# 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 $\upsilon$.

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 $\vec{\upsilon}$, длина волны $\lambda$, частота волны $\nu$, период волны $T$, циклическая частота волны $\omega$.

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

$$\upsilon = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}} \qquad (1)$$

фазовая скорость упругой волны в газе, где $\gamma$ – коэффициент Пуассона, $\mu$ – молярная масса газа, T – температура, R – универсальная газовая постоянная.

$$\upsilon = \sqrt{E/\rho} \qquad (2)$$

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

$$\upsilon = \sqrt{G/\rho} \qquad (3)$$

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

**Частота волны** $\nu$ – 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** $\omega$ – число полных колебаний, совершаемых за $2\pi$ секунд.

**Длина волны** $\lambda$ – расстояние между равновесными положениями ближайших частиц среды, колеблющихся со сдвигом фаз $2\pi$.

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

$$\lambda = \upsilon T \tag{3}$$

Величина

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{4}$$

называется **волновым числом**, а вектор

$$\vec{k} = (\frac{2\pi}{\lambda})\ \vec{n} \tag{5}$$

– **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

$$k = \frac{2\pi}{\upsilon T} = \frac{2\pi\nu}{\upsilon} = \frac{\omega}{\upsilon} \tag{6}$$

## Уравнение плоской гармонической волны

*Уравнением волны* (волновой 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:

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

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:

$$\xi = \xi(x, t) \tag{8}$$

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

$$\xi = \xi_0 \cos\omega t \tag{8}$$

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

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

где $\upsilon$ – модуль скорости распространения волны.

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

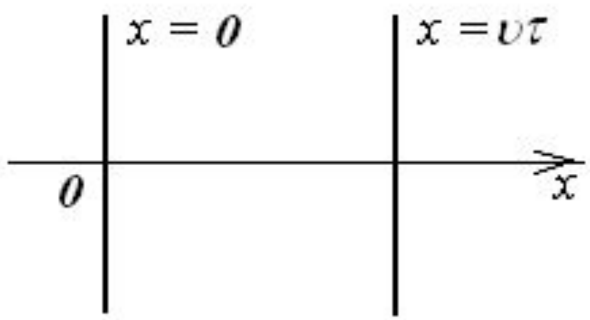



Рис. 1

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

или

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

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

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

или, учитывая (6),

$$\xi(x,t)=\xi_0 \cos(\omega t-kx) \tag{10}$$

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

$$\xi(x,t)=\xi_0 \cos(\omega t+kx) \tag{11}$$

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

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

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

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

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

называется **фазой волны**, а функция

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

**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 $\dfrac{k^2}{\omega^2} = \dfrac{1}{\upsilon^2}$, найдем искомое волновое уравнение плоской гармонической волны, распространяющейся в направлении оси $x$:

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

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

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

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 $\rho$, квадрату амплитуды волны $\xi_0$ и квадрату ее частоты $\omega$.

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.

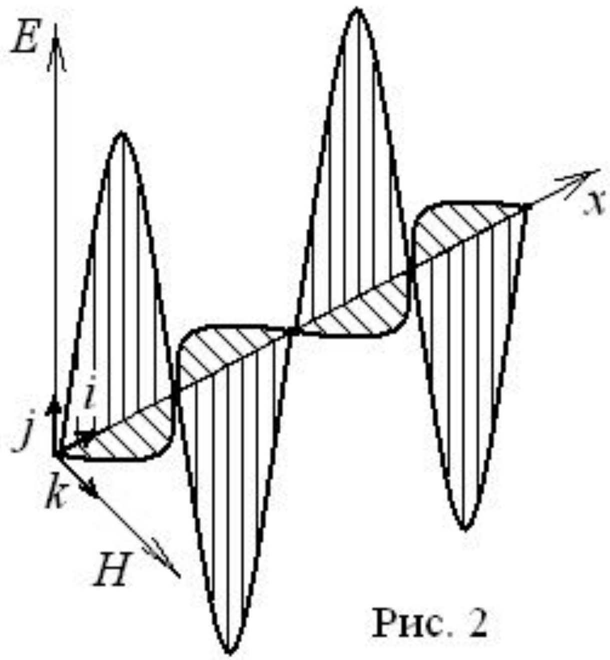



Рис. 2

**Процесс распространения электромагнитного поля в пространстве называется электромагнитной волной**.

Покажем, что из уравнений Максвелла вытекают волновые уравнения для напряженностей $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ электромагнитной волны (ЭМ). Пусть в однородной и изотропной нейтральной ($\rho = 0$) непроводящей среде ($j = 0$) вдоль оси $x$ распространяется плоская ЭМ волна. Тогда вектора $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, 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:

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

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

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

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

$$\upsilon = c \; / \; \sqrt{\varepsilon\mu} \qquad (19)$$

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

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

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

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

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

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

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

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

$$E_0 \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} = H_0 \sqrt{\mu_0 \mu} \tag{22}$$

Равенство начальных фаз $\varphi_{01}$ и $\varphi_{02}$ 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:

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

В вакууме и в непроводящей ток среде векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ 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

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

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

Таким образом, выражение (23) можно представить в виде

$$w = \frac{EH}{2\upsilon} + \frac{EH}{2\upsilon} = \frac{EH}{\upsilon} \tag{24}$$

Для характеристики переноса энергии электромагнитной волной вводят понятие потока энергии.

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

**Плотность потока энергии $\Pi$ – 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:

$$\Pi = w\upsilon = EH$$

Векторы ***E***, ***H*** и ***П*** образуют правовинтовую систему. Тогда

$$\boldsymbol{\Pi} = [\boldsymbol{E}\,\boldsymbol{H}] \tag{25}$$

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

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

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

В частности, масса, заключенная в единице объема $\rho$, равна

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

где $\langle w \rangle$ – средняя плотность энергии волны.

Импульс некоторого объема волны $V$ равен

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

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 $\lambda_0$ лежит в пределах 400 – 700 нм. Такие волны воспринимает человеческий глаз. Уравнение плоской световой волны можно представить в виде

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

где A – принятое обозначение амплитуды светового вектора E, $\alpha_0$ – начальная фаза (фаза при t = 0, x = 0).

В среде с показателем преломления n фазовая скорость световой волны равна $\upsilon = c/n$, а длина волны

$$\lambda = \lambda_0/n \qquad (2)$$

*Интенсивность* световой волны, как следует из (41), определяется средним значением вектора Пойнтинга $I = \langle S \rangle$, и можно показать, что

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

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 дина 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 $\pi$. 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:

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= 2k\frac{\lambda_0}{2} && -\max \\ \Delta &= (2k+1)\frac{\lambda_0}{2} && -\min \end{aligned}\right\} k = 0,\ 1,\ 2... \qquad (4)$$

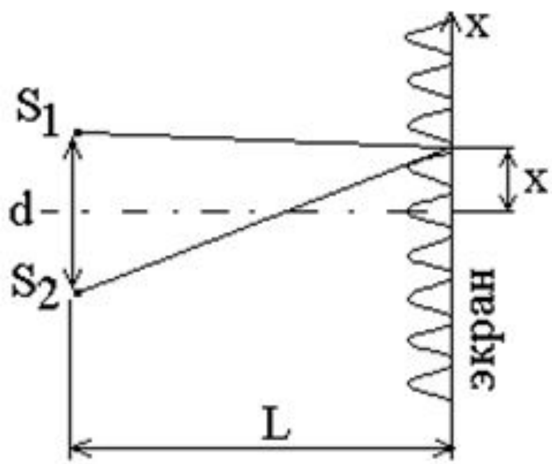


Рис. 1

Рассмотрим основные случаи интерференции

1. Интерференция наблюдается на экране, расположенном 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

$$\left.\begin{aligned} x_{max} &= k\frac{L}{d}\lambda_0 \\ x_{min} &= (k+1/2)\frac{L}{d}\lambda_0 \end{aligned}\right\} k = 0,\ 1,\ 2... \qquad (5)$$

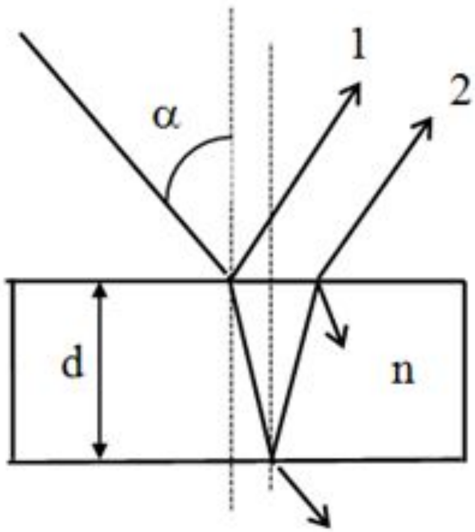
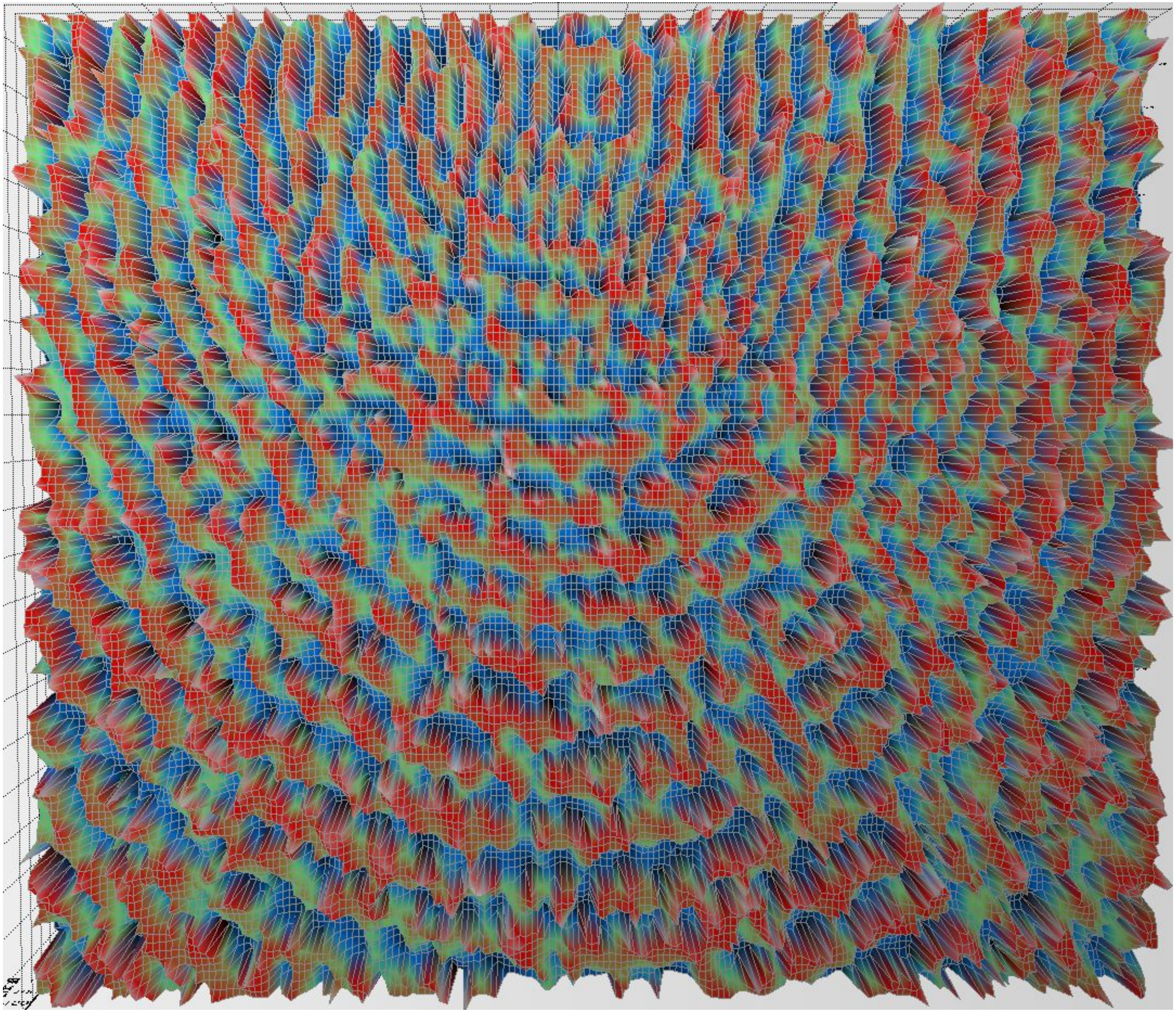


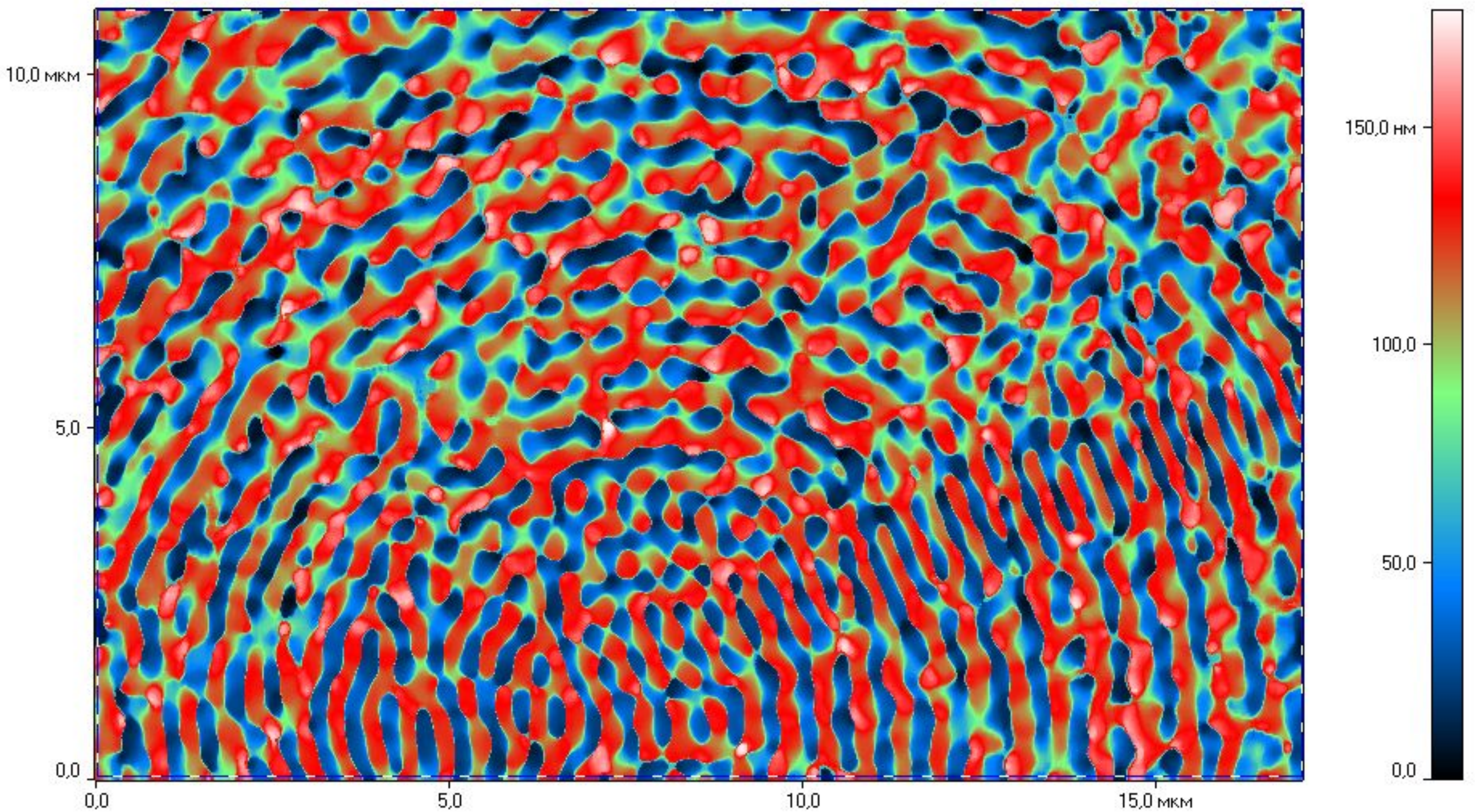

Рис. 2

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

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

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).




10,0 мкм
5,0
0,0
0,0
5,0
10,0
15,0 мкм
150,0 нм
100,0
50,0
0,0

**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 $\lambda/2$.

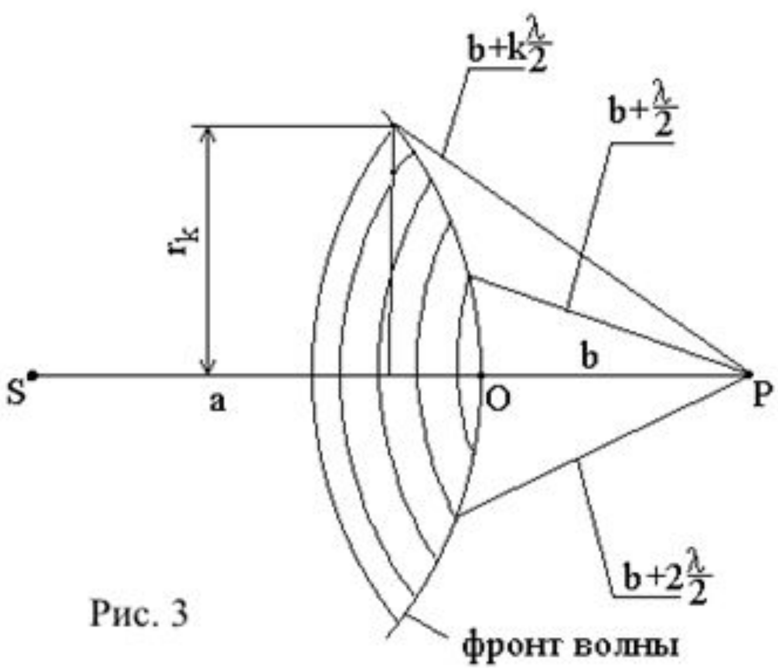


Рис. 3

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 $\pi$.

Радиус внешней границы k-ой зоны Френеля в этом случае

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b}k\lambda} \tag{7}$$

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

Для плоской волны радиус находится как

$$r_k = \sqrt{k\lambda b} \tag{8}$$

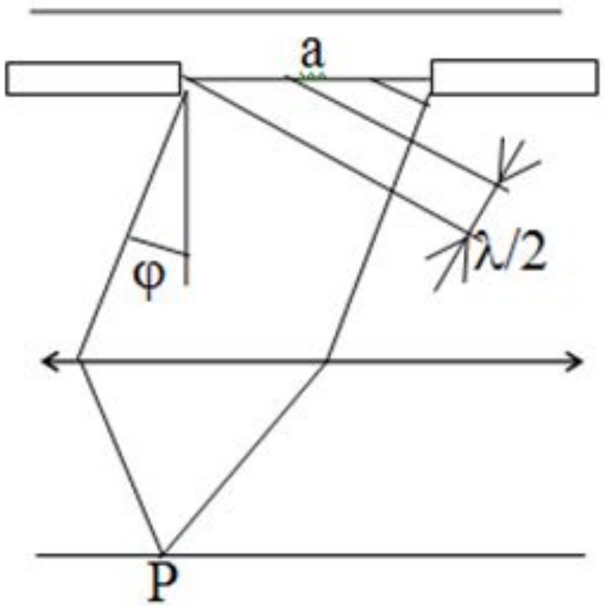



Рис. 4

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 P 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 $\lambda/(2\sin\varphi)$, где φ – угол дифракции. Таких зон на ширине щели укладывается $N = \dfrac{a \cdot \sin\varphi}{\lambda/2}$.

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)

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

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,

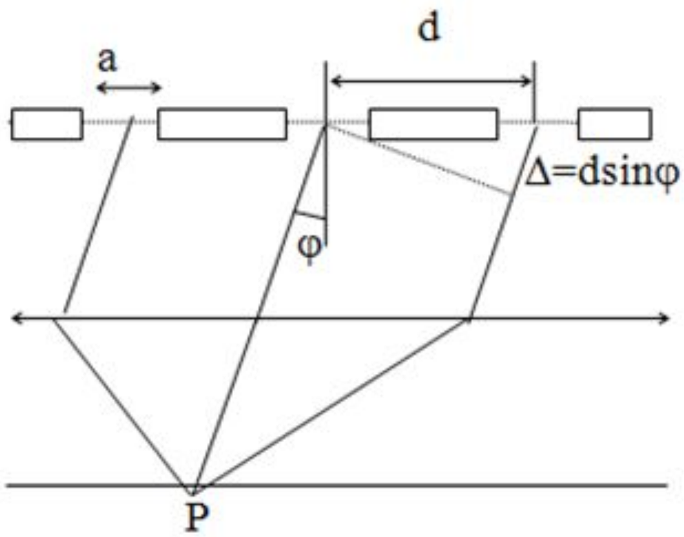


Рис. 5

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

$$d\sin\varphi = 2k\lambda/2, \quad k = 0, 1, 2\ldots \tag{10}$$

Дифракционная решетка служит спектральным прибором, разрешающая способность которого

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

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

Разрешающая способность дифракционной решетки может быть найдена по формуле

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

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 $I_{ест}$, то интенсивность прошедшего поляризованного света уменьшается в два раза:

$$I = 0{,}5I_{ест} \tag{13}$$

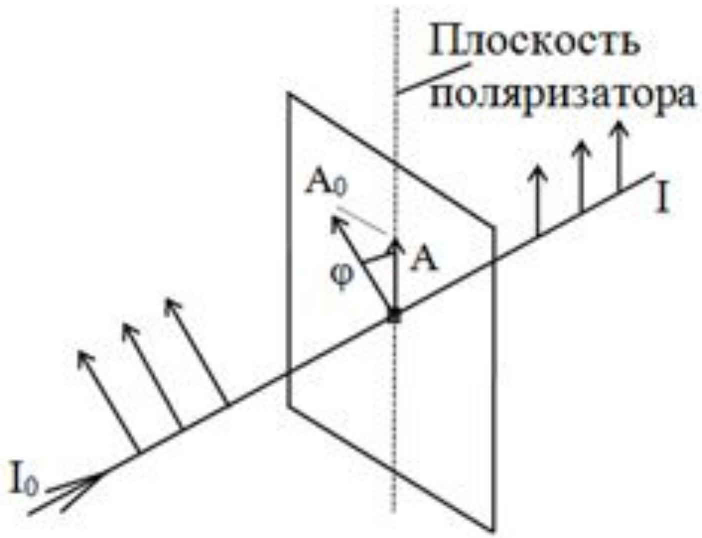


Рис.6

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 $\varphi$ – угол между плоскостью колебаний падающего света и плоскостью поляризатора. Следовательно, интенсивность прошедшего света I определяется выражением:

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

Соотношение (14) носит название *закона Малюса.*

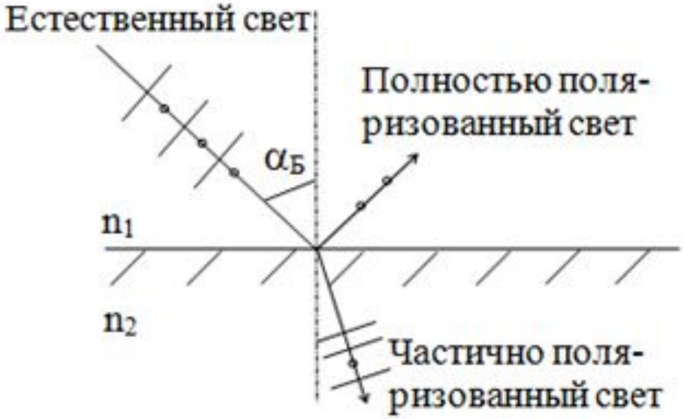


Рис.7

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

$$tg\alpha_Б = n_{21} \qquad (15)$$

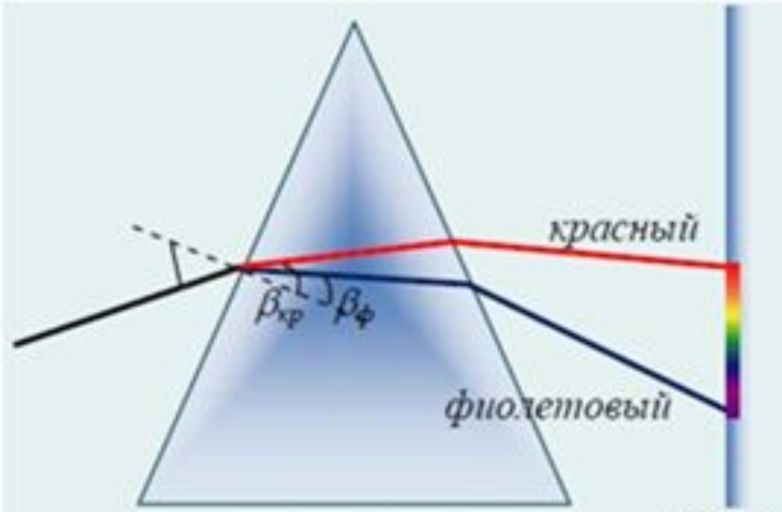


Рис. 8

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

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

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.