Волновая оптика

Свет - сложное явление: в одних случаях свет ведет себя как электромагнитная волна, в других - как поток особых частиц. Будем сначала изучать волновую оптику - круг явлений, в основе которых лежит волновая природа света.

Световая волна

Частоты видимого света лежат в диапазоне

$$\nu = (0.4 - 0.75)10^{15}\text{ Гц}.$$

Соответствующие длины волн зависят от параметров среды. В вакууме для видимого света

$$\lambda = (0.4 - 0.76)\text{ мкм}.$$

Электромагнитная волна характеризуется векторами $\vec{E}$ и $\vec{H}$. Однако, физиологическое, фотохимическое, фотоэлектрические действия света вызываются в основном колебаниями вектора напряженности $\vec{E}$. Его будем называть световым вектором.

Показатель преломления n некоторой среды определяется как

$$n = c/V,$$

где c - скорость света в вакууме, V - фазовая скорость в данной среде. Поскольку

$$V = c/\sqrt{\varepsilon\mu},$$

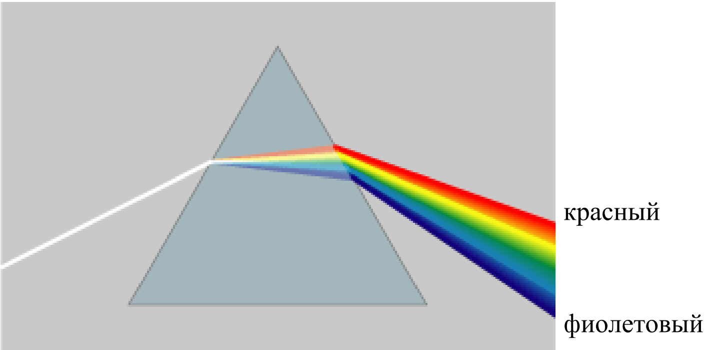
то

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}.$$

Для подавляющего большинства прозрачных веществ $\mu \approx 1$. Поэтому

$$n = \sqrt{\varepsilon}.$$

Диэлектрическая проницаемость ε зависит от частоты электромагнитной волны. Этим объясняется **дисперсия света** – зависимость показателя преломления n от частоты или длины волны.



Дисперсия, в частности, приводит к разложению белого света в спектр при его преломлении в призме (рис).

Интенсивностью волны называется среднее по времени значение плотности потока энергии:

$$I = \langle S \rangle \sim E_m H_m.$$

Так как в электромагнитной волне $H_m \sim E_m$, то интенсивность волны пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора:

$$I \sim E_m^2 .$$

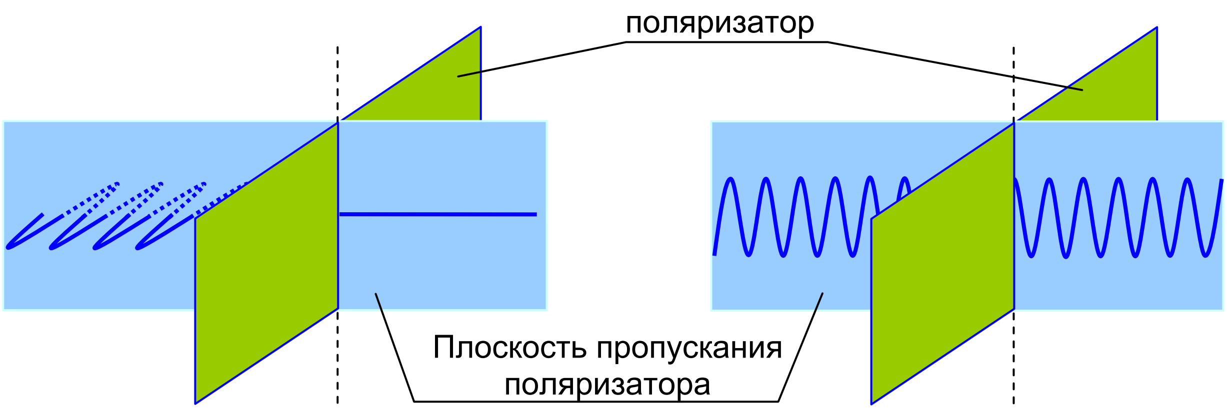
Лучами называют линии, ортогональные волновым поверхностям. Энергия в изотропной среде распространяется вдоль лучей, Вектор Пойнтинга направлен по касательной к лучу.

Поляризация света

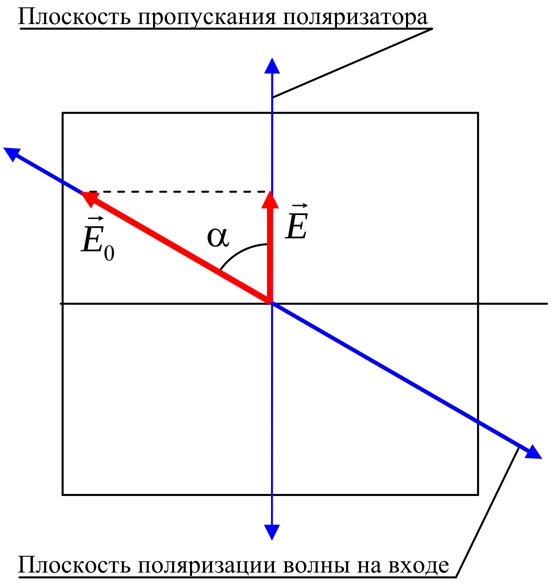
Плоская волна называется линейно поляризованной или плоскополяризованной, если электрический вектор $\vec{E}$ все время лежит в одной плоскости. Эта плоскость называется плоскостью колебаний или плоскостью поляризации.

Естественный свет, испущенный нагретыми телами, не является поляризованным: в нем в каждый момент времени векторы $\vec{E}, \vec{H}$ и $\vec{k}$ хотя и остаются взаимно перпендикулярными, но направление вектора $\vec{E}$ (и $\vec{H}$) беспорядочно изменяется с течением времени. Это связано с тем, что естественный свет обусловлен наложением волн, одновременно излучаемых огромным числом атомов нагретого тела.

Линейно поляризованный свет можно получить, пропустив естественный свет через устройство, называемое поляризатором. Поляризатор сильно поглощает световые волны, в которых электрический вектор перпендикулярен некоторой плоскости, называемой плоскостью пропускания поляризатора. Если же электрический вектор волны параллелен плоскости пропускания поляризатора, то такая волна проходит через поляризатор без поглощения (рис.).



Поляризатором может являться пластинка турмалина, вырезанная определенным образом, или искусственно приготовленные пленки (поляроиды), а также другие устройства.



Пусть линейно поляризованный свет амплитудой E_0 и интенсивностью $I_0 \sim E_0^2$ падает на поляризатор, плоскость пропускания которого составляет угол α с плоскостью поляризации падающей волны. Тогда, как видно из рисунка, амплитуда E и интенсивность I прошедшей через поляризатор волны будут равны:

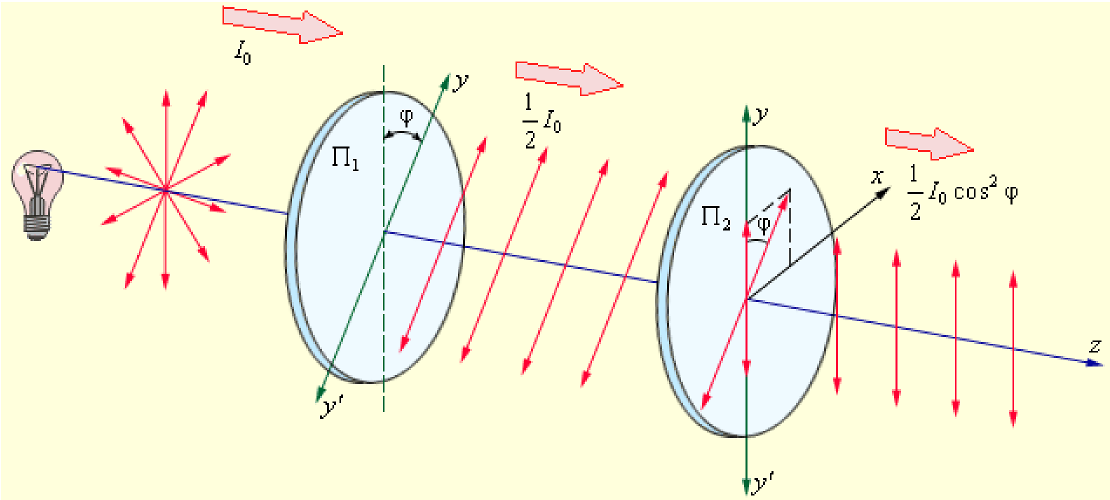
$$E = E_0 \cos\alpha ,$$

$$I = I_0 \cos^2 \alpha .$$

Формула для интенсивности выражает закон Малюса.

Для естественного света угол α принимает равновероятно значения от 0 до 2π. Поскольку среднее значение $\langle \cos^2 \alpha \rangle = 1/2$, то естественный свет после прохождения через поляризатор ослабляется в 2 раза и становится полоскополяризованным.

Если на пути естественного света интенсивности I_0 поставить один за другим два поляризатора так, что угол между их плоскостями пропускания равен α, то на выходе получим плоскополяризованный свет интенсивностью $I = (I_0/2)\cos^2\alpha$ (рис.).



Монохроматическая световая волна – это волна, в которой все 3 проекции на координатные оси вектора напряженности совершают гармонические колебания с одной и той же частотой. Если волна распространяется вдоль оси *X*, то $E_x = 0$ и

$$E_y = E_1 \cos(\omega t - \varphi_1(x)) \ , \ E_z = E_2 \cos(\omega t - \varphi_2(x)) \ . \tag{1}$$

В частном случае, когда фазы волн совпадают ($\varphi_1 = \varphi_2$), формула (1) описывает плоскополяризованный свет:

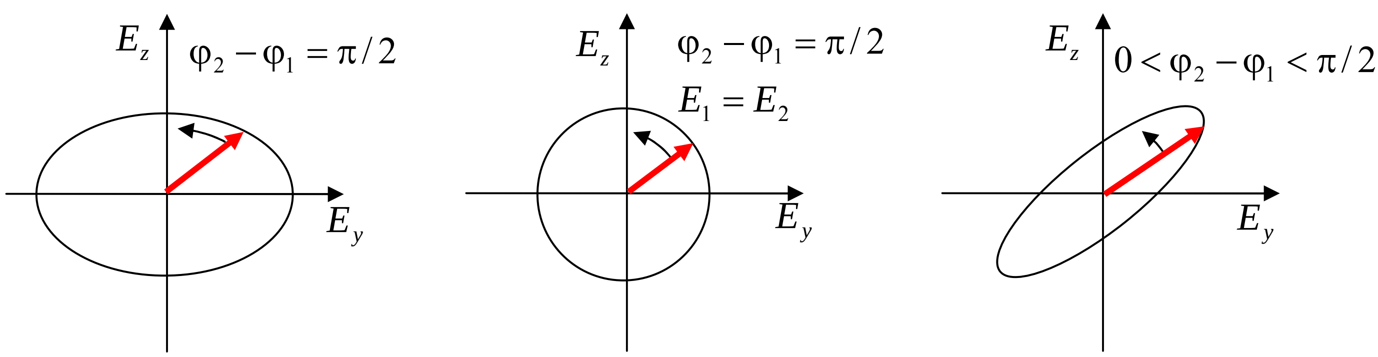
$$E_z = \frac{E_2}{E_1} E_y ,$$

Вектор напряженности лежит в плоскости YZ и параллелен прямой $z = (E_2/E_1)y$.

Если $\varphi_2 = \varphi_1 + \pi/2$, то $E_z = E_2 \sin(\omega t - \varphi_1)$ и из (1) следует:

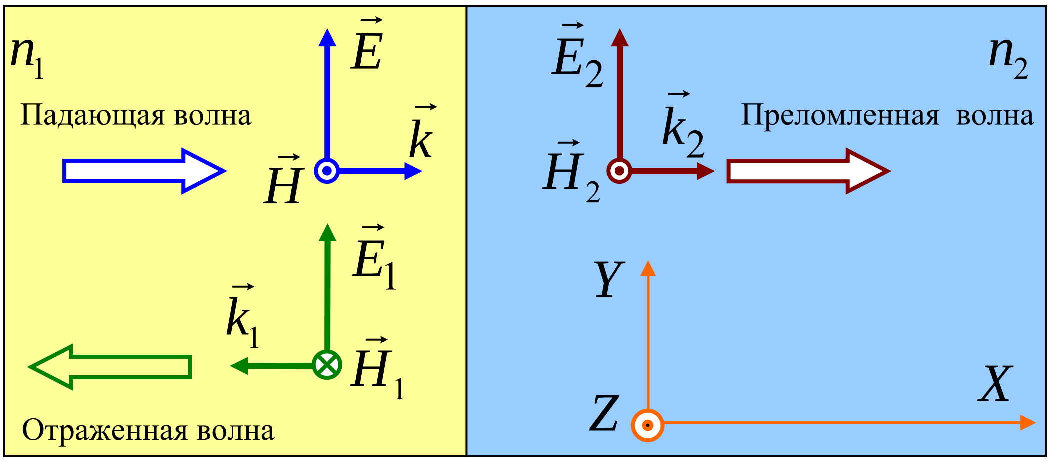
$$\left(\frac{E_y}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{E_z}{E_2}\right)^2 = 1 .$$

Это уравнение эллипса, его описывает конец вектора напряженности. Такой свет называют эллиптически поляризованным. При $E_1 = E_2$ получаем свет, поляризованный по кругу. При произвольных значениях фазового сдвига $\varphi_1 - \varphi_2$ получаем также эллиптически поляризованную световую волну с наклонной ориентацией осей эллипса (см. рис.)



Электромагнитная волна на границе раздела

Выясним, что происходит при падении плоской электромагнитной волны на границу раздела двух однородных изотропных прозрачных диэлектриков, магнитная проницаемость которых равна 1. Ограничимся частным случаем перпендикулярного падения света на границу раздела диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2. Обозначим $\vec{E}$, $\vec{E}_1$, $\vec{E}_2$ и $\vec{H}$, $\vec{H}_1$, $\vec{H}_2$ электрические и магнитные составляющие поля в падающей, отраженной и преломленной волнах. Для падающей и отраженной волн эти векторы определены в первом диэлектрике вблизи его границы, а для преломленной (прошедшей) волны – во втором диэлектрике. Учтено, что векторы $\vec{E}$, $\vec{H}$ и волновой вектор $\vec{k}$ образуют правую тройку.



Воспользуемся непрерывностью тангенциальных составляющих $\vec{E}$ и $\vec{H}$ на границе раздела:

$$E_y + E_{1y} = E_{2y}, \tag{1}$$

$$H_z + H_{1z} = H_{2z}.$$

В электромагнитной волне электрическое и магнитное поля связаны соотношениями:

$$H_z \sim \sqrt{\varepsilon_1} E_y = n_1 E_y, \quad H_{2z} \sim n_2 E_{2y}, \quad H_{1z} \sim -n_1 E_{1y}$$

(знак "-", поскольку в отраженной волне проекции полей H_{1z} и E_{1y} имеют противоположные знаки). Поэтому равенство $H_z + H_{1z} = H_{2z}$ можно переписать в виде:

$$n_1 (E_y - E_{1y}) = n_2 E_{2y}. \tag{2}$$

Решая совместно (1) и (2), получим

$$E_{1y} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} E_y, \qquad E_{2y} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} E_y.$$

или в векторном виде

$$\vec{E}_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \vec{E}, \qquad \vec{E}_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \vec{E}.$$

Из этих формул следует:

1) Вектор $\vec{E}_2$ всегда сонаправлен с вектором $\vec{E}$ - это означает, что оба вектора колеблются синфазно и при прохождении волны через границу раздела фаза не претерпевает скачка.

2) Это же относится и к векторам $\vec{E}_1$ и $\vec{E}$, но при условии, что $n_1 > n_2$. Если же $n_1 < n_2$, то направление вектора отраженной волны $\vec{E}_1$ противоположно вектору $\vec{E}$, то есть колебания происходят в противофазе. Другими словами, при отражении волны от оптически более плотной среды ее фаза изменяется скачком на π.

<u>Коэффициенты отражения.</u> Интенсивность *I* волны пропорциональна E_m^2. Поэтому коэффициент отражения равен:

$$\rho = \frac{I_1}{I} = \frac{(E_1)^2}{E^2} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 .$$

Заметим, что ρ не зависит от направления падающей волны на границу раздела: из среды 1 в среду 2, или наоборот.