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 υ.

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 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.

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

фазовая скорость упругой волны в газе, где γ – коэффициент Пуассона, μ – 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, ρ – плотность вещества.

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

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

Частота волны ν – 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

$$\lambda = \upsilon T \qquad (3)$$

Величина

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

называется **волновым числом**, а вектор

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

– **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:

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

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

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

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 υ – модуль скорости распространения волны.

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

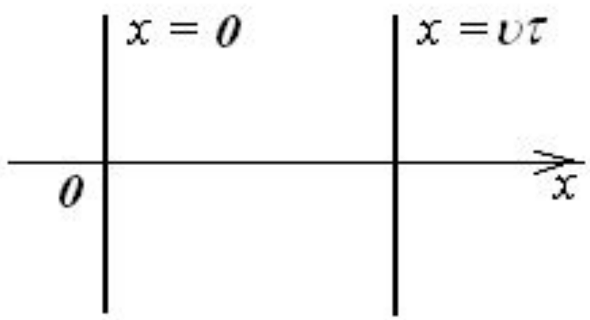


Рис. 1

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

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

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{\upsilon^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \tag{15}$$

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

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

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.

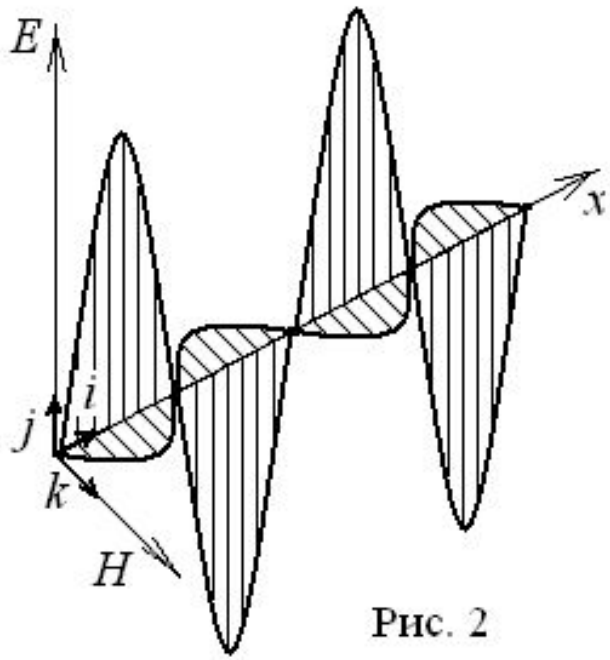


Рис. 2

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:

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

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

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

Уравнения (17) и (18) являются волновыми уравнениями (по аналогии с (15)), где $\varepsilon\mu / c^2 = 1 / \upsilon^2$ (υ – 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

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

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

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:

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

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

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

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

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:

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

В вакууме и в непроводящей ток 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

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

где υ – 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

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

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:

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

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

$$\boldsymbol{\Pi} = [\boldsymbol{E}\,\boldsymbol{H}] \qquad (25)$$

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:

$$m = \frac{W}{c^2} \tag{26}$$

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

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{W}{c^2 V} = \frac{w}{c^2} \tag{27}$$

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

Импульс некоторого объема волны V равен

$$p = mc = \frac{W}{c^2} c = \frac{W}{c} \tag{28}$$

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

$$E = A\cos(\omega t - kx + \alpha_0) \tag{1}$$

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 $\upsilon = c/n$, а длина волны

$$\lambda = \lambda_0/n \tag{2}$$

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

$$I \sim A^2 \tag{3}$$

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 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:

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

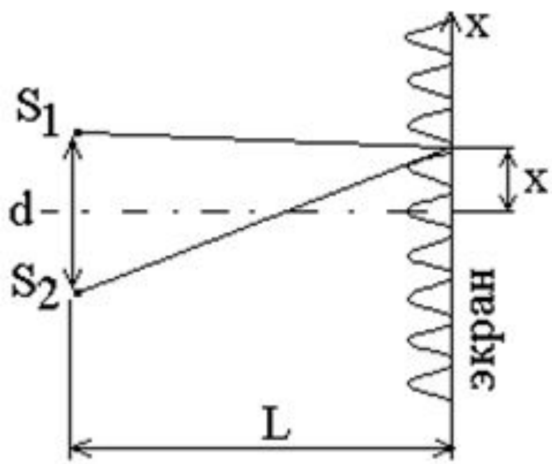


Рис. 1

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 $(d << L)$; x – расстояние от центра интерференционной картины до k-ой интерференционной полосы.

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

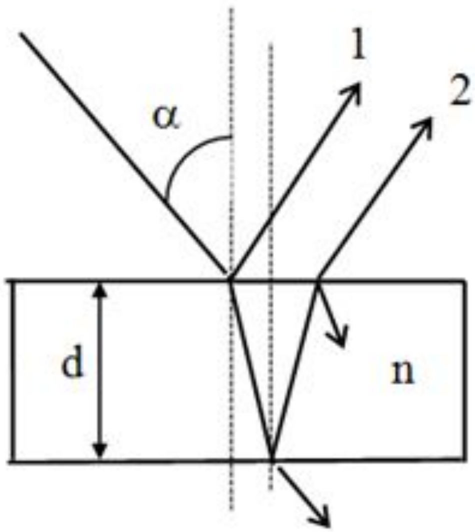
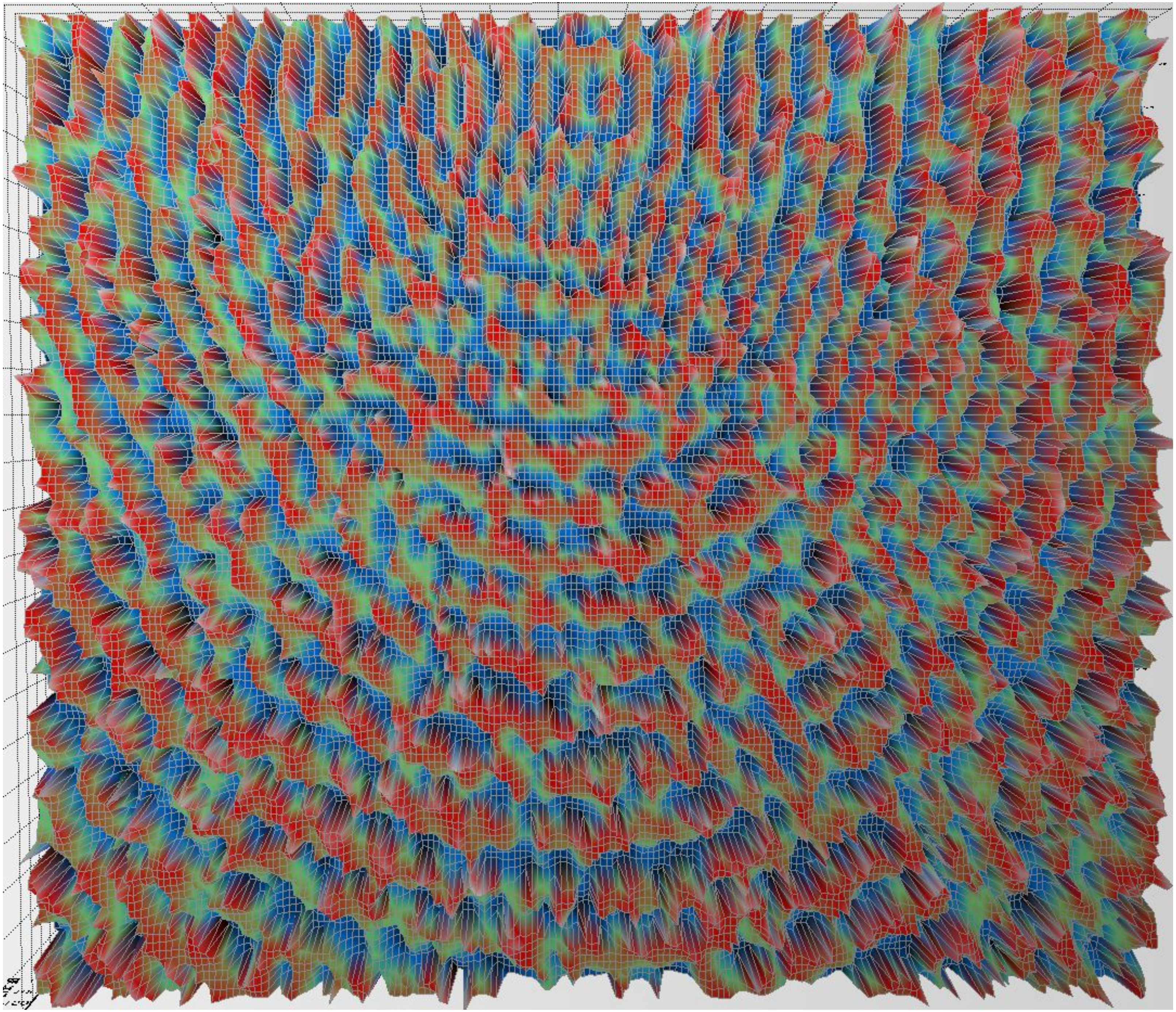


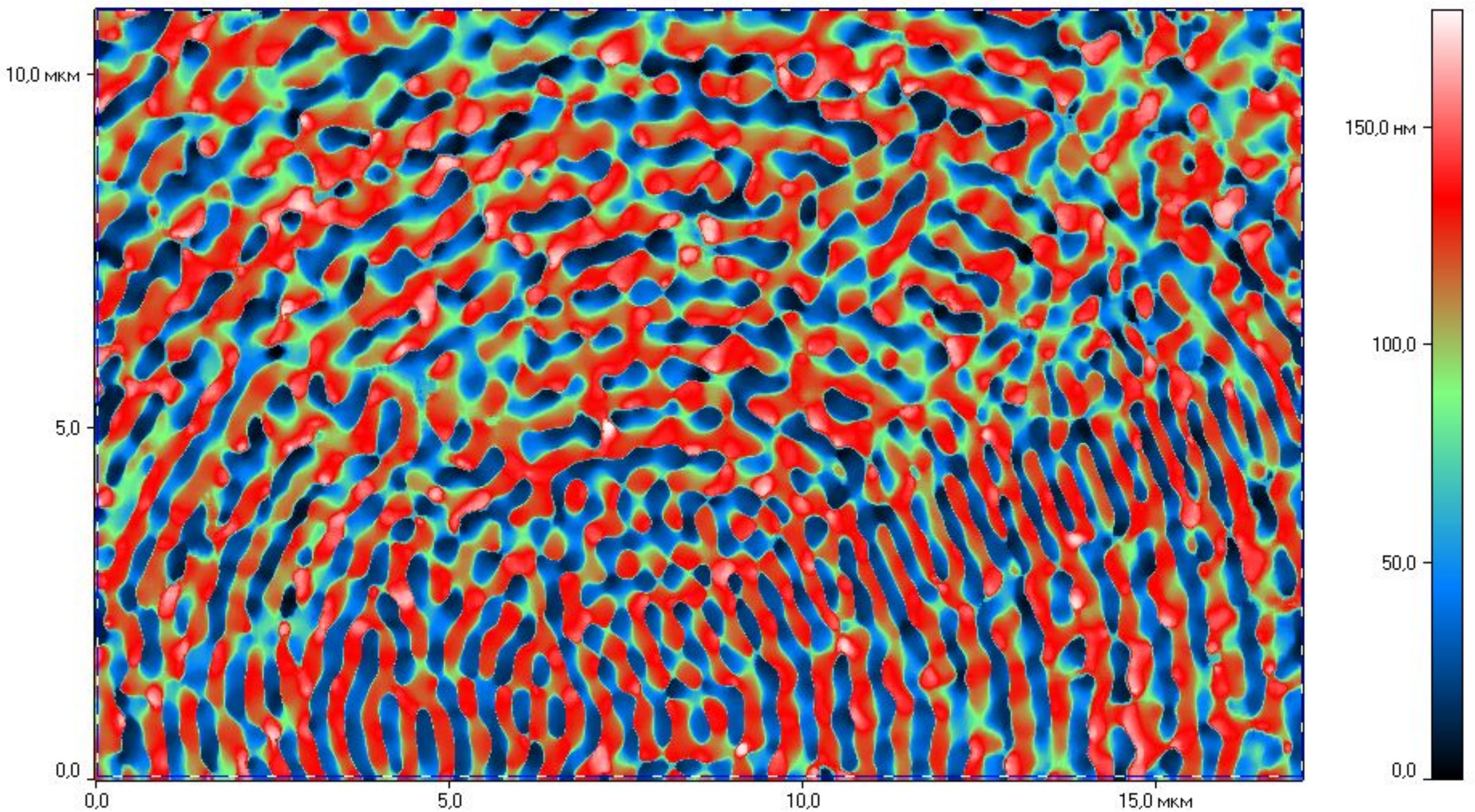
Рис. 2

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 $\lambda/2$.

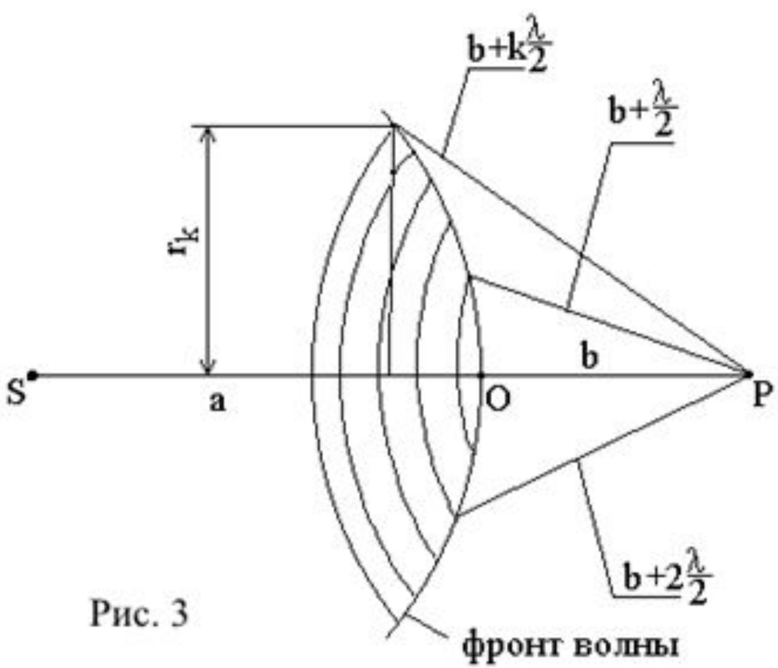


Рис. 3

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 π.

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 О.

Для плоской волны радиус находится как

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

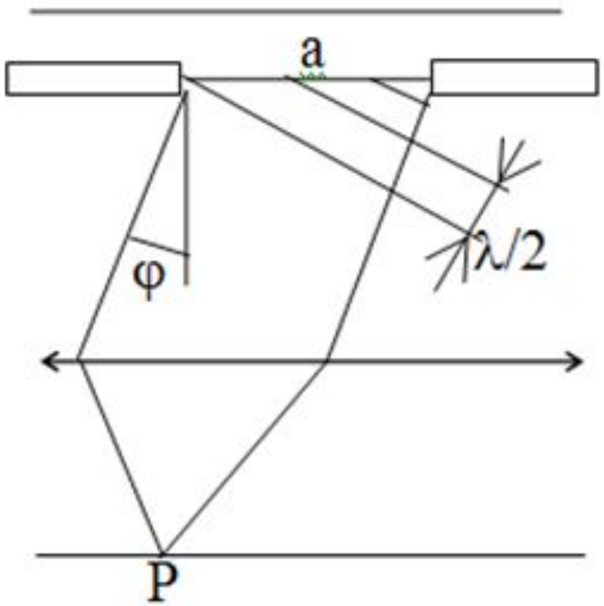


Рис. 4

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 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 $\lambda/(2\sin\varphi)$, 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,

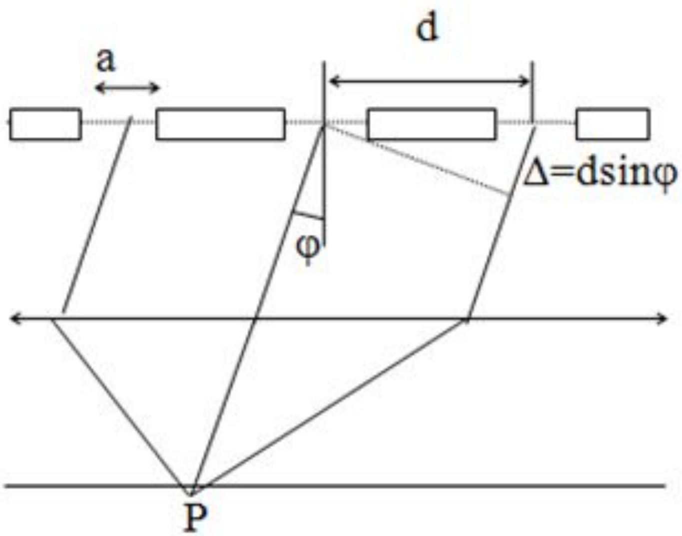


Рис. 5

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 λ 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:

$$I = 0{,}5I_{ест} \tag{13}$$

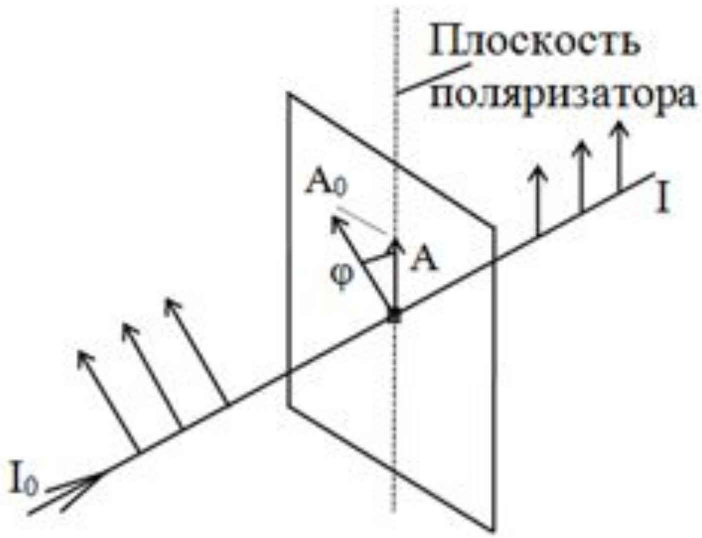


Рис.6

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 φ – 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.*

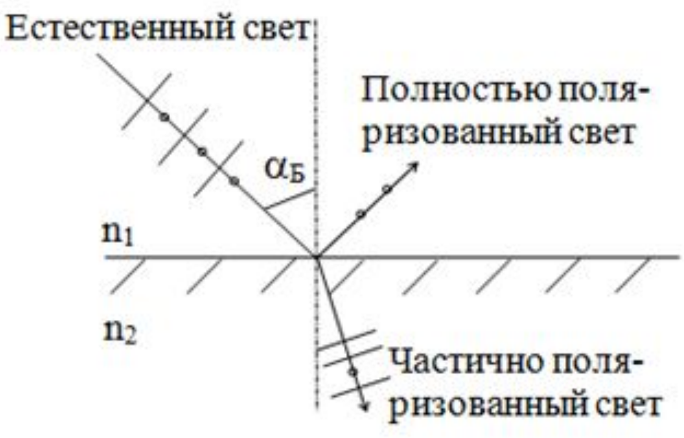


Рис.7

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):

$$tg\alpha_Б = n_{21} \tag{15}$$

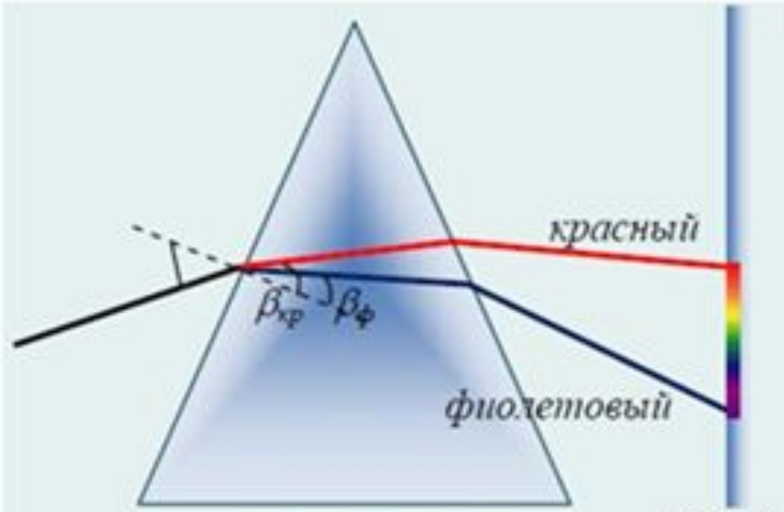


Рис. 8

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.