

МЕХАНИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

Волнами называются возмущения, распространяющиеся в среде (или вакууме) и способные переносить энергию. Характерной особенностью волн является перенос энергии без переноса вещества.

Волны бывают упругими (в частности, звуковыми и сейсмическими), поверхностными (на поверхности жидкости или твердого тела) и электромагнитными (в том числе радиоволнами и световыми).

Особое значение в теории волн имеют **гармонические волны**, т.е. бесконечные синусоидальные волны, в которых изменение состояния среды происходит по закону синуса или косинуса.

Рассмотрим упругие гармонические волны. Если в какой-либо упругой среде возбудить колебания частиц, то вследствие взаимодействия между частицами эти колебания будут распространяться в среде с некоторой скоростью v .

Различают **поперечные и продольные волны**. Волна называется поперечной, если колебания частиц происходят вдоль направлений, перпендикулярных к направлению распространения волны. Например, колебания струны. Поперечные волны могут существовать в средах, обладающих упругостью при деформации сдвига (имеет место в твердых телах). Волна называется продольной, если колебания частиц происходят вдоль направлений, параллельных направлению распространения волны. Например, звуковые волны в воздухе. Продольные волны могут существовать в средах, обладающих упругостью при деформации всестороннего сжатия или растяжения (имеет место в твердых, жидких и газообразных телах).

Во всякой волне можно выделить волновые поверхности. **Волновая поверхность** – поверхность, проведенная через равновесные положения частиц, колеблющихся в одинаковых фазах. Из определения следует, что они неподвижны. В зависимости от формы волновых поверхностей различают плоские, сферические, цилиндрические и эллиптические волны.

Область среды, охваченная волновым движением, называется **волновым полем**. Граница волнового поля получила название **фронта волны**. Фронт волны в отличие от волновой поверхности все время перемещается.

Основными параметрами волны являются фазовая скорость \vec{v} , длина волны λ , частота волны ν , период волны T , циклическая частота волны ω .

Фазовая скорость волны, т.е. скорость, с которой перемещается в пространстве данная фаза волны, зависит от среды, в которой распространяется волна.

$$v = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \quad (1)$$

фазовая скорость упругой волны в газе, где γ – коэффициент Пуассона, μ – молярная масса газа, T – температура, R – универсальная газовая постоянная.

$$v = \sqrt{E / \rho} \quad (2)$$

фазовая скорость продольной упругой волны в твердом теле, где E – модуль Юнга, ρ – плотность вещества.

$$v = \sqrt{G / \rho} \quad (3)$$

фазовая скорость поперечной упругой волны в твердом теле, где G – модуль сдвига.

Частота волны v – число полных колебаний, совершаемых любой из частиц среды, в которой распространяется волна, за единицу времени.

Период волны T – промежуток времени, в течение которого любая из частиц среды совершает одно полное колебание.

Циклическая частота волны ω – число полных колебаний, совершаемых за 2π секунд.

Длина волны λ – расстояние между равновесными положениями ближайших частиц среды, колеблющихся со сдвигом фаз 2π .

Длина волны равна расстоянию, на которое волна распространяется за время, равное периоду

$$\lambda = vT \quad (3)$$

Величина

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4)$$

называется **волновым числом**, а вектор

$$\vec{k} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \vec{n} \quad (5)$$

– **волновым вектором**. При этом \vec{n} – единичный вектор, указывающий направление распространения волны.

Приведем полезное соотношение, дающее связь волнового числа с угловой частотой и фазовой скоростью

$$k = \frac{2\pi}{vT} = \frac{2\pi v}{v} = \frac{\omega}{v} \quad (6)$$

Уравнение плоской гармонической волны

Уравнением волны (волной функцией) называется уравнение, позволяющее найти смещение от положения равновесия любой из частиц волнового поля в любой момент времени. Это уравнение есть периодическая функция координат равновесных положений частиц и времени:

$$\xi = \xi(x, y, z, t) \quad (7)$$

В простейшем случае, когда волна плоская и распространяется в однородной изотропной среде в направлении оси x , смещение любой из частиц зависит только от времени и координаты x той волновой поверхности, которой эта частица принадлежит:

$$\xi = \xi(x, t) \quad (8)$$

Пусть колебания частиц, принадлежащих волновой поверхности с координатой $x = 0$, происходят по закону

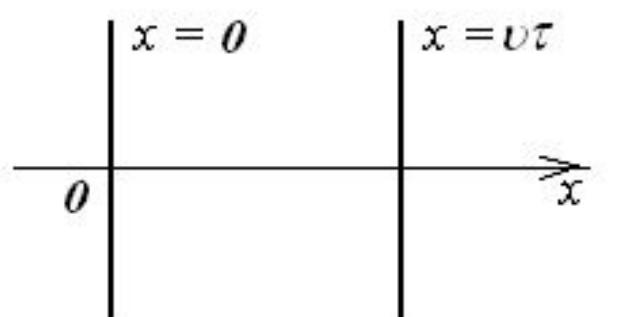
$$\xi = \xi_0 \cos \omega t \quad (8)$$

Колебания частиц, принадлежащих волновой поверхности с координатой x (рис. 1), начнутся несколько позже, так как требуется некоторое время для того, чтобы волна прошла расстояние x . Это время равно

$$\tau = \frac{x}{v}$$

где v – модуль скорости распространения волны.

Следовательно, колебания частиц с координатой x будут отставать по времени от колебаний частиц с координатой $x = 0$ на время τ :



$$\xi = \xi_0 \cos \omega(t - \tau)$$

или

$$\xi = \xi_0 \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right) \quad (9)$$

Рис. 1

Это и есть **уравнение плоской гармонической волны**, распространяющейся в направлении оси в однородной изотропной среде, не поглощающей энергию колебаний.

Уравнение (9) можно также записать в виде

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cos(\omega t - \frac{\omega}{v} x)$$

или, учитывая (6),

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cos(\omega t - kx) \quad (10)$$

Уравнение волны, распространяющейся в направлении, противоположном оси x , имеет вид:

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cos(\omega t + kx) \quad (11)$$

Волну, описанную уравнением (10), называют **бегущей**, а уравнением (11) – **отраженной волной**.

Уравнение плоской гармонической волны, распространяющейся в произвольном направлении, имеет вид:

$$\xi(\vec{r}, t) = \xi_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad (12)$$

где \vec{k} – волновой вектор; \vec{r} – радиус–вектор равновесного положения рассматриваемой частицы. Функция

$$\varphi(x, y, z, t) = \omega t - \vec{k}\vec{r} \quad (13)$$

называется **фазой волны**, а функция

$$\varphi_0(x, y, z) = \vec{k}\vec{r} \quad (14)$$

начальной фазой волны.

Волновое уравнение

Уравнение волны есть решение соответствующего дифференциального уравнения, называемого **волновым уравнением**. Волновое уравнение связывает вторые частные производные от смещения по координатам со вторыми частными производными от смещения по времени. Получим волновое уравнение. Продифференцировав (10) дважды по времени, а затем дважды по координате, получим

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -\xi_0 \omega^2 \cos(\omega t - kx)$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -\xi_0 k^2 \cos(\omega t - kx)$$

Разделив второе уравнение на первое, получим:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{k^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

Учитывая, что $\frac{k^2}{\omega^2} = \frac{1}{v^2}$, найдем искомое волновое уравнение плоской гармонической волны, распространяющейся в направлении оси x :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (15)$$

В случае, если волна распространяется в произвольном направлении, то в уравнении (15) появляются дополнительные слагаемые

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (16)$$

Решением уравнения (16) в зависимости от дополнительных условий может быть уравнение плоской, сферической и других волн.

В заключение отметим, что любая волна переносит в пространстве энергию колебаний. Можно показать, что средняя объемная плотность энергии волны (энергия, заключенная в единице объема волнового поля) пропорциональна плотности среды ρ , квадрату амплитуды волны ξ_0 и квадрату ее частоты ω .

Волнам присущи явления **интерференции и дифракции**. Более подробно эти явления будут рассмотрены в разделе «Электромагнитные волны».

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Из дифференциальных уравнений Максвелла следует, что возможно существование электромагнитного поля в виде электромагнитных волн.

Процесс распространения электромагнитного поля в пространстве называется электромагнитной волной.

Покажем, что из уравнений Максвелла вытекают волновые уравнения для напряженностей E и H электромагнитной волны (ЭМ). Пусть в однородной и изотропной нейтральной ($\rho = 0$) непроводящей среде ($j = 0$) вдоль оси x распространяется плоская ЭМ волна. Тогда вектора E и H , а значит и их проекции на оси координат не будут зависеть от координат y и z . Это означает, что векторы E и H перпендикулярны к направлению распространения волны, т.е. электромагнитные волны *поперечны*.

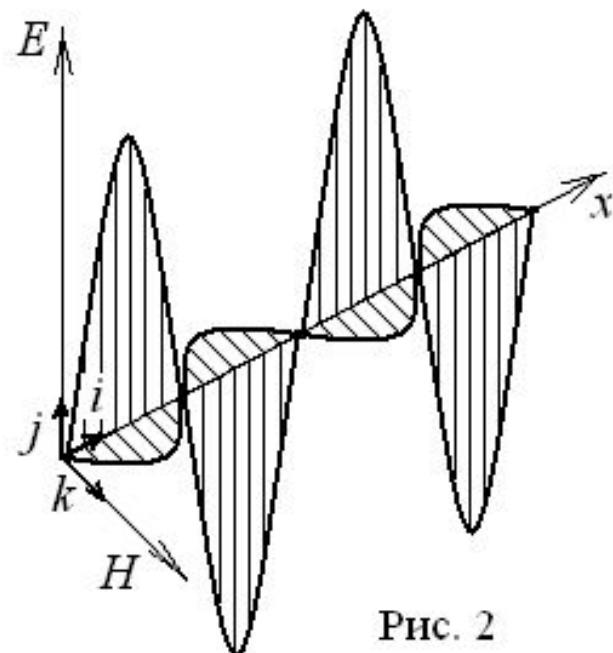


Рис. 2

Из дифференциальных уравнений Максвелла следует, что возможно существование электромагнитного поля в виде электромагнитных волн. **Процесс распространения электромагнитного поля в пространстве называется электромагнитной волной.** Покажем, что из уравнений Максвелла вытекают волновые уравнения для напряженностей E и H электромагнитной волны (ЭМ). Пусть в однородной и изотропной нейтральной ($\rho = 0$) непроводящей среде ($j = 0$) вдоль оси x распространяется плоская ЭМ волна. Тогда вектора E и H , а значит и их проекции на оси координат не будут зависеть от координат y и z . Это означает, что векторы E и H перпендикулярны к направлению распространения волны, т.е. электромагнитные волны *поперечны*.

По аналогии с механическими волнами, а также с учетом, что $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$, уравнение для E_y принимает вид:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad (17)$$

Продифференцировав по x второе уравнение из (3.5), найдем после аналогичных преобразований уравнение для H_z :

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \quad (18)$$

Уравнения (17) и (18) являются волновыми уравнениями (по аналогии с (15)), где $\varepsilon\mu/c^2 = 1/v^2$ (v – фазовая скорость волны). Следовательно, уравнения (17) и (18) указывают на то, что электромагнитные поля могут существовать в виде электромагнитных волн, фазовая скорость которых равна

$$v = c / \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (19)$$

В вакууме (т.е. при $\varepsilon = \mu = 1$) скорость электромагнитных волн совпадает со скоростью света c .

Простейшими решениями уравнений (17) и (18) являются функции

$$E_y = E_0 \cos (\omega t - kx + \varphi_{01}) \quad (20)$$

$$H_z = H_0 \cos (\omega t - kx + \varphi_{02}) \quad (21)$$

В этих формулах ω – частота волны, k – волновое число, φ_{01} и φ_{02} – начальные фазы колебаний в точках с координатой $x = 0$. Путем подстановки функций (30) и (31) в исходные уравнения можно убедиться, что должны выполняться равенства:

$$kE_0 = \mu_0 \mu \omega H_0, \quad \varepsilon_0 \varepsilon \omega E_0 = kH_0 \quad \text{и} \quad \varphi_{01} = \varphi_{02}$$

$$kE_0 = \mu_0 \mu \omega H_0, \quad \varepsilon_0 \varepsilon \omega E_0 = kH_0 \quad \text{и} \quad \varphi_{01} = \varphi_{02}$$

Перемножив первые два предыдущих равенства, и, извлекая корень квадратный из обеих частей получаемого выражения, найдем, что амплитуды E_0 и H_0 связаны между собой соотношением

$$E_0 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} = H_0 \sqrt{\mu_0 \mu} \quad (22)$$

Равенство начальных фаз φ_{01} и φ_{02} означает, что колебания электрического и магнитного векторов происходят синхронно.

Энергия и импульс электромагнитной волны

Распространение всякой волны связано с переносом энергии. Электромагнитные волны также переносят энергию. Плотность энергии электромагнитной волны складывается из плотности энергии электрического и магнитного полей:

$$w = w_E + w_H = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} \quad (23)$$

В вакууме и в непроводящей среде векторы E и H изменяются в каждой точке пространства в одинаковой фазе. Поэтому соотношение (22) между амплитудами напряженностей электрического и магнитного полей справедливо и для их мгновенных значений:

$$E\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon} = H\sqrt{\mu_0\mu}$$

Тогда

$$\frac{\varepsilon_0 \varepsilon E^2}{2} = \frac{\mu_0 \mu H^2}{2} = \frac{EH}{2} \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu} = \frac{EH}{2c} \sqrt{\varepsilon \mu} = \frac{EH}{2v}$$

где v – фазовая скорость волны (в формуле учтено, что $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ и $v = c / \sqrt{\varepsilon \mu}$).

Таким образом, выражение (23) можно представить в виде

$$w = \frac{EH}{2v} + \frac{EH}{2v} = \frac{EH}{v} \quad (24)$$

Для характеристики переноса энергии электромагнитной волной вводят понятие потока энергии.

Поток энергии Φ **через поверхность** S – **энергия, переносимая через** S **за единицу времени.** Распределение потока энергии по поверхности S характеризует плотность потока энергии.

Плотность потока энергии Π – **векторная физическая величина, численно равная энергии, переносимой за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению распространения волны, и совпадающая с направлением фазовой скорости волны.** Модуль плотности потока энергии можно получить, умножив плотность энергии w (24) на фазовую скорость волны:

$$\Pi = wv = EH$$

Векторы E , H и Π образуют правовинтовую систему. Тогда

$$\Pi = [E \ H] \quad (25)$$

Вектор плотности потока энергии Π получил название **вектора Пойнтинга** (Умова–Пойнтинга).

Масса электромагнитной волны, заключенная в некотором объеме V , может быть вычислена по теории относительности:

$$m = \frac{W}{c^2} \quad (26)$$

В частности, масса, заключенная в единице объема ρ , равна

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{W}{c^2 V} = \frac{w}{c^2} \quad (27)$$

где w – средняя плотность энергии волны.

Импульс некоторого объема волны V равен

$$p = mc = \frac{W}{c^2} c = \frac{W}{c} \quad (28)$$

Итак, электромагнитная волна обладает массой и импульсом, а значит, она должна оказывать давление (корпускулярное свойство ЭМ волн). Световое давление было измерено Лебедевым. Результаты измерений оказались в полном согласии с теорией Максвелла.

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

Волновая оптика рассматривает круг явлений, связанных с распространением света, которые можно объяснить, представляя свет как электромагнитную волну.

Основное понятие волновой оптики – *световая волна*. Под световой волной понимают электрическую составляющую электромагнитной волны, длина волны которой в вакууме λ_0 лежит в пределах 400 – 700 нм. Такие волны воспринимает человеческий глаз. Уравнение плоской световой волны можно представить в виде

$$E = A \cos(\omega t - kx + \alpha_0) \quad (1)$$

где A – принятое обозначение амплитуды светового вектора E , α_0 – начальная фаза (фаза при $t = 0, x = 0$).

В среде с показателем преломления n фазовая скорость световой волны равна $v = c/n$, а длина волны $\lambda = \lambda_0/n$ (2)

Интенсивность световой волны, как следует из (1), определяется средним значением вектора Пойнтинга $I = \langle S \rangle$, и можно показать, что

$$I \sim A^2 \quad (3)$$

т.е. пропорциональна квадрату амплитуды световой волны.

Интерференция световых волн

Интерференцией называется явление перераспределения энергии в пространстве при наложении когерентных волн.

Когерентными называются волны одного направления, с одинаковыми плоскостями колебаний светового вектора, одинаковой частотой и с постоянной во времени разностью фаз.

Когерентные волны можно получить, разделяя одну световую волну на две с помощью отражения и преломления света.

Условия наблюдения максимумов и минимумов интерференции определяются разностью фаз складываемых колебаний.

Разность фаз интерферирующих волн связана с оптической разностью хода

$$\Delta = l_2 - l_1$$

где l – оптическая длина пути световой волны. При этом $l = S \cdot n$, где S – геометрическая длина пути световой волны в однородной среде с показателем преломления n .

Кроме того, при нахождении l надо учитывать, что при отражении от оптически более плотной среды световая волна меняет фазу на π . В этом случае к оптической длине пути надо прибавить (или отнять) $\lambda_0/2$.

Связь разности фаз с оптической разностью хода дает общие условия наблюдения интерференционных максимумов и минимумов:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta = 2k \frac{\lambda_0}{2} - \max \\ \Delta = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2} - \min \end{array} \right\} k = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

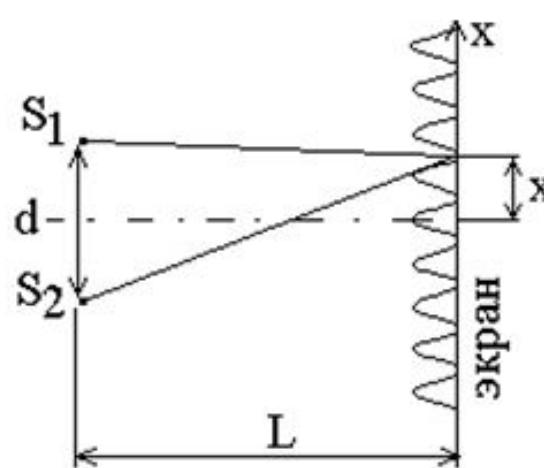


Рис. 1

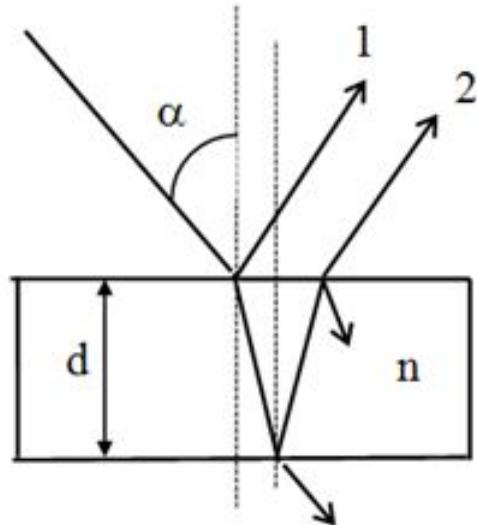
Рассмотрим основные случаи интерференции

1. Интерференция наблюдается на экране, расположенным параллельно двум когерентным источникам в виде щелей (опыт Юнга, зеркала Френеля, бипризма Френеля) (рис. 1).

L – расстояние от экрана до источников, отстоящих друг от друга на расстоянии d ($d \ll L$); x – расстояние от центра интерференционной картины до k -ой интерференционной полосы.

Тогда

$$\left. \begin{array}{l} x_{\max} = k \frac{L}{d} \lambda_0 \\ x_{\min} = (k + 1/2) \frac{L}{d} \lambda_0 \end{array} \right\} k = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$



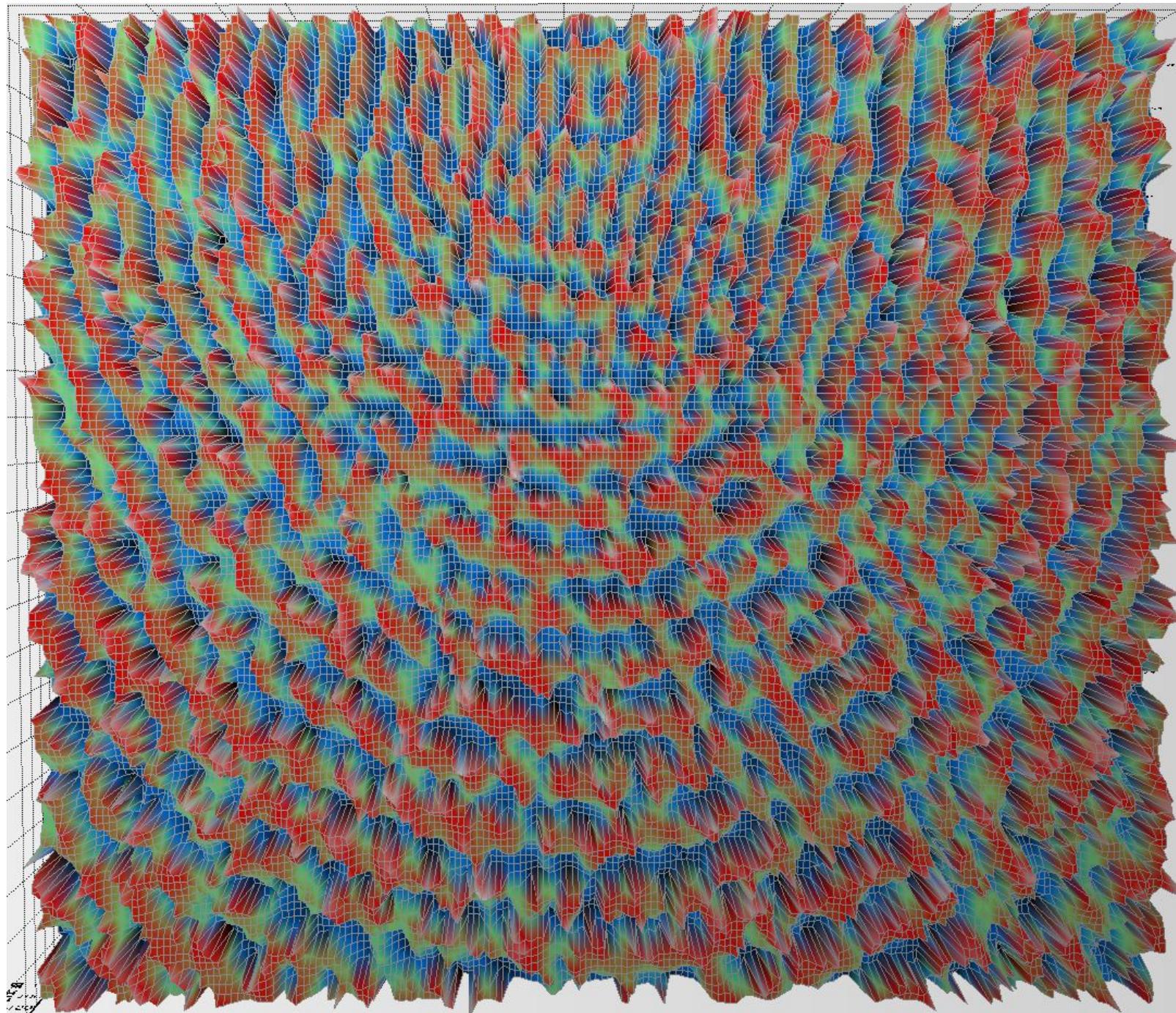
2. Интерференция при отражении от тонких пленок.

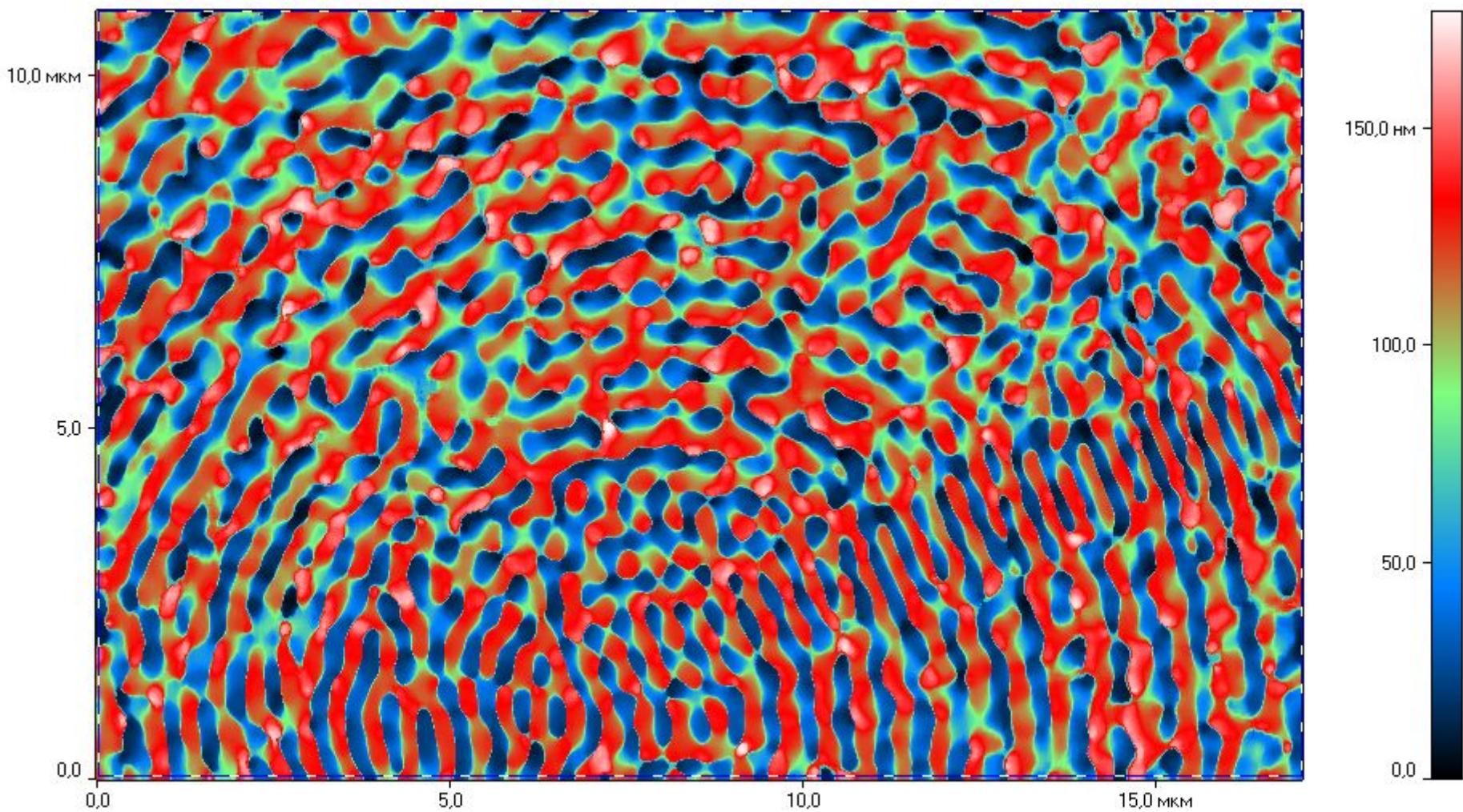
При падении света на тонкую пленку происходит отражение от обеих поверхностей пластиинки. В результате возникают когерентные волны 1 и 2, которые могут интерферировать (рис. 2). При этом

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \lambda_0 / 2 \quad (6)$$

Рис. 2

где d – толщина пленки, n – показатель преломления, α – угол падения, $\lambda_0/2$ – добавочная разность хода, учитывающая смену фазы на π при отражении 1-й волны от более плотной среды (пленки).





Дифракция световых волн

Дифракцией называется огибание волной препятствий. Дифракция выражена достаточно сильно, если длина волны соизмерима с размерами препятствия. Возникновение дифракции можно объяснить с помощью *принципа Гюйгенса*: каждая точка, до которой доходит волновое движение, служит центром вторичных волн; огибающая этих волн дает положение фронта волны в следующий момент. Для количественной оценки результатов дифракции и нахождения амплитуды результирующей волны в любой точке пространства Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением о когерентности вторичных волн и их интерференции.

Различают: 1) дифракцию плоской волны – дифракцию Фраунгофера и 2) дифракцию сферической волны – дифракцию Френеля

Расчеты с использованием принципа Гюйгенса – Френеля – чрезвычайно трудная задача. Поэтому для качественной оценки результатов дифракции Френель предложил разбивать фронт волны не на бесконечное множество точечных источников, а на конечное число зон. *Зонами Френеля* называются участки фронта волны, построенные таким образом, что расстояние от краев каждой зоны до точки наблюдения отличаются на $\lambda/2$.

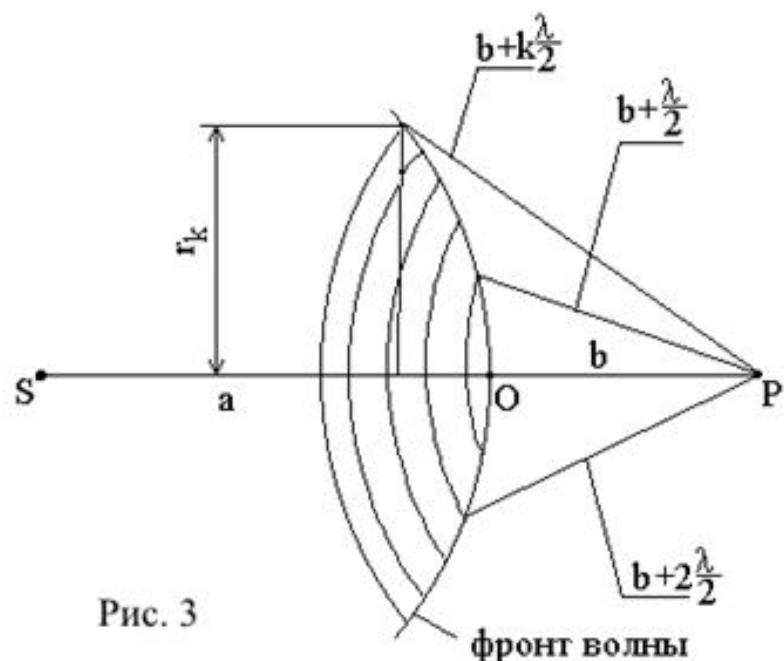


Рис. 3

Построение зон для сферической волны, испущенной источником S, показано на рис. 3. Колебания, приходящие в точку наблюдения P от аналогичных точек двух соседних зон, будут находиться в противофазе. Поэтому и результирующие колебания, создаваемые каждой из зон в целом, будут для соседних зон отличаться по фазе на π .

Радиус внешней границы k-ой зоны Френеля в этом случае

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b} k\lambda} \quad (7)$$

где a – расстояние от источника света до фронта волны, b – расстояние от точки наблюдения до вершины фронта волны О.

Для плоской волны радиус находится как

$$r_k = \sqrt{k\lambda b} \quad (8)$$

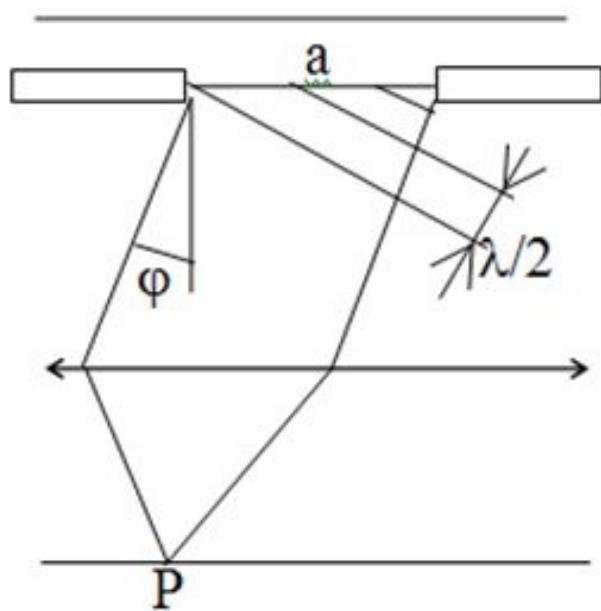


Рис. 4

Для качественной оценки результата дифракции на малом круглом отверстии достаточно найти количество зон Френеля, попавших в это отверстие. Если количество зон четное, то в точке Р будет минимум, если нечетное – максимум. Аналогично оценивается дифракция Фраунгофера на узкой щели (рис. 4).

Открытая часть фронта волны, дошедшей до щели, разбивается на параллельные краям щели

зоны Френеля шириной $\lambda/(2\sin\phi)$, где ϕ – угол дифракции. Таких зон на ширине

$$\text{щели укладывается } N = \frac{a \cdot \sin \phi}{\lambda / 2}.$$

Если N четное, то в точке P – минимум, если N нечетное, то в точке P – максимум. Тогда условия максимума и минимума дифракции сферической волны (дифракции Френеля)

$$\left. \begin{array}{l} a \cdot \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} - \min \\ a \cdot \sin \varphi = (2k+1) \frac{\lambda}{2} - \max \end{array} \right\} k = 1, 2, \dots \quad (9)$$

Большое практическое значение имеет дифракция Фраунгофера на так называемой дифракционной решетке. Дифракционной решеткой называется совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние,

Расстояние d между серединами соседних щелей называется постоянной или периодом решетки. При этом в направлениях, для которых разность хода волн от соседних щелей равна целому числу длин волн, будут наблюдаться максимумы интенсивности, называемые главными. Таким образом, условие главных максимумов имеет вид

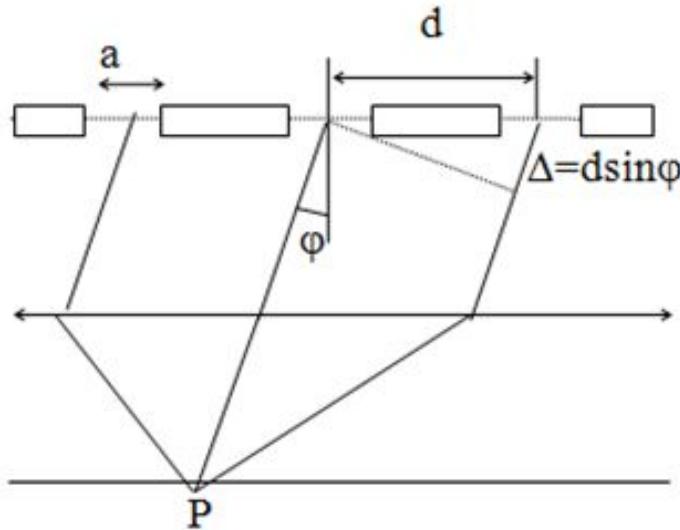


Рис. 5

$dsin\phi = 2k\lambda/2, \quad k = 0, 1, 2\dots \quad (10)$

Дифракционная решетка служит спектральным прибором, разрешающая способность которого

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (11)$$

где $\Delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух близких спектральных линий с длинами волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$, при которых они еще воспринимаются раздельно (разрешаются).

Разрешающая способность дифракционной решетки может быть найдена по формуле

$$R=kN \quad (12)$$

где k – порядок дифракционного спектра, N – общее число щелей решетки.

Поляризация световых волн

В естественном свете колебания различных направлений быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Свет, в котором направления колебаний упорядочены каким-либо образом, называют поляризованным. Обычно ограничиваются рассмотрением *плоскополяризованного света*, то есть такого, в котором колебания светового вектора происходят только в одной плоскости.

Плоскополяризованный свет получают из естественного с помощью приборов – поляризаторов. Эти приборы пропускают только колебания, параллельные плоскости, называемой плоскостью поляризатора. Если через поляризатор пропустить естественный свет с интенсивностью $I_{\text{ест}}$, то интенсивность прошедшего поляризованного света уменьшается в два раза:

$$I = 0,5I_{\text{ест}} \quad (13)$$



Рис.6

Если на поляризатор падает уже плоско-поляризованный свет с амплитудой A_0 и интенсивностью I_0 (рис. 12), то сквозь прибор пройдет составляющая колебания с амплитудой $A = A_0 \cos \varphi$, где φ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (14)$$

Соотношение (14) носит название *закона Малюса*.

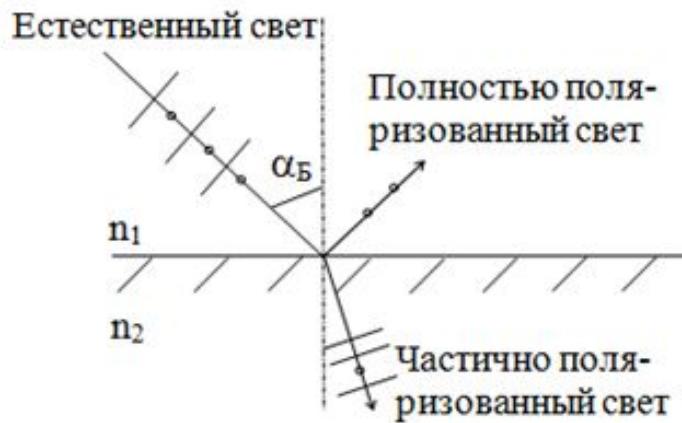


Рис.7

что отраженный от диэлектрика свет будет полностью поляризован, если тангенс угла падения α_B равен относительному показателю преломления сред $n_{21} = n_2/n_1$ (рис. 7):

$$\operatorname{tg}\alpha_B = n_{21} \quad (15)$$

Действие поляризаторов разных типов основано либо на явлении поляризации света при отражении его от диэлектрика, либо на поляризации при двойном лучепреломлении, которое наблюдается при прохождении света через анизотропные вещества (кристаллы). В первом случае имеет место *закон Брюстера*, который гласит,

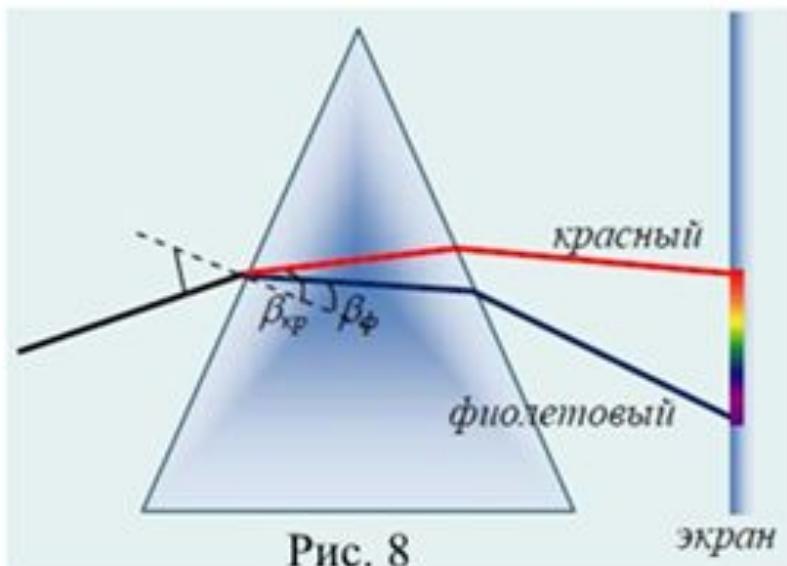


Рис. 8

Дисперсия света (разложение света) – это совокупность явлений, обусловленных зависимостью показателя преломления вещества от частоты света (зависимостью фазовой скорости света в веществе от частоты).

$$D = dn / d\lambda \quad (16)$$

Нормальная дисперсия: чем больше частота волны, тем больше показатель преломления среды и меньше ее скорость света в ней:

Однако в некоторых веществах (например, в парах йода) наблюдается эффект аномальной дисперсии, при котором синие лучи преломляются меньше, чем красные, а другие лучи поглощаются веществом и не наблюдаются. Дисперсия света позволила впервые вполне убедительно показать составную природу белого света.