны))

В случае плоской волны колебания напряженности $\vec{E}$ электрического поля записываются в виде:

$$E = E_m \cos\left(\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)\right) = E_m \cos(\omega t - kx),$$

где E_m - постоянная амплитуда; начальная фаза принята за нуль; k - волновое число, равное

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{c} n \quad |$$

Фиксируя некоторое значение фазы $\Phi_0 = const$, получим уравнение плоской фазовой поверхности (поверхности постоянной фазы), перпендикулярной оси x :

$\omega t - kx = \Phi_0$. Дифференцируя его, найдем выражение для фазовой скорости $v_\Phi = \frac{dx}{dt}$, как скорости

движения фазовой поверхности: $v_\Phi = \frac{\omega}{k}$.

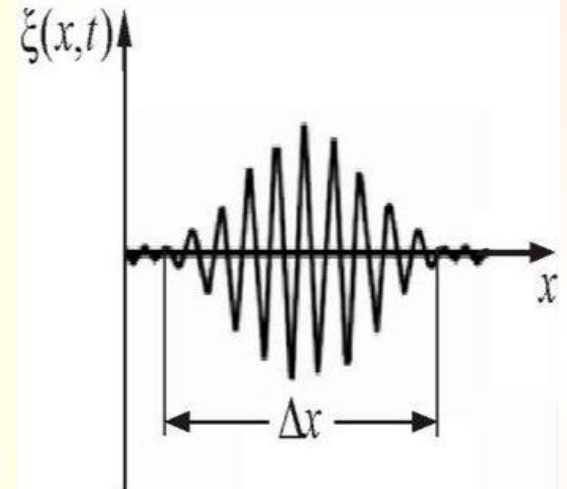
Понятие фазовой скорости применимо только к строго монохроматической волне с одной частотой, бесконечно протяженной в пространстве и во времени.

Волновой пакет

Волновой пакет

— Суперпозиция волн, мало отличающихся друг от друга по частоте, называется **волновым пакетом** или группой волн.

- Скорость, перемещения центра (точка с максимальным значением A), называется **групповой скоростью** u .
- Скорость перемещения пакета u совпадает с фазовой скоростью v , если нет зависимости в среде фазовой скорости от частоты (недиспергирующая среда).



Группа волн. Групповая скорость

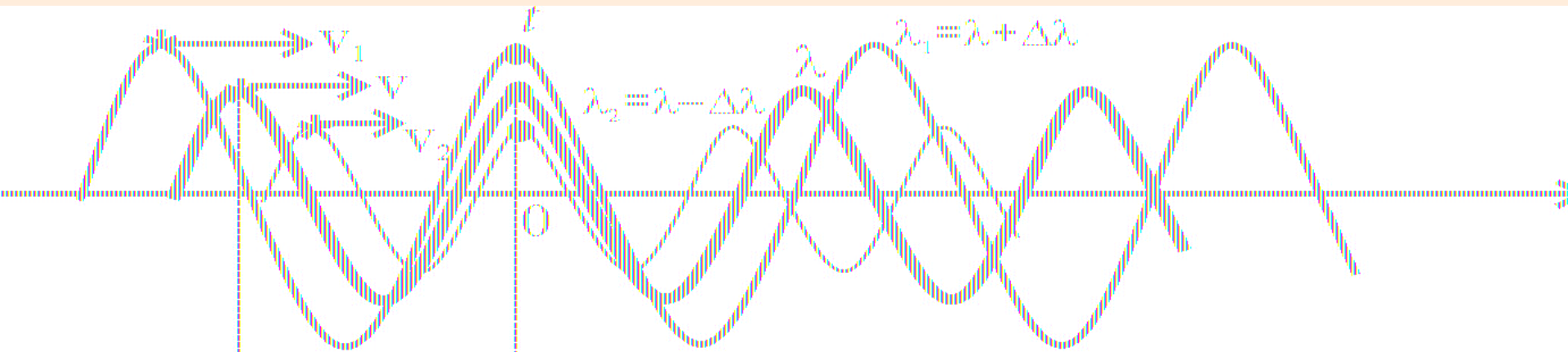
Групповая скорость — это величина, характеризующая скорость распространения «группы волн» - то есть более или менее хорошо локализованной квазимонохроматической волны (волны с достаточно узким спектром). Обычно интерпретируется как скорость перемещения максимума амплитудной оггибающей квазимонохроматического волнового пакета (или цуга волн).

- **Групповая скорость** во многих важных случаях определяет скорость переноса энергии и информации квазисинусоидальной волной (хотя это утверждение в общем случае требует серьёзных уточнений и оговорок).
- Групповая скорость определяется динамикой физической системы, в которой распространяется волна (конкретной среды, конкретного поля и т.п).
- В большинстве случаев подразумевается линейность этой системы (точно или приближенно).
- Для одномерных волн групповая скорость вычисляется из закона дисперсии:

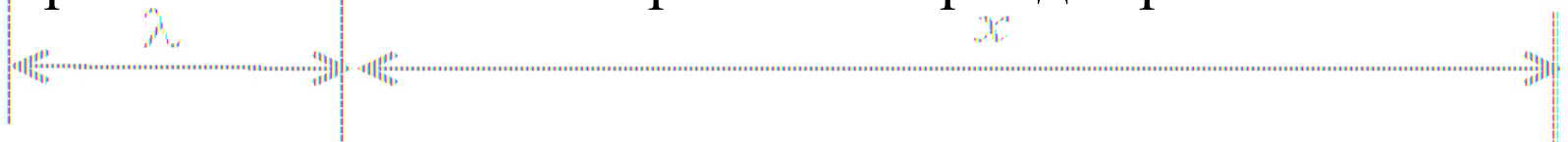
$$v_{gp} = v - \frac{\lambda}{\tau} = v - \frac{dv}{d\lambda} \lambda \quad \text{или} \quad v_{gp} = \frac{d\omega}{dk}$$

Группа волн. Групповая скорость

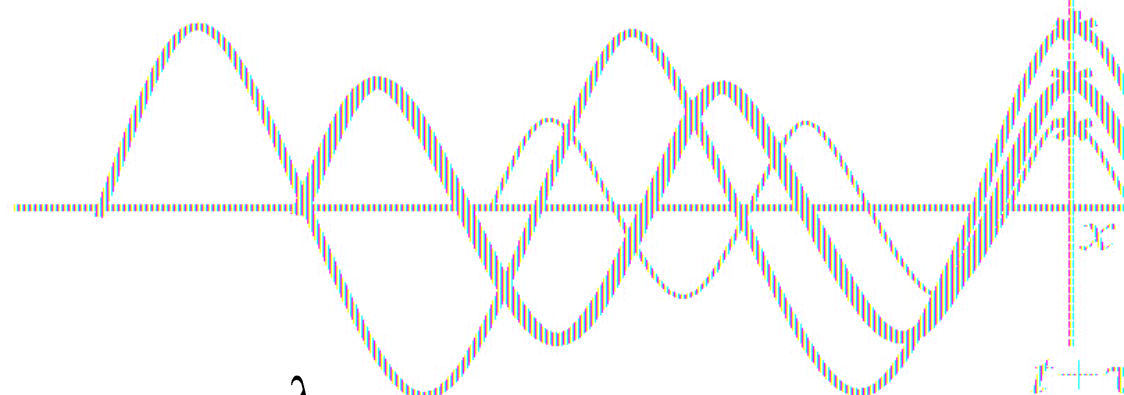
$$v_1(\lambda + d\lambda) > v(\lambda) > v_2(\lambda - d\lambda)$$



За время τ волна с λ со скоростью v пройдет расстояние



$$v_{gp} = v - \frac{\lambda}{\tau}$$



$$x + \lambda = v\tau; x = v\tau - \lambda = \left(v - \frac{\lambda}{\tau}\right)\tau = v_{gp}\tau$$

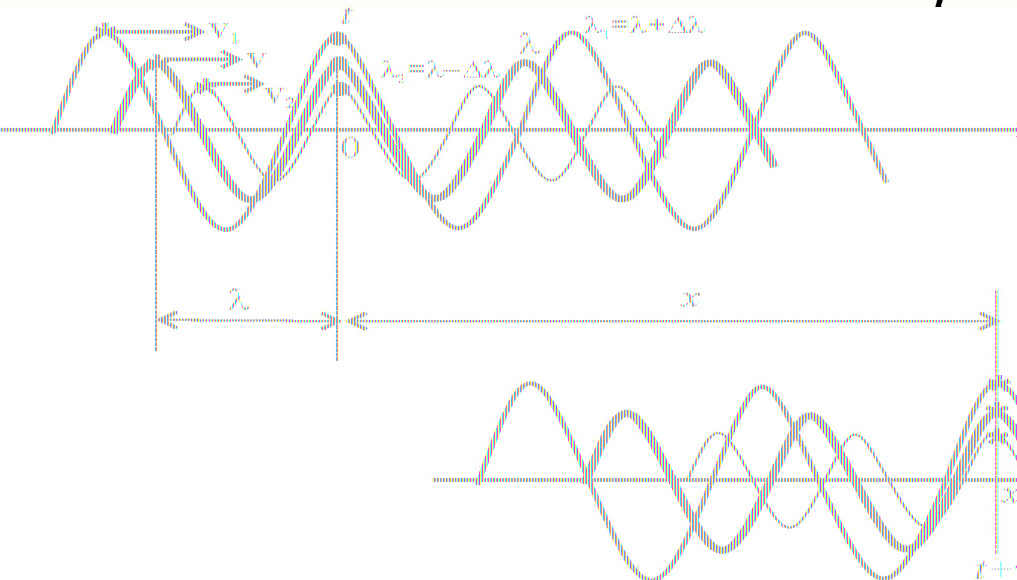
Время τ можно определить из условия, что координаты гребней, обозначенных крестиками, в момент времени $t + \tau$ совпадают:

$$v_1\tau - \lambda_1 = v_2\tau - \lambda_2; (v + dv)\tau - (\lambda + d\lambda) = (v - dv)\tau - (\lambda - d\lambda), \frac{1}{\tau} = \frac{dv}{d\lambda}$$

Для групповой скорости

$$V_{gp} = \frac{x}{\tau} \quad \text{имеем:}$$

$$V_{gp} = v - \frac{\lambda}{\tau} = v - \frac{dv}{d\lambda} \lambda$$

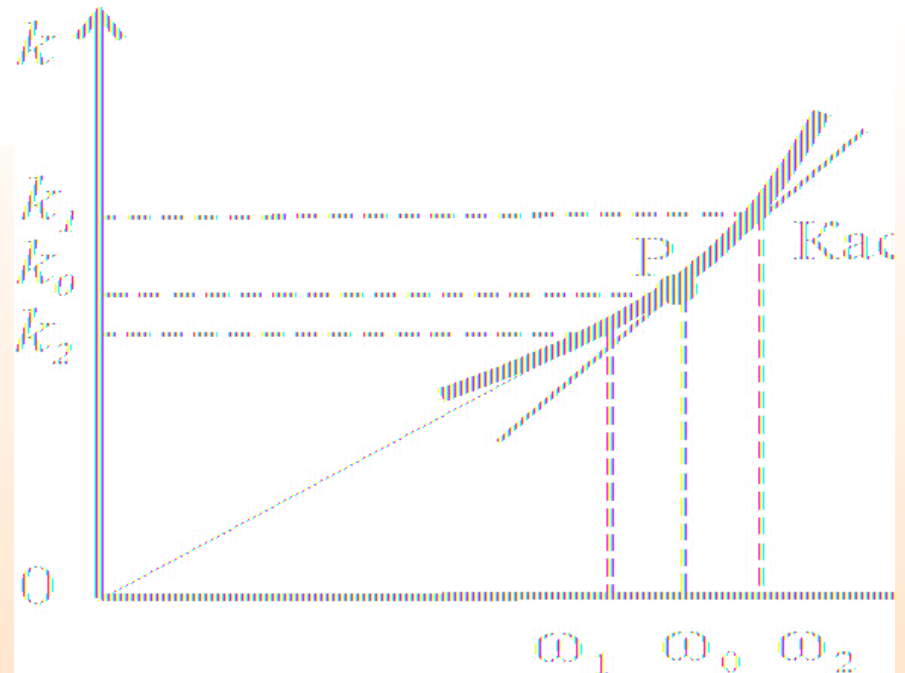
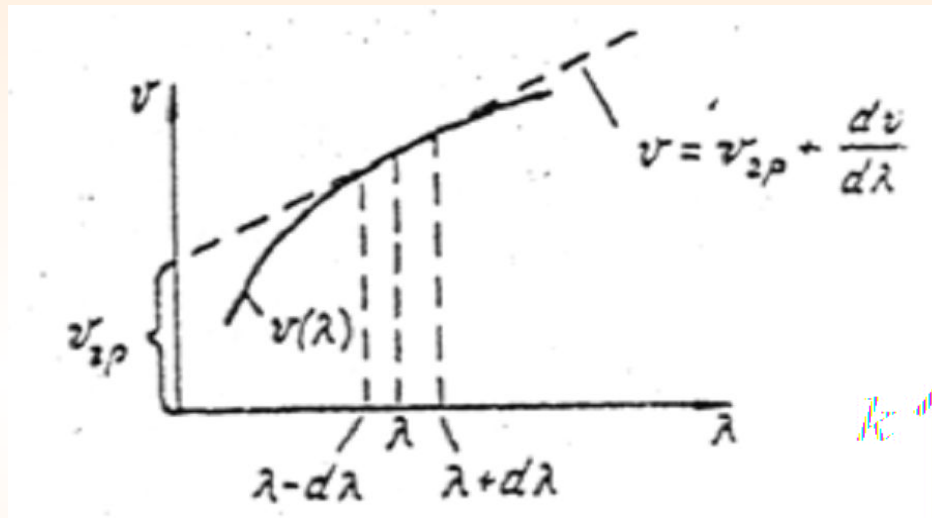


- Из этих результатов просматривается следующая картина распространения группы волн. Возмущение с максимальной энергией движется вдоль оси x , но его форма непрерывно изменяется. Однако по истечении времени t возмущение принимает форму, почти совпадающую с исходной, но за это время оно проходит расстояние $x = v_{gr} t$. **Происходит и передача энергии возмущения.** Этот процесс периодически повторяется. Однако в этом процессе распространения не учтены искажения формы возмущения при каждом очередном восстановлении, связанные с приближенной заменой участка кривой отрезком прямой. Если возмущение распространяется достаточно долго, то малые искажения будут накапливаться и настолько сильно исказят его форму, что само возмущение потеряет всякое сходство с исходным.

- Дисперсия волн (красные точки движутся со скоростью фазы, зелёные - с групповой скоростью). В данном случае фазовая скорость в два раза превышает групповую.



$$v_{gp} = v - \frac{\lambda}{\tau} = v - \frac{dv}{d\lambda} \lambda \quad \text{Формула Рэлея}$$



Классическая теория дисперсии и поглощения (СРС)

Известно, что на заряд q , находящийся в электрическом поле напряженности E , действует сила $F = qE$

Под действием переменного электрического поля волны

$$E = Ae^{i(\omega t - kx)} = E_0(x)e^{i\omega t}$$

электроны вещества совершают вынужденные колебания. Смещение электронов относительно массивных положительно заряженных ядер приводит к возникновению индуцированной поляризации и дипольного момента атома $P = qr(t)$

Дипольный момент единицы объема вещества (вектор поляризации) равен $P = Nqr$, где N – число атомов-осцилляторов в единицах объема; q – заряд электрона.

Известно, что вектор поляризации связан с напряженностью соотношением:

$$P = (\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E$$

Запишем уравнение вынужденных колебаний электрона

$$m \ddot{r} = -fr - g \dot{r} + qE; \quad \ddot{r} + 2\beta \dot{r} + \omega_0^2 r = \frac{qE}{m}$$

Частное решение $r = r_0 e^{i\omega t} = \frac{q/m}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i2\beta\omega} E_0$

$$\varepsilon = 1 + \frac{Nq^2 / \varepsilon_0 m}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i2\beta\omega}$$

$$n^* = n - i\gamma$$

$$E = Ae^{i(\omega t - kx)} = Ae^{i(\omega t - \frac{\omega}{v_*}x)} = Ae^{i(\omega t - \frac{\omega}{c}n^*x)} = [Ae^{-\frac{\omega}{c}\gamma x}]e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c}nx)}$$

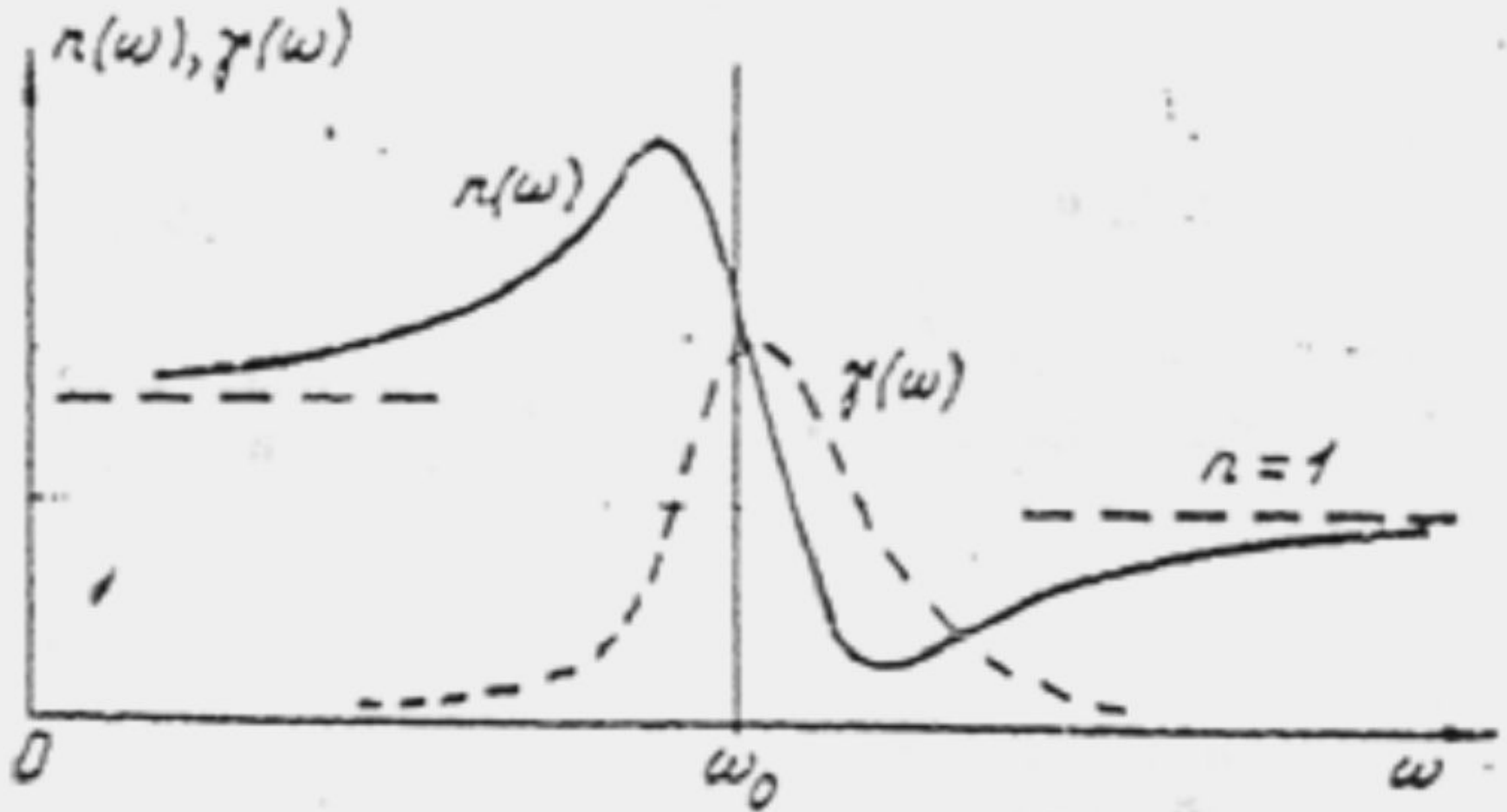
Интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды

$$I_0 \sim A_0^2$$

$$I = I_0 e^{-2\frac{\omega}{c}\gamma x} = I_0 e^{-\alpha x}$$

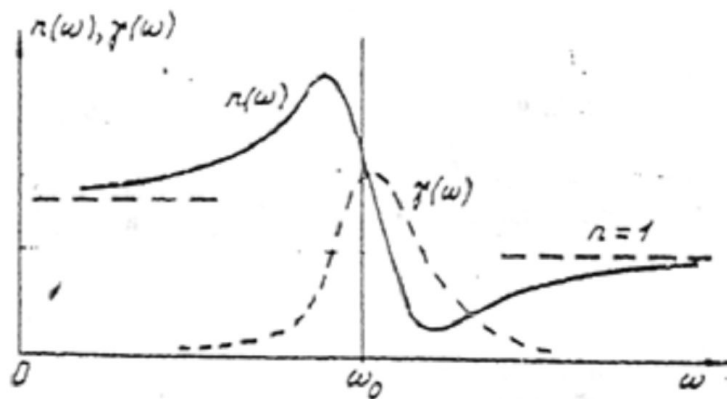
$\alpha = 2\frac{\omega}{c}\gamma$ характеризует потерю энергии электромагнитной волны и называется коэффициентом поглощения

$$n^2 - \gamma^2 = 1 + N \frac{q^2}{\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta\omega^2}; n\gamma = N \frac{q^2}{\epsilon_0 m} \frac{\beta\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta\omega^2}$$



В зависимости от знака величины $\frac{dn}{d\omega}$ (или $\frac{dn}{d\lambda}$), называемой дисперсией вещества, возможны три случая:

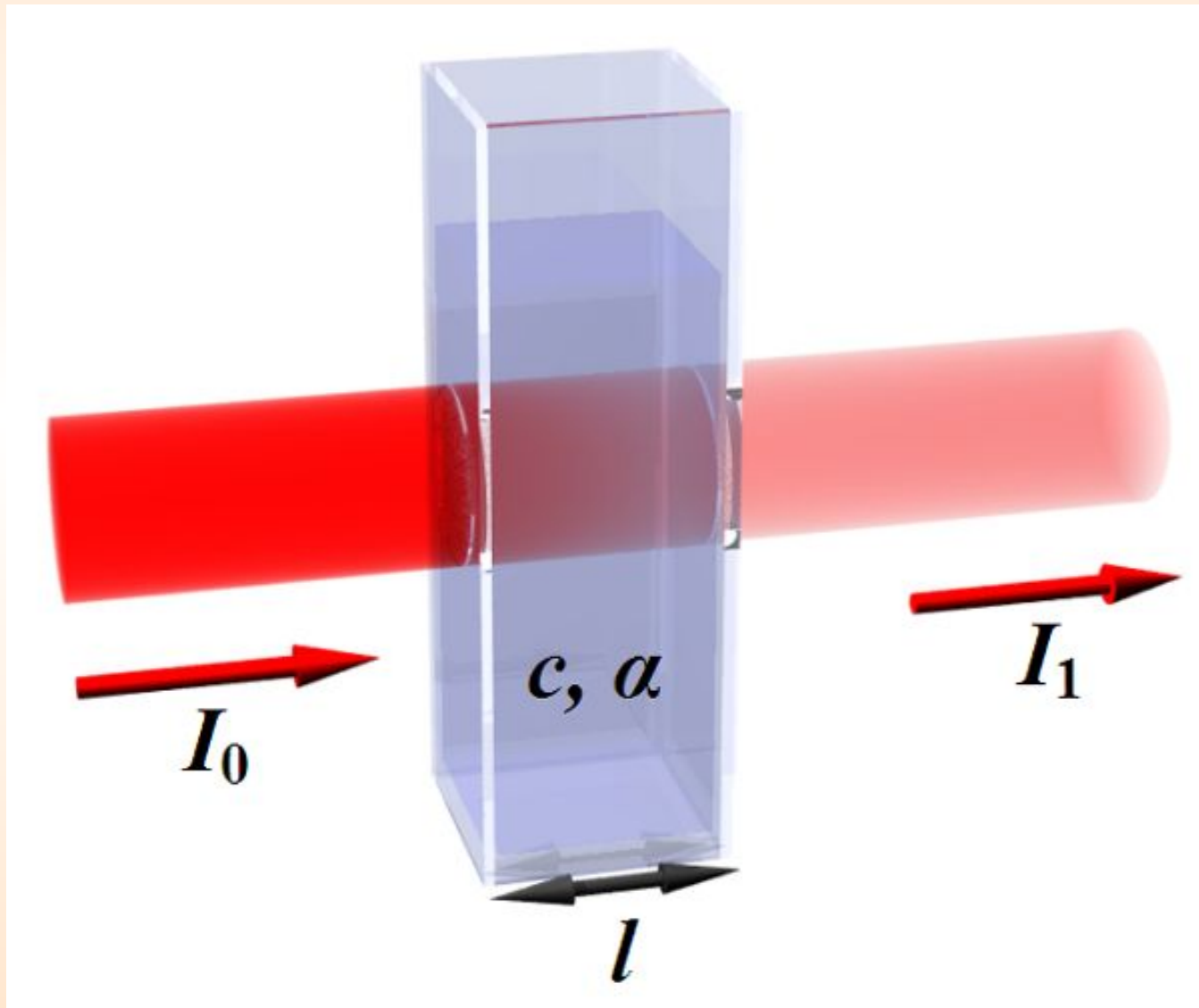
- 1) среда без дисперсии ($\frac{dn}{d\omega} = 0$), для которой $v = \frac{\omega}{k} = \text{const}$ и $v_{gp} = v$; примером может служить свободное пространство (вакуум) для световых волн;
- 2) область нормальной дисперсии, где $\frac{dn}{d\omega} > 0$ ($\frac{dn}{d\lambda} < 0$) и $v_{gp} < v$; нормальной дисперсией обладают многие прозрачные бесцветные вещества (такие, как стекло) в видимой части спектра;
- 3) область аномальной дисперсии, где $\frac{dn}{d\omega} < 0$; такая дисперсия наблюдается вблизи собственных частот ω_0 , при которых происходит резонансное поглощение энергии волн веществом. В области аномальной дисперсии понятие групповой скорости теряет смысл вследствие сильного поглощения.



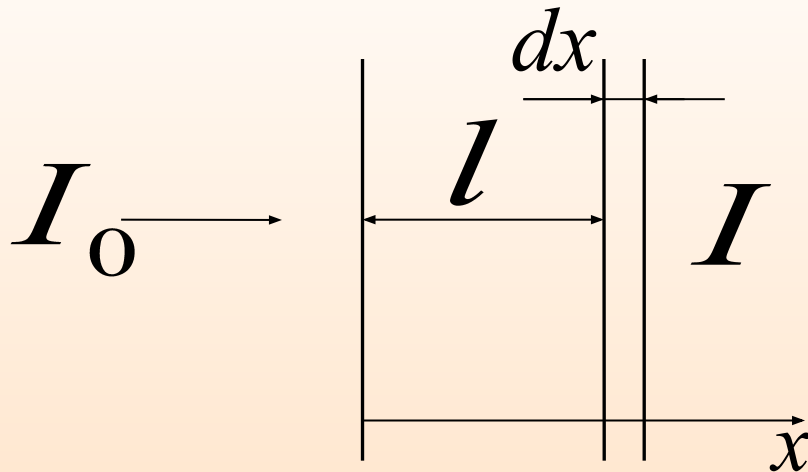
Поглощение света. Закон Бугера

- Под действием электрического поля световой волны с круговой частотой ω отрицательно заряженные электроны атомов и молекул смещаются относительно положительно заряженных ядер, совершая гармоническое колебательное движение с частотой, равной частоте действующего поля. Колеблющийся электрон, превращаясь в источник, сам излучает вторичные волны. В результате интерференции падающей волны со вторичной в среде возникает волна с амплитудой, отличной от амплитуды вынуждающего поля. Поскольку интенсивность есть величина, прямо пропорциональная квадрату амплитуды, то соответственно изменится и интенсивность излучения, распространяющегося в среде; другими словами, не вся поглощённая атомами и молекулами среды энергия возвращается в виде излучения — произойдёт поглощение. Поглощённая энергия может превратиться в другие виды энергии. В частности, в результате столкновения атомов и молекул поглощённая энергия может превратиться в энергию хаотического движения — тепловую

Закон Бугера



- Выберем систему координат. Поместим начало координат на лицевой поверхности среды, направим ось y параллельно этой поверхности, а ось x - вдоль направления распространения света. Выделим в веществе бесконечно тонкий слой толщиной dx . Очевидно, что уменьшение интенсивности света в слое толщиной dx будет пропорционально величина интенсивности падающего на этот слой света и толщине поглощающего слоя, т. е.

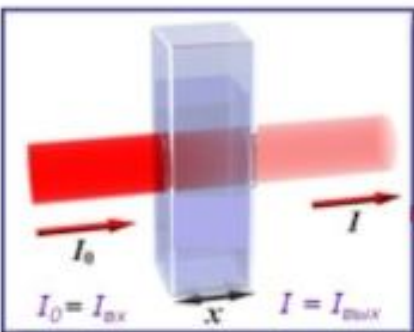


$$dI = -\alpha I dx$$

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

$$I = I_0 e^{-\alpha l}$$

Закон поглощения света – закон Бугера



$$\ln I \Big|_{I_0}^I = -k x \Big|_0^x \Rightarrow \ln I - \ln I_0 = \ln \frac{I}{I_0} = -kx \Rightarrow \frac{I}{I_0} = e^{-kx}$$

- **закон Бугера** для:

$$I = I_0 e^{-kx}$$

- 1) прозрачных,
- 2) нерассеивающих и
- 3) нефлюоресцирующих сред любой концентрации

Интенсивность I света, прошедшего через среду:

- 1) прямо пропорциональна интенсивности падающего света I_0 ,
- 2) уменьшается по экспоненте с увеличением толщины среды x

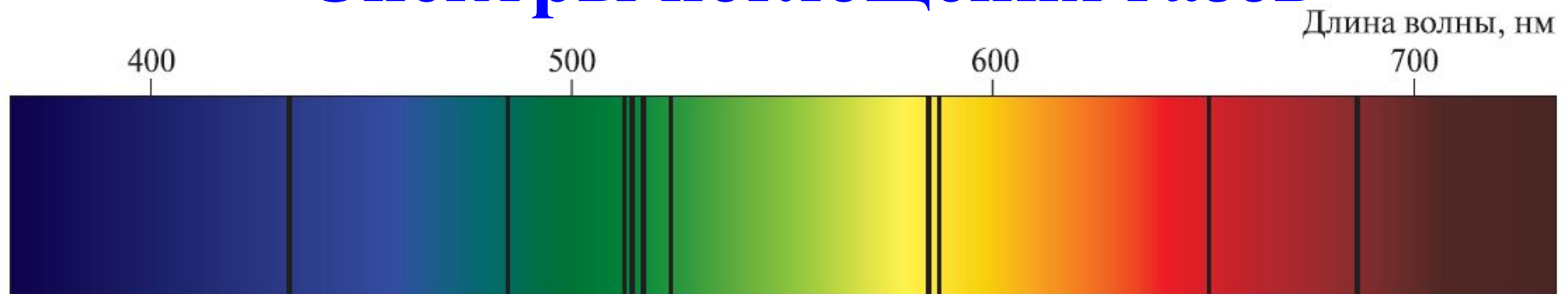
k - **показатель поглощения**, в обратные метрах (м^{-1})

Зависит: 1) от природы вещества и 2) длины волны падающего излучения, но **от интенсивности не зависит**

Зависимость $k=f(\lambda)$ **индивидуальна** для каждого вещества и **определяет его спектр поглощения**

Физический смысл **показателя поглощения k** - это величина, обратная толщине вещества x , при которой интенсивность I прошедшего света **уменьшается в e раз**. $e \approx 2,7$

Спектры поглощения газов



Линии поглощения (фраунгоферовы линии в спектре Солнца)

В качестве примера можно упомянуть, что для поисков следов жизни на планетах, вращающихся вокруг звезд, необходимо зарегистрировать линии поглощения воды, кислорода, углекислого газа и озона, присутствие которых может свидетельствовать о наличии условий для появления жизни.

Чтобы отсеять свет звезд, мешающих наблюдению, исследования проводят в ИК-диапазоне ($\lambda = 7 - 20$ мкм). В этой области находятся полоса поглощения H_2O вблизи $\lambda = 8$ мкм, линия поглощения O_3 с $\lambda = 9,6$ мкм и CO_2 с $\lambda = 15$ мкм.

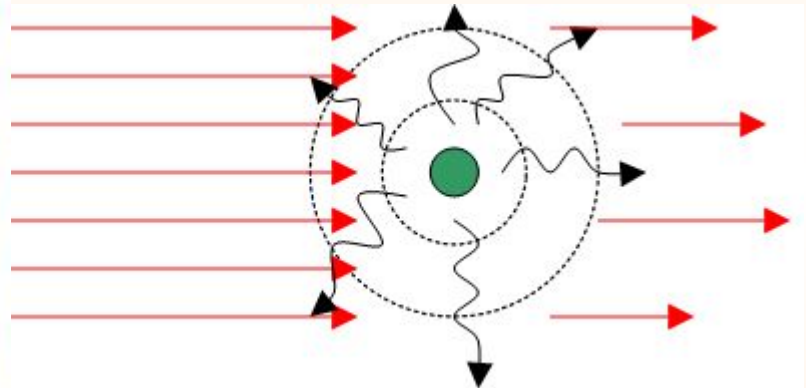
Например, спектрометр, установленный на борту летательного космического аппарата, регистрирует в спектре поглощения атмосферы Земли сильную полосу поглощения паров воды, линию озона (свидетельство большого количества кислорода) и углекислого газа.

Хорошо известно, что в Солнечной системе атмосфера, помимо Земли, сохранилась у Марса и Венеры. В спектрах поглощения атмосфер этих планет первые две линии поглощения отсутствуют.

Рассеяние света

Изменение характеристик потока оптического излучения, **перераспределение интенсивности света по направлениям** при его взаимодействии с веществом называют **рассеянием света**.

Во многих случаях оказывается достаточным описание рассеяния света в рамках волновой теории излучения. С точки зрения этой теории электрическое поле распространяющейся в веществе световой волны раскачивает входящие в состав атомов и молекул электроны, и они становятся центрами вторичных сферических волн, излучаемых во все



стороны. Поэтому распространение света в веществе должно, казалось бы, всегда сопровождаться рассеянием. Однако в прозрачной однородной среде плоская волна распространяется только в одном направлении, не испытывая рассеяния в стороны. Такой результат сложения всех вторичных волн обусловлен их *когерентностью*.

С макроскопической точки зрения рассеяние света может быть обусловлено только *неоднородностями* среды. При слабых нарушениях однородности рассеянный в стороны свет составляет лишь малую долю первичного пучка. Параллельный пучок света в высококачественном стекле или тщательно очищенной воде почти не виден при наблюдении сбоку, т.е. свет почти не рассеивается в стороны. В то же время пучок света отчетливо виден со всех сторон, если в воде содержатся мельчайшие пузырьки воздуха или капельки другой нерастворимой жидкости, находящиеся во взвешенном состоянии. Рассеяние света происходит и тогда, когда сами частицы имеют размеры, меньшие длин волны видимого света. Такие среды называют мутными. Основные закономерности рассеяния света в мутных средах были впервые экспериментально исследованы Тиндалем в 1869 г. (Джон Тиндаль, английский физик, 1820–1893).

В качестве примера рассмотрим легко доступный для воспроизведения опыт. В стеклянную кювету, заполненную водой, добавляют несколько капель молока. При наблюдении сбоку рассеянный свет имеет более голубой оттенок, чем свет источника; свет, прошедший сквозь кювету, имеет при достаточной её толщине красноватый оттенок.

Если среда может рассматриваться как непрерывная, то рассеяние будет происходить на её оптических неоднородностях. В этом случае диэлектрическая проницаемость среды (показатель преломления) является функцией координат $\varepsilon = \varepsilon(\vec{r})$ или $n = n(\vec{r})$. Тогда электромагнитная волна в среде будет определяться суперпозицией падающей и рассеянной волн: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ и $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}'$. Для сплошной среды рассеяние по своему физическому содержанию сводится к дифракции волн на неоднородностях среды.

Опыт показывает, что рассеяние света происходит не только в мутных средах, но и тщательно очищенных от посторонних примесей или включений жидкостях и газах. Рассеяние в чистом веществе, как правило, слабое, но, тем не менее, оно представляется принципиально важным явлением. Физическая причина оптической неоднородности в идеально чистых средах была указана польским физиком М. Смолуховским в 1908 г. (Мариан Смолуховский, польский физик, 1872–1917).

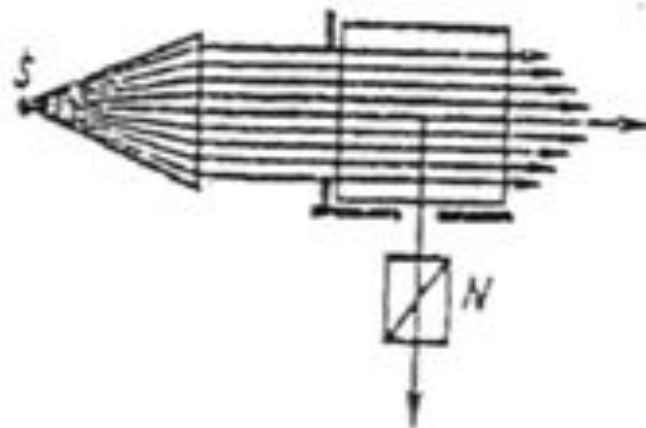
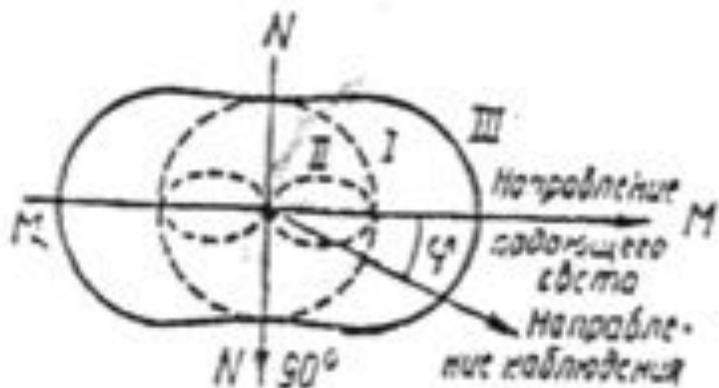
Из-за хаотического характера теплового движения молекул в среде возникают *флуктуации плотности* и, следовательно, флуктуации показателя преломления. Такой тип рассеяния света называют *молекулярным*.

Упругое рассеяние, т.е. такое, при котором рассеянный свет характеризуется той же частотой, что и падающее излучение. Различают несколько типов рассеяния, при этом характер рассеяния зависит от соотношения между длиной волны света λ и линейным размером частиц a .

- 1) *Рэлеевское рассеяние* - размеры частиц малы по сравнению с длиной волны: $a \leq \frac{1}{15} \lambda$. Это обычно рассеяние в мутных средах.
- 2) Если $a > \frac{1}{15} \lambda$ - *рассеяние Ми* (Густав Адольф Ми, немецкий физик, 1868–1957).
- 3) Рассеяние на оптических неоднородностях – здесь много различных случаев. Среди них, например, важный случай рассеяния на оптических неоднородностях, создаваемых звуковой волной. Т.е. под ее воздействием возникает гармоническое распределение оптической неоднородности. В результате наблюдается дифракция света на волне, при этом наблюдается изменение частоты дифрагированного света. Это – явление Мандельштама – Бриллюэна (Леонид Исаакович Мандельштам, советский физик, 1879-1944; Леон Бриллюэн, французский физик, 1889-1969) – напоминает (и является следствием) доплеровского изменения частоты при отражении от акустической волны.
- 4) Специфическое рассеяние – *комбинационное рассеяние* или *Рамановское рассеяние* (Чандрасекхара Венката Раман, индийский физик, 1888–1970), характеризуется изменением частоты рассеянного света по сравнению с падающим. Это рассеяние носит квантовый характер.
- 5) Можно выделить *многократное рассеяние* – рассеяние в каждом из последовательных актов осуществляется по законам однократного рассеяния. Результат – рассматривается как сумма результатов однократных рассеяний с учетом статистических характеристик их следования друг за другом.

Опыты Тиндала

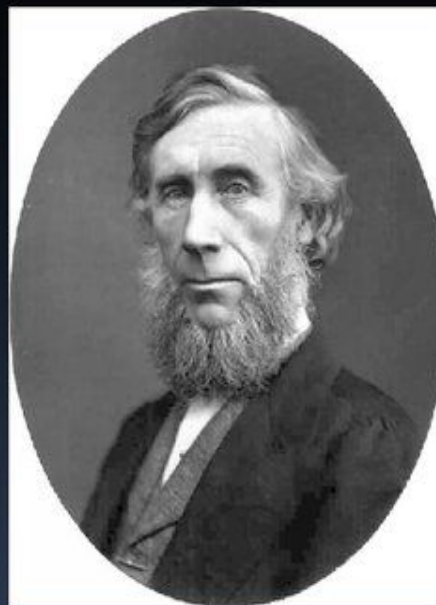
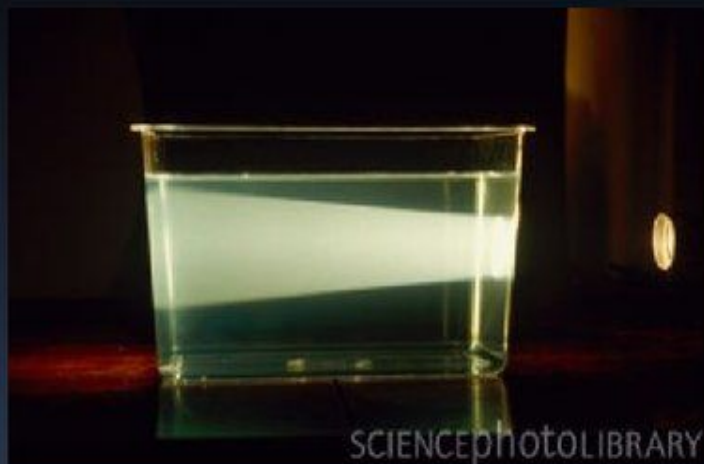
- Пропуская интенсивный пучок белого света вдоль оси стеклянной трубы, внутри которой находилось небольшое количество малых по сравнению с длиной волны видимого света, частиц, Тиндаль произвёл наблюдение рассеянного света под различными углами к направлению падающего света



- Тиндаль и ряд его последователей установили следующие закономерности:
- 1. Свет, рассеянный под углом к первичному пучку (в боковом направлении), обнаруживает сине – голубой оттенок, другими словами, рассеяние происходит преимущественно в коротковолновой части видимой области спектра;
- 2. Свет, рассеянный под прямым углом к первичному пучку естественного света, полностью (если рассеивающие частицы изотропные) или почти полностью линейно – поляризован;
- 3. Кривая распределения интенсивности рассеянного света в зависимости от угла рассеяния симметрична относительно направлений первичного пучка и перпендикулярного ему.

$$I_{\varphi} = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \varphi)$$

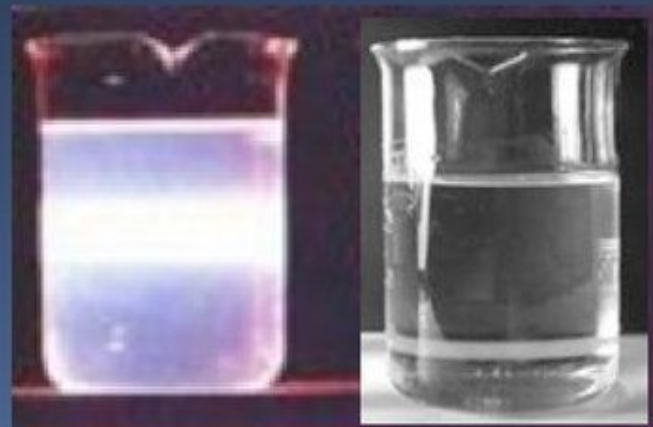
Эффект Тиндала



John Tyndall

Эффект связан с рассеянием света

При освещении коллоидного раствора сбоку пучком света наблюдается яркий светящийся след — конус Тиндала, или эффект Тиндала).



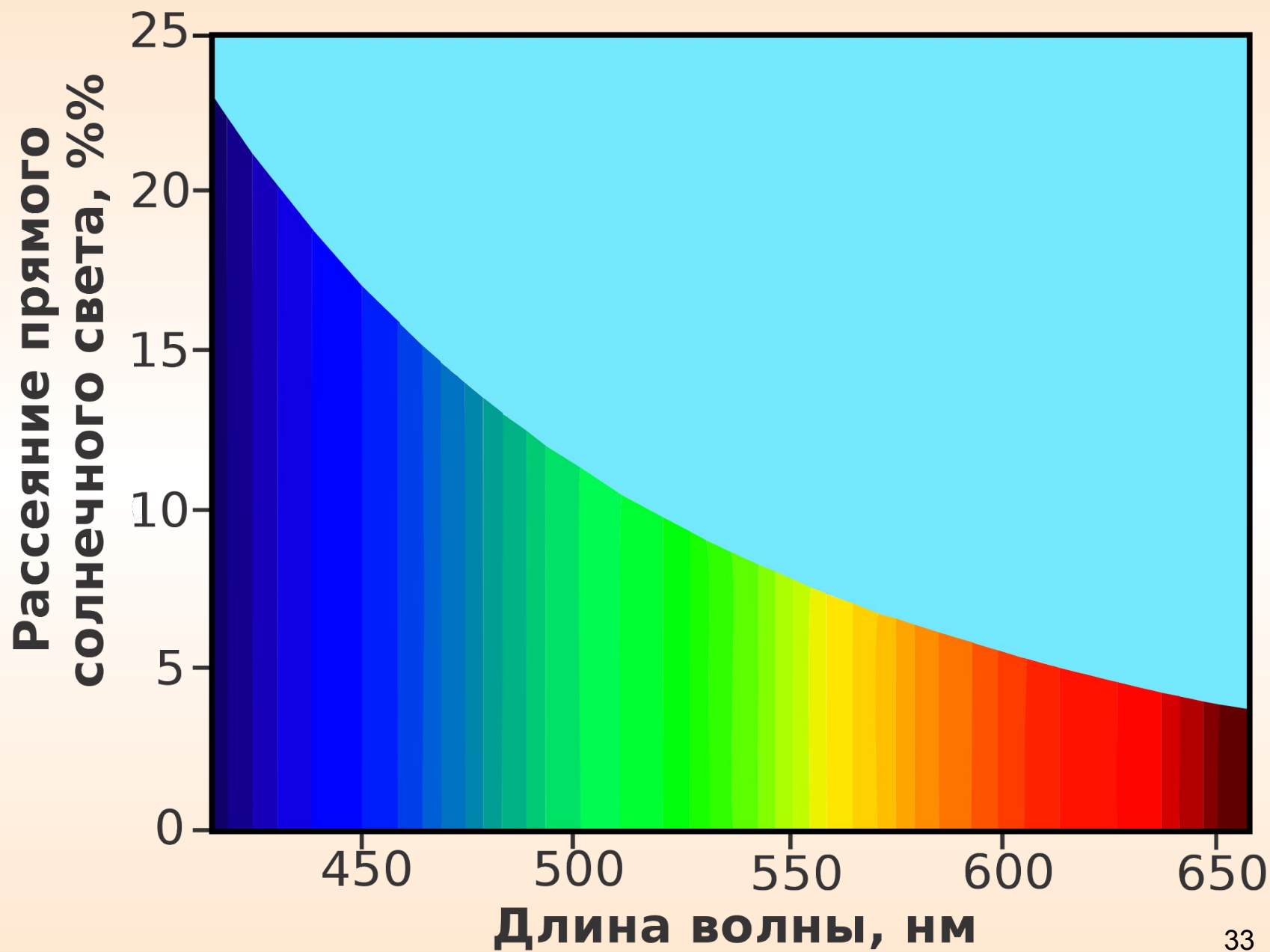
в случае низкомолекулярного раствора жидкость кажется оптически пустой

- **Рэлей** в 1889 году рассматривал задачу о распространении естественного света в сплошной среде с вкраплёнными в неё **частицами** сферической формы, размеры которых малы по сравнению с длиной волны света и **диэлектрическая проницаемость ϵ** отлична от **диэлектрической проницаемости ϵ_0** сплошной **среды**. Он получил следующие формулы для интенсивности рассеянного света:

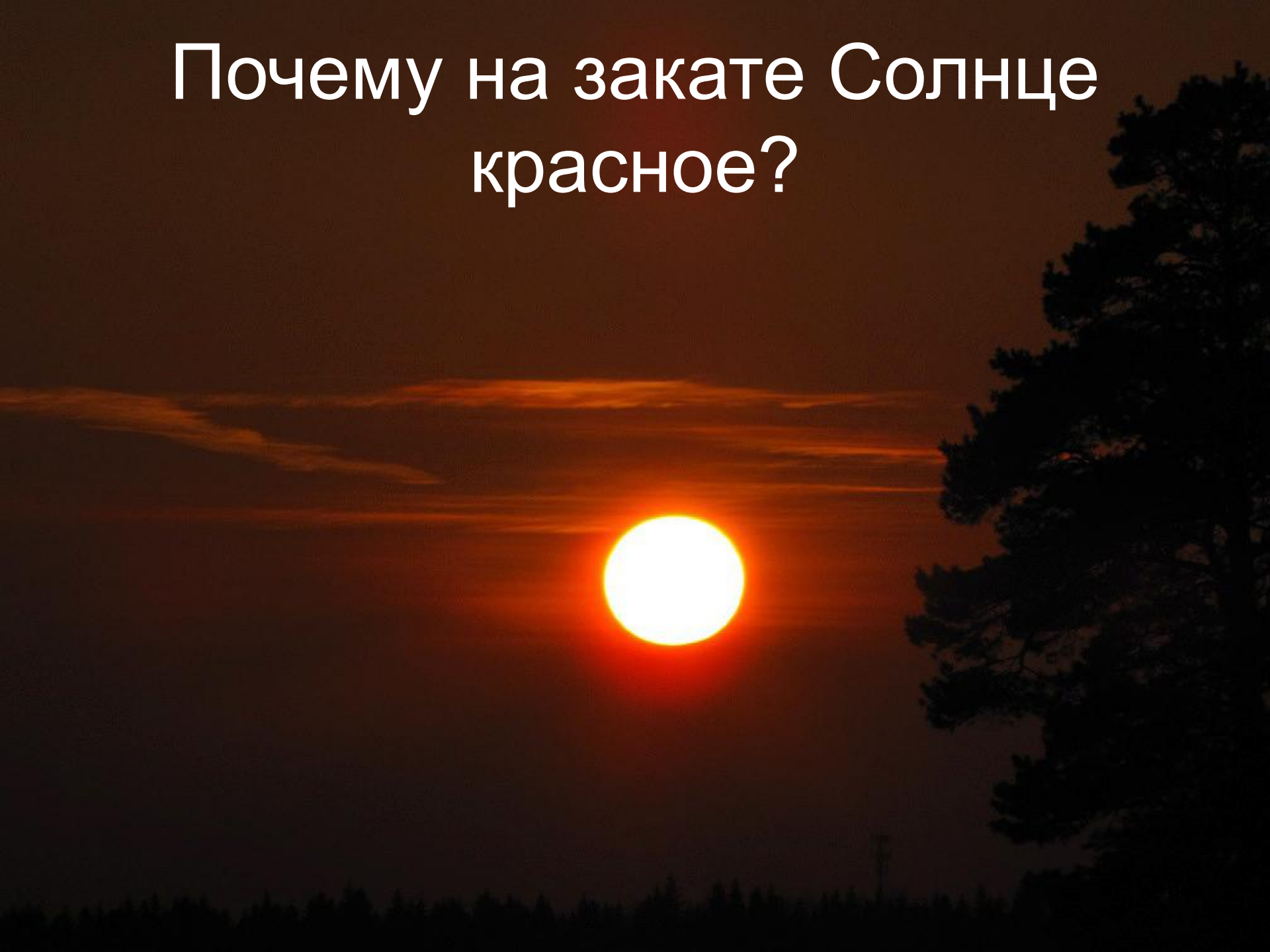
$$I_{\varphi} = I_0 \frac{9\pi^2 \epsilon_0^2 N_1^2 V_1^2}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + \epsilon_0} \right) (1 + \cos^2 \varphi)$$

$$I_{\phi} = I_0 \frac{9\pi^2 \varepsilon_0^2 N_1^2 V_1^2}{r^2 \lambda^4} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + \varepsilon_0} \right) (1 + \cos^2 \phi) (*)$$

- где r – расстояние от рассеивающей частицы до точки наблюдения, N_1 – число частиц в 1 см^3 , V – объём одной частицы, ϕ – угол рассеяния. При выводе формулы Рэлей полагал, что вторичные волны, исходящие от разных рассеивающих свет частиц, взаимно когерентны, и поэтому при вычислении интенсивности рассеянного света он суммировал именно амплитуды рассеянных волн.
- Легко видеть из формулы (*), что при $\varepsilon = \varepsilon_0$ интенсивность рассеянного света $I_{\phi} = 0$, т. е. рассеяние света не имеет места если диэлектрические проницаемости частиц и окружающей среды совпадают, другими словами, если оптическая неоднородность (разность $\varepsilon - \varepsilon_0$) отсутствует. Из формулы (*) вытекают два очень важных вывода:
 - 1. Интенсивность рассеянного света прямо пропорциональна шестой степени радиуса частицы.
 - 2. Интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвёртой степени длины волны (закон Рэля).



Почему на закате Солнце
красное?





Голубой цвет неба.

Цвет зари.



Голубой цвет неба. Цвет зари.

- Как видно из закона Рэлея, чем короче световые волны, тем сильнее они рассеиваются. Голубой цвет неба и красный цвет Солнца на восходе и на закате объясняются этой закономерностью, законом Рэлея. Небо мы видим светлым (т. е. голубым) только благодаря рассеянию света в атмосфере. Поскольку интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвёртой степени длины волны, то более интенсивное рассеяние произойдёт в коротковолновой части видимой области и поэтому небо примет голубой оттенок (точнее говоря, цвет неба будет обусловлен кроме закона Рэлея также спектральным составом солнечного излучения и кривой спектральной чувствительности глаза).
- В случае, когда Солнце стоит низко над горизонтом, до нас доходят лучи света Солнца, ослабленные благодаря рассеянию при прохождении сквозь сравнительно большую толщу атмосферы. Поскольку рассеяние сильнее в коротковолновой части видимого спектра, то диск Солнца на восходе и закате мы видим красным.

Рассеяние Ми (Gustav Mie) – на крупных частицах

Слабо зависит от длины волны для частиц радиусом $a >$

λ/15. Благодаря этому, голубое небо вблизи солнца кажется почти белым (одинаковое рассеяние на всех цветах сливается в белый).

При увеличении размеров частиц, например, в дождевых облаках, **индикатриса рассеяния Ми** вытягивается вперед, и окраска облаков меняется от белой в ясную погоду до темно серой перед дождем.

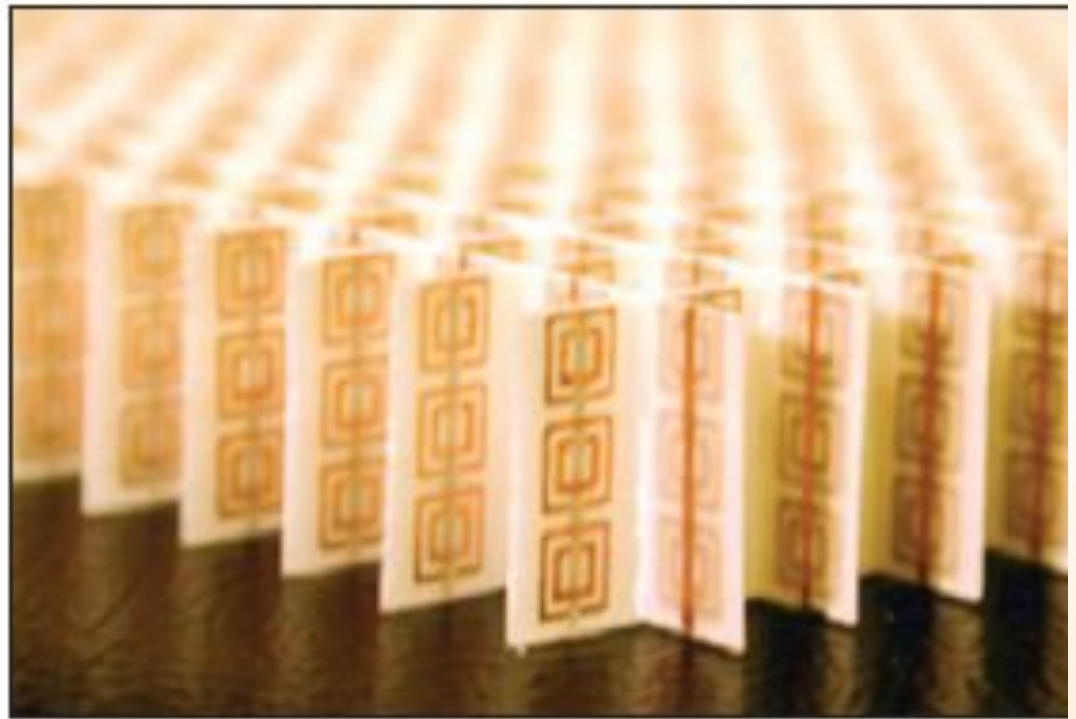
Очень крупные капли непрозрачны в направлении излучения.



Среды с отрицательным показателем преломления. Метаматериалы.

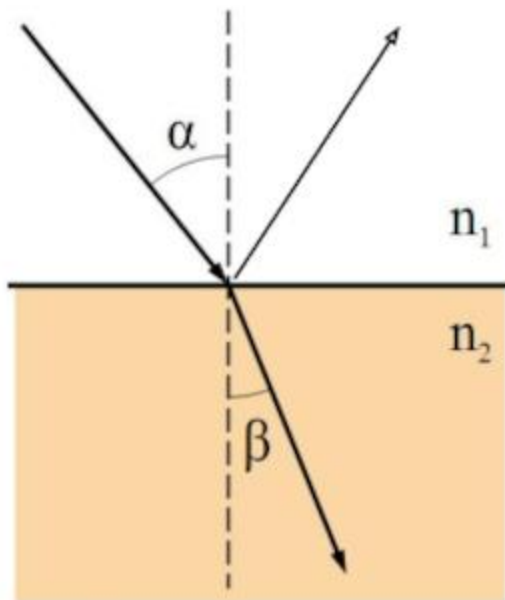


- Структура метаматериала



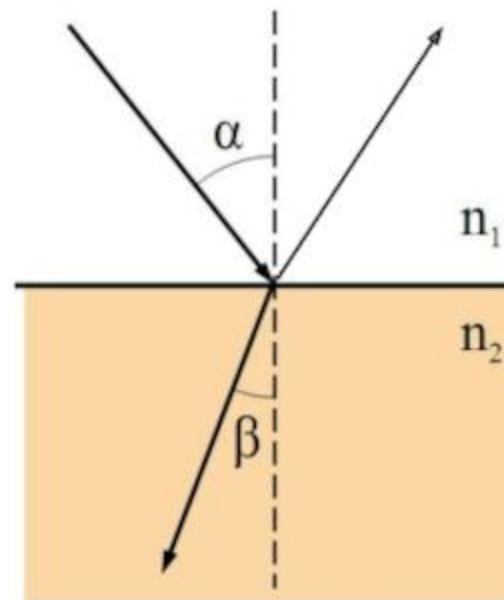
Среды Веселаго

случай $n_2 > 0$



случай $n_2 < 0$

свет преломляется в ином направлении («отрицательном»)



ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ
ПРЕЛОМЛЕНИЕ

Метаматериалы



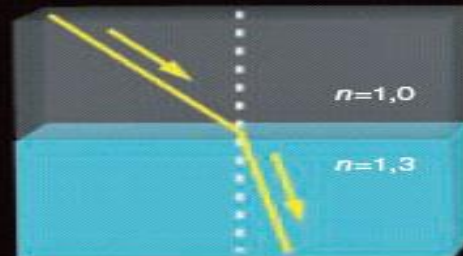
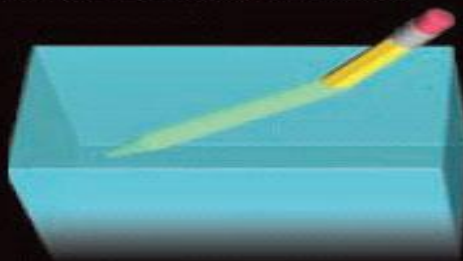
Фотография метаматериала с отрицательным показателем преломления

СТРАННОСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В среде с отрицательным показателем преломления свет (и все другие виды электромагнитного излучения) ведет себя не так, как в обычных материалах с положительным преломлением, причем во многих отношениях это поведение противоречит интуиции

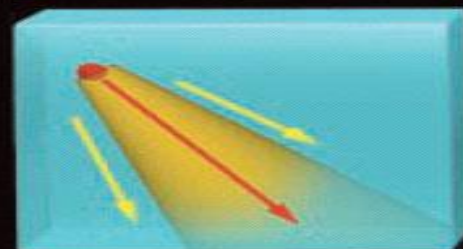
СРЕДА С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Карандаш в воде кажется изогнутым из-за более высокого показателя преломления воды



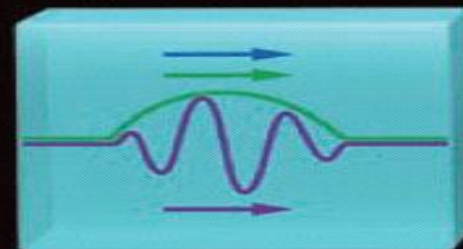
Когда свет переходит из среды с низким показателем преломления (n) в среду с более высоким, он отклоняется в сторону нормали (пунктирная линия под прямым углом к поверхности раздела)

Удаляющийся объект кажется более красным из-за эффекта Доплера



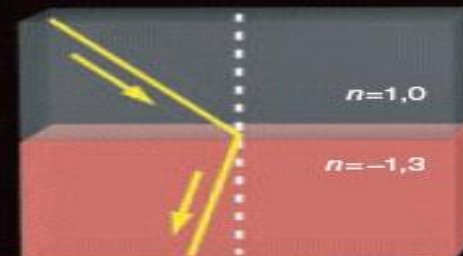
Заряженный объект (красный), движущийся быстрее скорости света, создает конус Черенковского излучения (желтый), направленный вперед

В среде с положительным показателем преломления отдельные максимумы электромагнитного импульса (фиолетовый) движутся в том же направлении, что и огибающая (зеленая) импульса и энергия (синяя)



СРЕДА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Карандаш, погруженный в среду с отрицательным преломлением, будет казаться изогнутым наружу



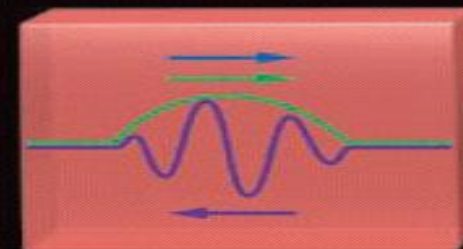
Когда свет идет из среды с положительным преломлением в среду с отрицательным, он отклоняется назад, оставаясь по ту же сторону нормали, что и падающий свет

Удаляющийся объект кажется более синим



Конус обращен назад

Отдельные всплески движутся в сторону, противоположную движению огибающей импульса и энергии



СУПЕРЛИНЗА

Прямоугольный брусок из материала с отрицательным показателем преломления образует суперлинзу. Свет (желтые линии) от объекта (слева) преломляется на поверхности линзы и снова сходится, формируя перевернутое изображение внутри бруска. Выходя из него, свет преломляется снова и создает второе изображение (справа). Для некоторых метаматериалов изображение содержит детали, более мелкие, чем длина волны используемого света, что невозможно для линз с положительным преломлением

