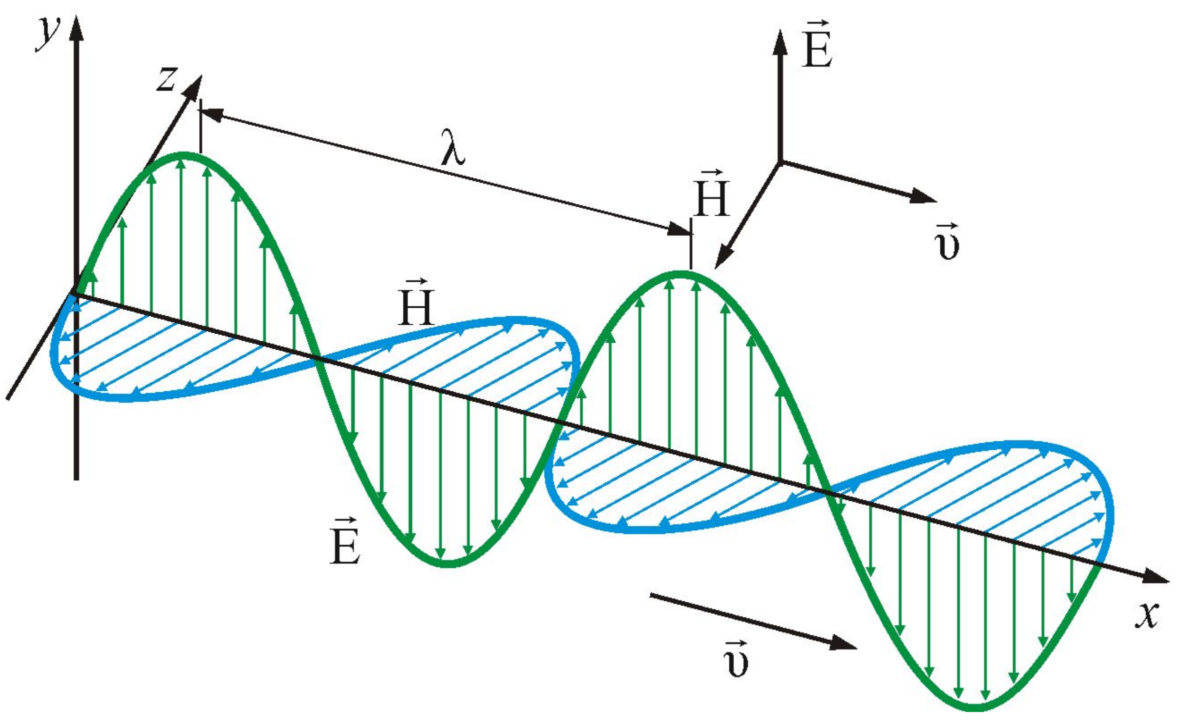
Поляризация света

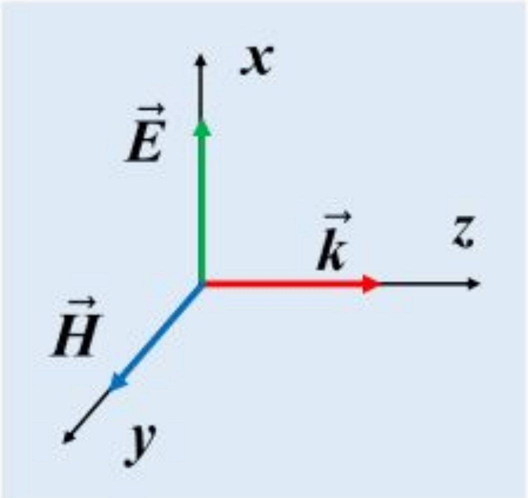
Свет- это электромагнитные волны. Во всех процессах взаимодействия света с веществом основную роль играет электрический вектор Е поэтому его называют ***световым вектором***. Если при распространении электромагнитной волны световой вектор сохраняет свою ориентацию, такую волну называют ***линейно-поляризованной*** или ***плоско-поляризованной*** (термин ***поляризация волн*** был введен Малюсом применительно к поперечным механическим волнам).



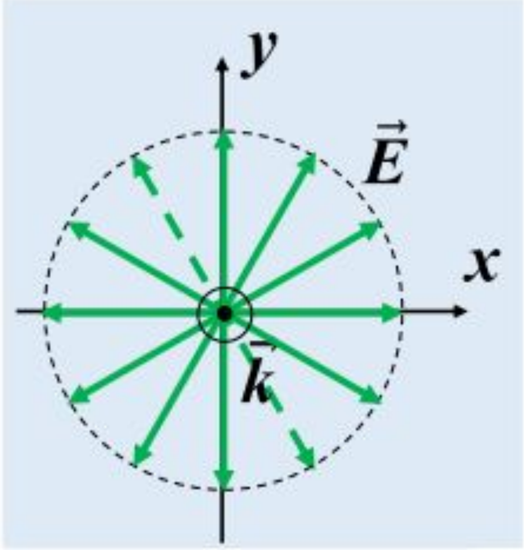
Поляризованный и естественный свет

1) Электромагнитные волны поперечны

$$\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{k}$$

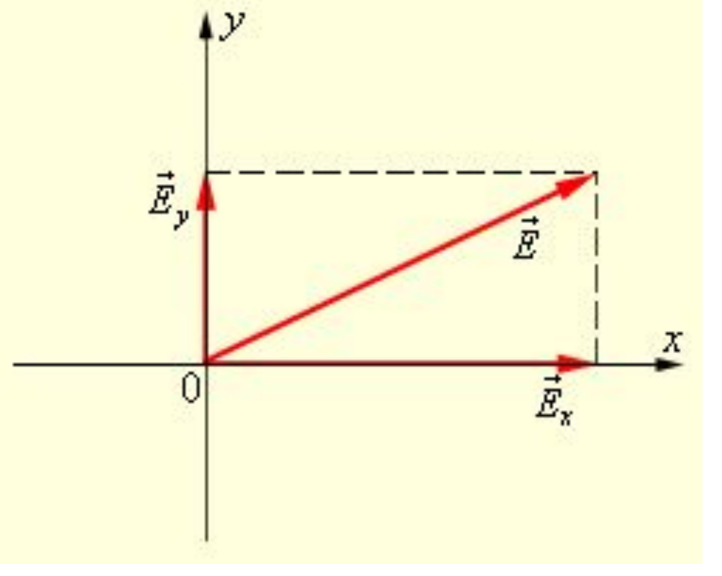


2) У ***естественного (неполяризованного)*** света все направления векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ равновероятны



Свет, испускаемый обычными источниками (например, солнечный свет, излучение ламп накаливания и т. п.), ***неполяризован***. Свет таких источников состоит в каждый момент из вкладов огромного числа независимо излучающих атомов с различной ориентацией светового вектора в излучаемых этими атомами волнах. Поэтому в результирующей волне вектор   беспорядочно изменяет свою ориентацию во времени, так что в среднем все направления колебаний оказываются равноправными. **Неполяризованный свет** называют также ***естественным светом***.

В каждый момент времени вектор Е может быть спроектирован на две взаимно перпендикулярные оси



Поляризация, свойство света, связанное с поперечностью электромагнитных волн и описывающее пространственное поведение векторов электрического и магнитного полей

Рассмотрим E

$$\begin{cases} E_x = E_{0x}\cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y = E_{0y}\cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases}$$

Исключив $\omega t - kz$

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}}\cos\delta = \sin^2\delta$$

$\delta = \delta_y - \delta_x$ — разность фаз проекций электрического вектора

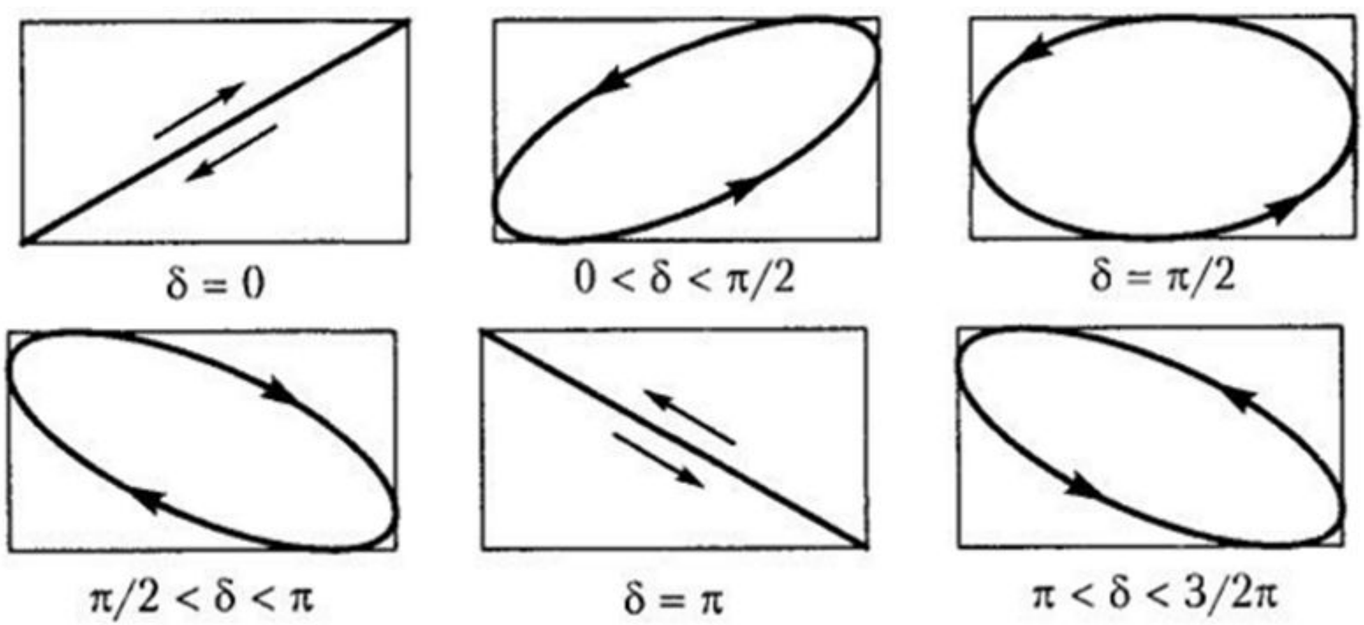
Степень вытянутости эллипса зависит от соотношения амплитуд проекций и разности фаз.

при $\delta = m\pi$ $$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \pm \frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 = 0.$$

Это линия. Колебания **E** происходят в фиксированной плоскости (плоскости поляризации). Такая поляризация - линейная

$$\delta = \frac{(2m+1)\pi}{2} \qquad E_{0x} = E_{0y} = E_0 \qquad E_x^2 + E_y^2 = E_0^2$$ окружность

Поляризация круговая. Может быть правой или левой – в зависимости от направления вращения



3) Эллиптическая поляризация

$$E_x = E_{x,0} \cdot cos\left(\omega t + \varphi_1\right),$$

$$E_y = E_{y,0} \cdot cos\left(\omega t + \varphi_2\right)$$

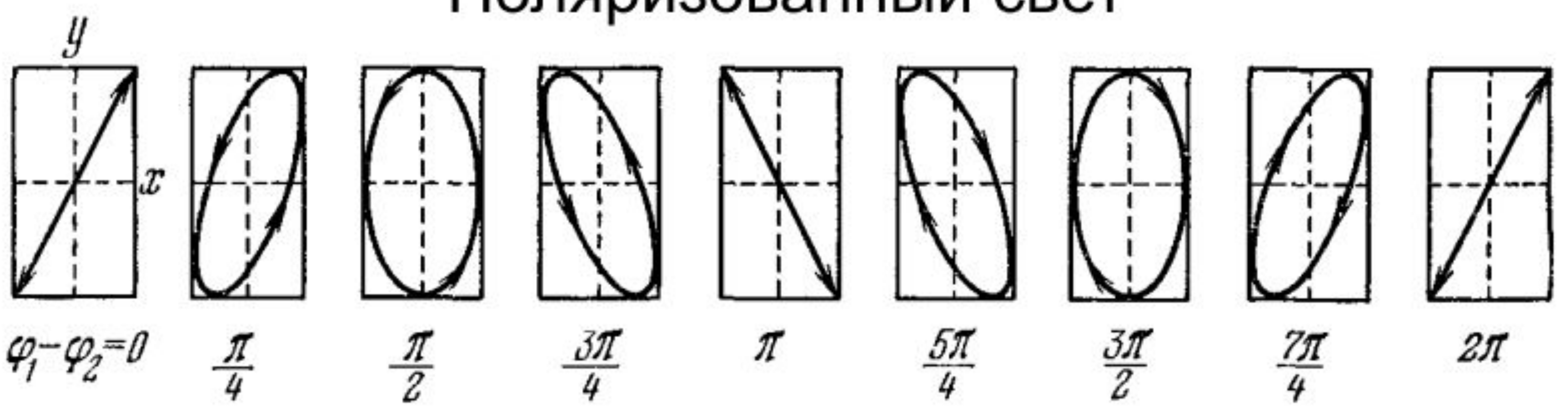
$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0, \pm\pi$$ - линейная поляризация

$$\Delta\varphi = \pm\pi / 2$$

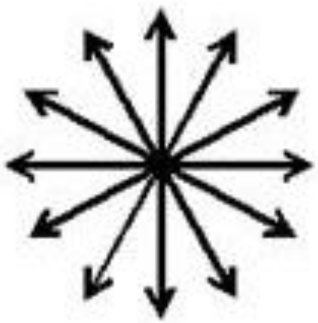
- круговая поляризация

$$E_{x,0} = E_{y,0}$$

Поляризованный свет



Виды поляризации света



В поперечной волне колебания могут происходить в любых направлениях, лежащих в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Если направления колебаний при этом беспорядочно меняются, но амплитуды их во всех направлениях одинаковы, то такая волна называется ***естественной***.

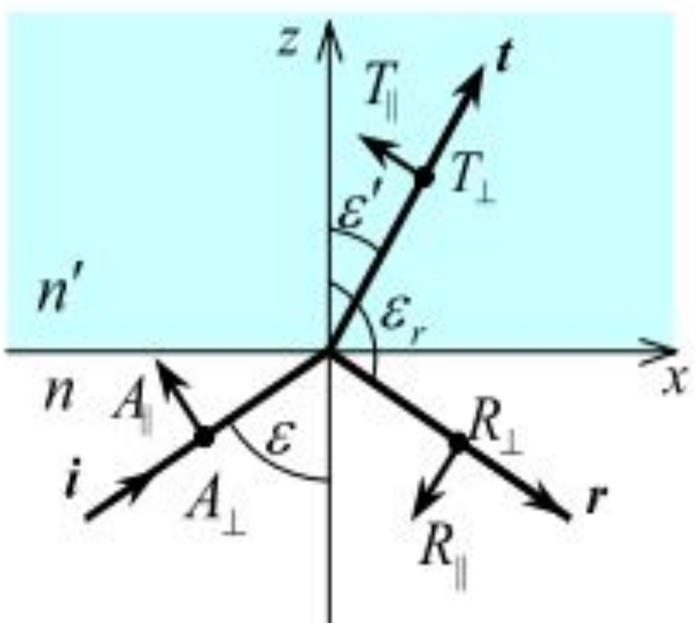
Если колебания происходят только в одном постоянном направлении, то такая волна называется **плоско поляризованной**.

Если колебания происходят в различных направлениях, но в определенных направлениях амплитуды колебаний больше, чем в других , волна называется ***частично поляризованной***.

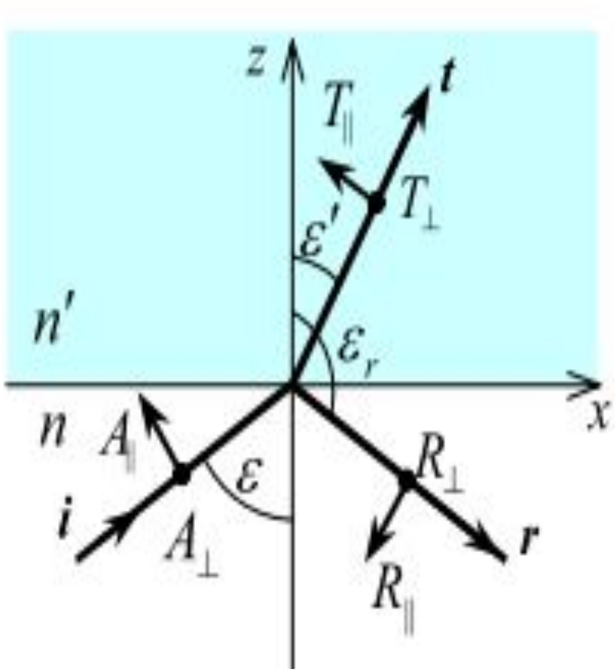
Искусственную поляризацию можно осуществить, пропуская волну через ***поляризатор***.

Формулы Френеля показывают, какое количество света преломляется, а какое отражается в зависимости от угла падения и показателей преломления сред.

Рассмотрим границу раздела двух сред с показателями преломления n и n'. Разложим электрический вектор падающей плоской волны $\mathbf{E}^{(i)}$ на две составляющих: одна лежит в плоскости падения ($\parallel$), другая перпендикулярна плоскости падения (и плоскости рисунка) ($\perp$)



Компоненты падающей плоской волны



Компоненты преломленной волны

$$E_x^{(t)} = -T_{\parallel} \cos\varepsilon' \qquad H_x^{(t)} = -T_{\perp} n' \cos\varepsilon'$$

$$E_y^{(t)} = T_{\perp} \qquad H_y^{(t)} = -T_{\parallel} \cdot n'$$

$$E_z^{(t)} = T_{\parallel} \sin\varepsilon' \qquad H_z^{(t)} = T_{\perp} n' \sin\varepsilon'$$

Компоненты отраженной волны

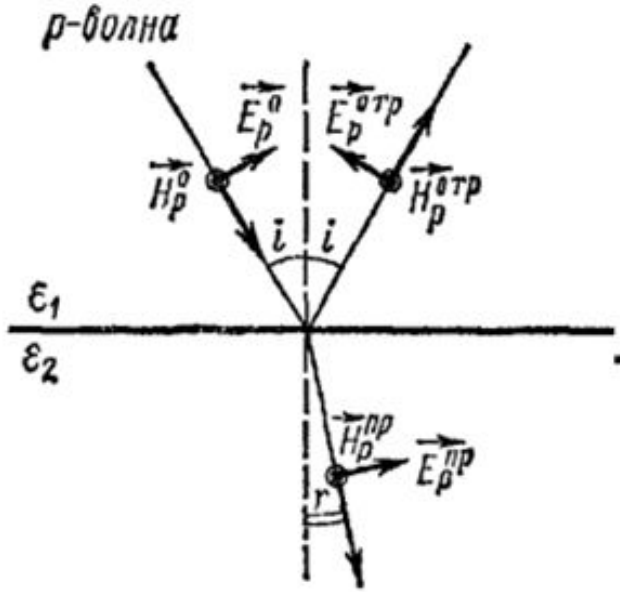
$$E_x^{(r)} = -R_{\parallel} \cos\varepsilon_r \qquad H_x^{(r)} = -R_{\perp} n \cos\varepsilon_r$$

$$E_y^{(r)} = R_{\perp} \qquad H_y^{(r)} = -R_{\parallel} \cdot n$$

$$E_z^{(r)} = R_{\parallel} \sin\varepsilon_r \qquad H_z^{(r)} = R_{\perp} n \sin\varepsilon_r$$

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \qquad H_{1\tau} = H_{2\tau}$$

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} \qquad \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$$



Плоская волна, в которой вектор **E** колеблется в плоскости падения (**p**-волна) .

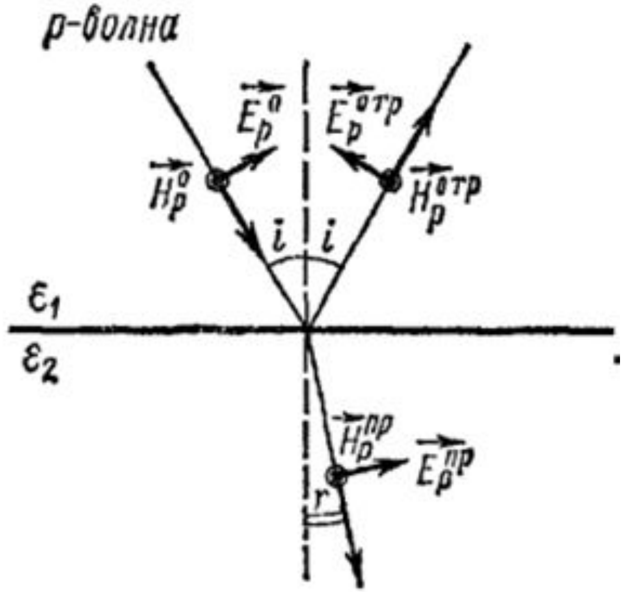
Если числовые значения $E_p^{пр}$ и E_p^0 совпадают по знаку, то колебания совершаются в одной фазе.

E_p^0 и $E_p^{отр}$ колеблются в одной фазе, если числовые значения противоположны по знакам. Если одинаковые знаки, то колебания сдвинуты на π.

На границе раздела не должно быть разрывов. **E** и **H** должны быть непрерывны

$$E_{1\tau} = E_{2\tau}; \qquad H_{1\tau} = H_{2\tau}$$

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} \qquad \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$$



В первой среде распространяются две волны (падающая и отраженная), во второй одна – преломленная. Результирующие напряженности на границе раздела

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_p^0 + \mathbf{E}_p^{отр} \text{ и } \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_p^{пр}$$

Проекции на касательную и нормаль равны

$$E_{1\tau} = E_p^0 \cos i - E_p^{отр} \cos i, \quad E_{2\tau} = E_p^{пр} \cos r;$$
$$E_{1n} = -E_p^0 \sin i - E_p^{отр} \sin i, \quad E_{2n} = -E_p^{пр} \sin r$$

Подставим в нач. условия $E_{1\tau} = E_{2\tau};\ \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}$

$$(E_p^0 - E_p^{отр}) \cos i = E_p^{пр} \cos r,$$
$$\varepsilon_1 (E_p^0 + E_p^{отр}) \sin i = \varepsilon_2 E_p^{пр} \sin r$$

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}=\frac{n_2^2}{n_1^2}=n_{21}^2=\left(\frac{\sin i}{\sin r}\right)^2$$

$$E_p^{\text{отр}}\cos i+E_p^{\text{пр}}\cos r=E_p^0\cos i,$$
$$-E_p^{\text{отр}}\sin r+E_p^{\text{пр}}\sin i=E_p^0\sin r.$$

Из этой системы находим

$$E_p^{\text{отр}}=E_p^0\frac{\sin i\cos i-\sin r\cos r}{\sin i\cos i+\sin r\cos r}=E_p^0\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)},$$
$$E_p^{\text{пр}}=E_p^0\frac{2\sin r\cos i}{\sin i\cos i+\sin r\cos r}=E_p^0\frac{2\sin r\cos i}{\sin(i+r)\cos(i-r)}$$

Формулы Френеля для *p*-волны

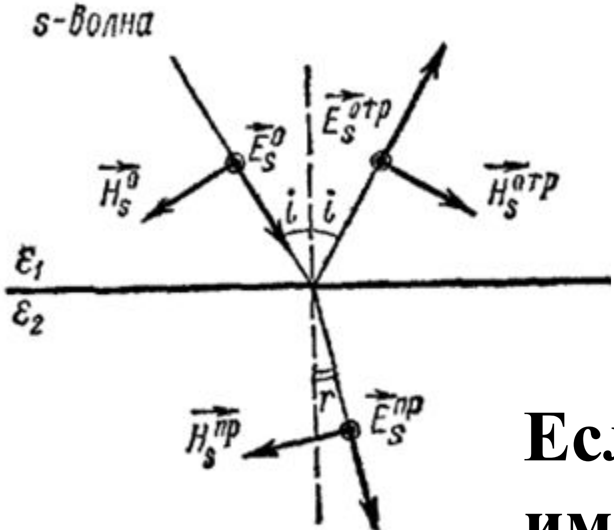
При $i\to 0$ (нормальное падение)

$$E_p^0(0)-E_p^{\text{отр}}(0)=E_p^{\text{пр}}(0),$$
$$E_p^0(0)+E_p^{\text{отр}}(0)=n_{21}E_p^{\text{пр}}(0)$$

при $i=r=0$

$$E_p^{\text{отр}}(0)=\frac{n_{21}-1}{n_{21}+1}E_p^0 \qquad E_p^{\text{пр}}(0)=\frac{2}{n_{21}+1}E_p^0$$

s - волна



Плоская волна, в которой вектор **E** колеблется в перпендикулярно плоскости падения (**s**-волна) .

Если численные значения $\mathbf{E}_s^0, \mathbf{E}_s^{пр}$ и $\mathbf{E}_s^{отр}$ имеют один знак, то они колеблются в фазе

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_s^0 + \mathbf{E}_s^{отр} \text{ и } \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_s^{пр}$$

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_s^0 + \mathbf{H}_s^{отр} \text{ и } \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_s^{пр}$$

Так как

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

$$H_s^0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{\mu_0}} E_s^0 \qquad H_s^{отр} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1\varepsilon_0}{\mu_0}} E_s^{отр} \qquad H_s^{пр} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2\varepsilon_0}{\mu_0}} E_s^{пр}$$

Проекции на оси

$$H_{1\tau} = -H_s^0 \cos i + H_s^{\text{отр}} \cos i = \sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_0/\mu_0}\,(-E_s^0 + E_s^{\text{отр}}) \cos i$$

$$H_{2\tau} = -H_s^{\text{пр}} \cos r = -\sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_0/\mu_0}\, E_s^{\text{пр}} \cos r$$

$$H_{1n} = H_s^0 \sin i + H_s^{\text{отр}} \sin i = \sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_0/\mu_0}\,(E_s^0 + E_s^{\text{отр}}) \sin i$$

$$H_{2n} = H_s^{\text{пр}} \sin r = \sqrt{\varepsilon_2\varepsilon_0/\mu_0}\, E_s^{\text{пр}} \sin r$$

Подставляем в начальные условия:

$$E_{1\tau} = E_{2\tau};\ \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}$$

$$H_{1\tau} = H_{2\tau};\ \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n}$$

$\mu_1 = \mu_2$,

$$\sqrt{\varepsilon_1}\,(-E_s^0 + E_s^{\text{отр}}) \cos i = -\sqrt{\varepsilon_2}\, E_s^{\text{пр}} \cos r$$

$$\sqrt{\varepsilon_1}\,(E_s^0 + E_s^{\text{отр}}) \sin i = \sqrt{\varepsilon_2}\, E_s^{\text{пр}} \sin r,$$

Пусть $i \neq 0$ $\quad \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1}} = n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}$

$$(-E_s^0 + E_s^{\text{отр}}) \sin r \cos i = -E_s^{\text{пр}} \sin i \cos r$$

$$E_s^0 + E_s^{\text{отр}} = E_s^{\text{пр}}$$

$$E_s^{\text{отр}} = E_s^0 \frac{\sin r \cos i - \sin i \cos r}{\sin i \cos r + \sin r \cos i} = -E_s^0 \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$$

$$E_s^{\text{пр}} = E_s^0 \frac{2 \sin r \cos i}{\sin i \cos r + \sin r \cos i} = E_s^0 \frac{2 \sin r \cos i}{\sin(i+r)}$$

Формулы Френеля для s-волны

При $i=0$

$$-E_s^0(0) + E_s^{\text{отр}}(0) = -n_{21} E_s^{\text{пр}}(0)$$

$$E_s^0(0) + E_s^{\text{отр}}(0) = E_s^{\text{пр}}(0)$$

При $i=r=0$

$$E_s^{\text{отр}}(0) = -\frac{n_{21}-1}{n_{21}+1} E_s^0(0)$$

$$E_s^{\text{пр}}(0) = \frac{2}{n_{21}+1} E_s^0(0)$$

Анализ формул Френеля по фазам

Углы i и r всегда заключены в пределах от 0 до $\pi/2$. Поэтому при любых значениях i и r^1, $E_p^{\text{пр}}$ и $E_s^{\text{пр}}$ совпадают по знаку соответственно с E_p^0 и E_s^0, на границе раздела сред *фаза преломленной волны всегда совпадает с фазой падающей волны.*

Для отраженной p-волны $E_p^{\text{отр}}$ совпадает по знаку с E_p^0, если $\operatorname{tg}(i+$ $+r)$ и $\operatorname{tg}(i-r)$ одновременно положительны или отрицательны. Это возможно в двух случаях:

а) при $i > r$ $(n_{21} > 1)$ и $i + r < \pi/2$;

б) при $i < r$ $(n_{21} < 1)$ и $i + r > \pi/2$.

Такое отражение p-волны сопровождается сдвигом по фазе на π.

Отражение p-волны происходит без сдвига фаз в следующих двух случаях:

в) при $i > r\,(n_{21} > 1)$ и $i + r > \pi/2$;

г) при $i < r\,(n_{21} < 1)$ и $i+r < \pi/2$.

Для отраженной s-волны $E_s^{\text{отр}}$ и E_s^0 совпадают по знаку и отражение происходит без сдвига фаз, если $i < r$. При $i > r$ отражение s-волны сопровождается сдвигом по фазе на π.

Энергетические коэффициенты отражения

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\left[\vec{E}, \vec{H}\right], \quad I_z = \overline{S_z} = \frac{c}{4\pi} n E_0^2 \cdot \cos\theta$$

$$R = \frac{I_{отр,z}}{I_{пад,z}}, \quad T = \frac{I_{пр,z}}{I_{пад,z}}$$

$$I_{пад,z} = I_{отр,z} + I_{пр,z}, \quad R + T = 1$$

$$R = r^2, \qquad T = \frac{n_2 \cos\gamma}{n_1 \cos\alpha} t^2$$

Степень поляризации

$$P = \frac{I_{пол}}{I_{пол} + I_{ест}}$$

P=1 полностью поляризованный свет
P=0 естественный свет

Полное внутреннее отражение

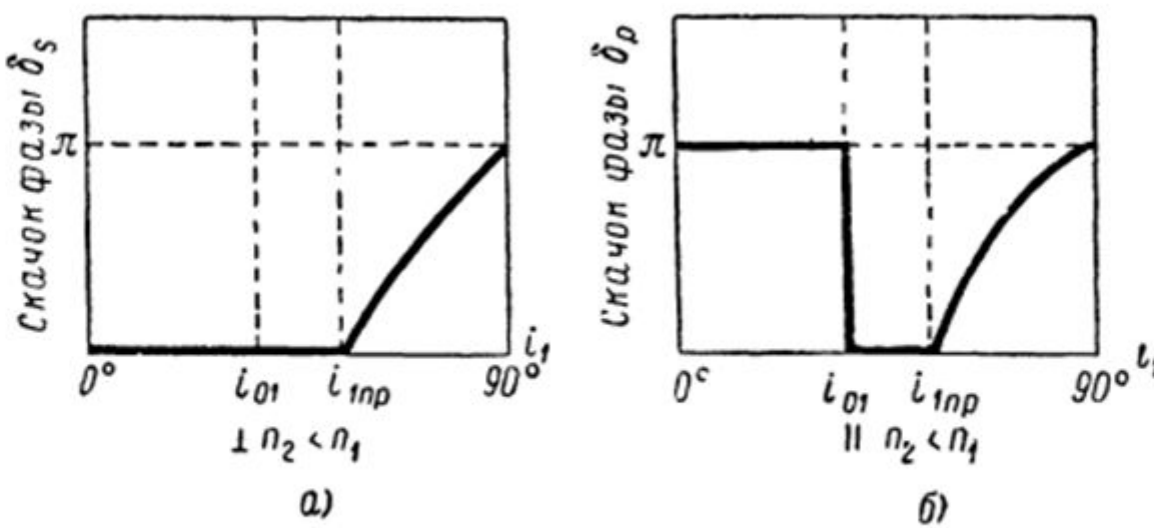
$$\sin i_{пр} = \frac{n_2}{n_1} \qquad W = uS \sim A^2 vS$$

При полном внутреннем отражении имеет место скачок фазы в отраженном луче относительно фазы в падающем луче. Если электрический вектор **E** колеблется в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, то этот скачок фазы δ_s определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos i_1};$$

если электрический вектор колеблется в плоскости падения, то скачок фазы δ_p определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{n_{21}\cos i_1}.$$



Скачки фаз при отражении от вещества, оптически менее плотного: а) для колебаний, перпендикулярных плоскости падения; б) для колебаний, параллельных плоскости падения.

Разность фаз $\delta_p - \delta_s$ между колебаниями, параллельными и перпендикулярными плоскости поляризации, по (9) и (10) определяется

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p - \delta_s}{2} = \frac{\cos i_2 \sqrt{\sin^2 i_1 - n_{21}^2}}{\cos^2 i_1}. \quad (11)$$

при $i_1 = i_{1\,\text{пр}}$ $(\sin i_{1\,\text{пр}} = n_{21})$:

$$\operatorname{tg}\frac{\delta_p - \delta_s}{2} = 0,$$

т. е., если луч отражается точно при предельном угле, то не возникает никакой разности фаз между колебаниями, параллельными и перпендикулярными плоскости падения E'_{1p} и E'_{1s}; плоско поляризованный свет остается плоско поляризованным. Вообще же говоря, между компонентами электрического вектора E'_{1p} и E'_{1s} в луче, возникшем при полном внутреннем отражении, существует некоторая разность фаз.

Закон Брюстера

	$n_{21} > 1$		$n_{21} < 1$	
	$i < i_0$	$i > i_0$	$i < i_0$	$i > i_0$
p-Волна	π	0	0	π
s-Волна	π	π	0	0