

Плоские волны

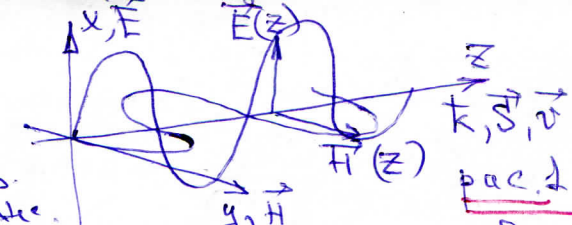
$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \omega \vec{A}_0 \sin \psi$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{A} = \frac{k \times \vec{A}_0}{\mu_0} \sin \psi$$

Полепризма

$$\psi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \quad (1)$$

Это мат. полепризма. плоск. монохр. волна.

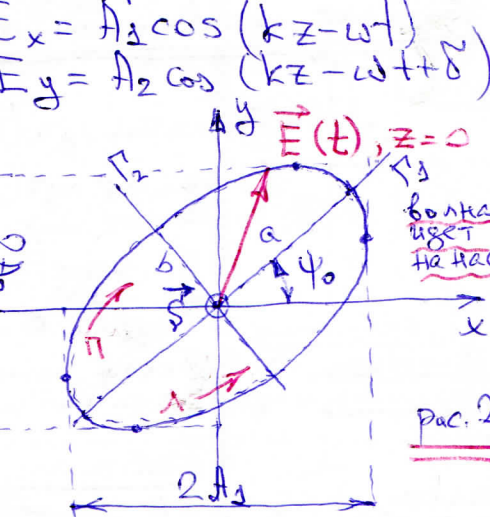


$\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$  образуют правую тройку,  $H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E \Rightarrow \vec{H}$  - полн. опр. к  $\vec{E}$ .  
 Последнее справедливо для плоск. волны, только в хол. среде с  $\vec{k} = \vec{\beta} + i\vec{\alpha}$  (с фукту. задержкой волны  $e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ )  $\vec{E}$  опережает  $\vec{H}$  по фазе на  $\delta = \arctan \alpha / \beta$  (Марков, 4-й изд., стр. 37 формула)

В более общем случае (Усманов, стр. 40) т.е. когерентные колебания векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ ,  $\forall t \vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{k}$ .  
 Волна на рис. 1 свернута в спираль. В плоскости  $xOy$  бегущ. упр. эллипса

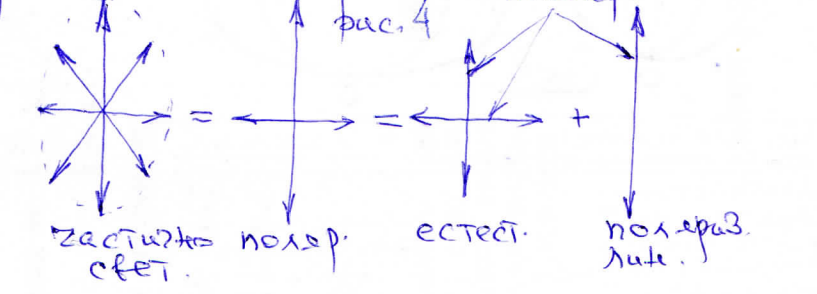
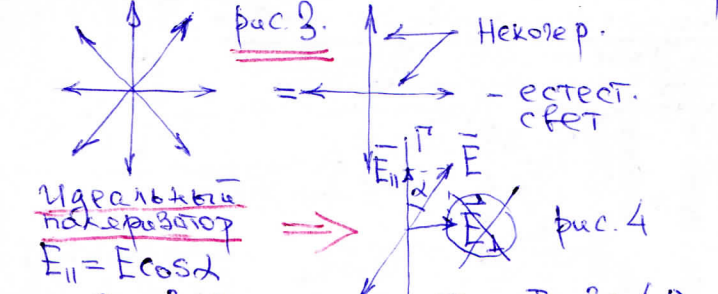
$$\left(\frac{E_x}{A_1}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_2}\right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{A_1 A_2} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3)$$

$\sin \delta > 0$  - левая полепризма,  $\sin \delta < 0$  - правая  $\pi$ .  
 $A_1, A_2$  - полепризма по кр.  $\vec{E}$   
 $\vec{E}_1, \vec{E}_2$  - гл. осн эллипса. при  $\delta = \frac{\pi}{2}$  они совп. с  $Ox$  и  $Oy$ . Тогда упр. эллипса становится эллипсом.



Найти  $\psi_0$  же проще: надо  $E_x^2 + E_y^2 \rightarrow \max$  с опр. (3).  
 Неполепризма свет: (метод макс. Лагранжа).

Если волны (2) не когерентны, то мы получ. хорошую модель для естественного и частично полепризм. света:



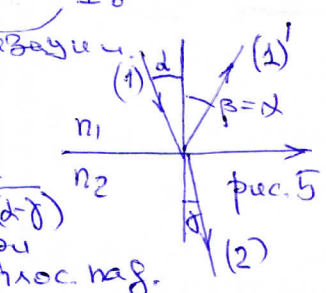
Углубленный полепризматор  $E_{||} = E \cos \alpha$   
 $I_{3a} \sim E_{||}^2 = E^2 \cos^2 \alpha \sim I_0 \cos^2 \alpha$   
 Для естест. света  $I_{3a} = I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2 \alpha d\alpha = \frac{I}{2}$  (5)

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\text{полепризм}}}{I_0} \quad (6)$$

- степень полепризмации

Формулы Френеля

При отражении и прел. на гр. диэлектрик. сред. полепризм. не меняется.  
 Отраж. луч преимущественно полеприз.  $\perp$  плоскости падения. При  $\alpha + \gamma = \frac{\pi}{2}$  (случай Брюстера)  $E_{||} = 0 \Rightarrow$  отр. луч полн. полепризм.  $\perp$  плоск. пад.  
 Прелом. луч преимущественно полеприз.  $\parallel$  плоск. падения, причем степ. его полепризмации макс при угле Брюстера  $\tan \gamma_B = n_2 / n_1$  - случай Б (8)  
 Лучи (1) и (2) будут  $\perp$ .



Замечание: 1) При падении под  $\angle$  Брюстера (8) хорошо выражается линия в высокой кратк. стос-те. При многократном бз-и с поверхностью пластинки стос-те Столетова степ. полепризм.  $\parallel$  луча растет.  
 То же самое в газовых лазерах, когда крист. многократном пластинка  $\pi$  (рис. 6) бз-и оптич. системы остается только свет  $\parallel$ .  
 2) Если  $\alpha$  и  $\gamma$  малы  $\alpha / \gamma = n_2 / n_1$ ,  $\sin \alpha + \sin \gamma$  меняется на  $\gamma$   $\Rightarrow \vec{E}_1 = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \vec{E}_1$ ;  $\vec{E}_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \vec{E}_1$  (8) - отсюда степ. фазы волн при отраж. от оптич. дел. плот. среды  $n_2 > n_1$ .





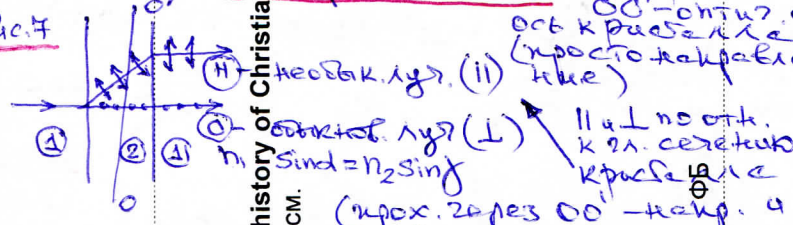
3) При впр. сдвигах и деформациях  $I \sim E_m H_m = \sqrt{E' E_m^2} = h E_m^2$ . Поэтому при отраж. 2  
 нх. из 1000, 2000,  $I \sim E_m H_m = \sqrt{E' E_m^2} = h E_m^2$ . Поэтому при отраж. 2  

$$p = \frac{I_1'}{I_1} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2$$
 (сознательное гл.  $I'$  и  $I$ ). Две кривые.  $\frac{I}{I_1} = \frac{n_2 E_m 2}{n_1 E_m^2} \Rightarrow$   

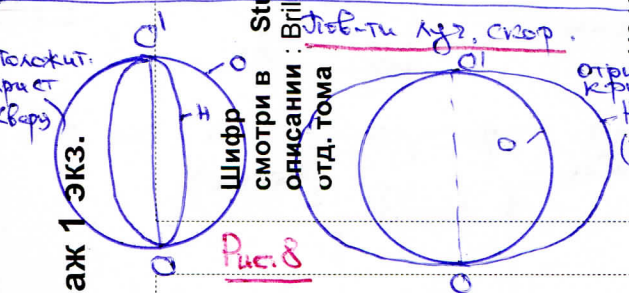
$$r = \frac{I_2}{I_1} = \frac{4 n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$$
 - коэф. прозрачности.  $p + r = 1$  (3)

Это - если свет падает на оп. разд. а изотропных диэлектрик  
 Если кристалл - то двукратное увеличение и кри-  
 таллооптика.

4) Если падение происходит и  $p \perp$  =  
 Все это рассчитывается с укл. Брюстера  
 Двукратное увеличение - в максимуме (естественное)



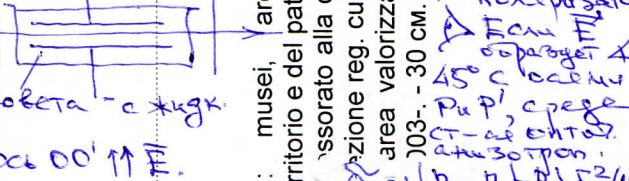
П. сечение  
 Дифракция - за коэф. полноты от  
 Турция - укл. 0 сдвиги волн. на 1/2 мм.



Искусственное увеличение

Анизотропия  
 Иногда она оптич. анизотропия  
 иногда (2 осн. ст-е) анизотроп.

Жук. и анизотропия  
 Кривая Рис. 11



В - посылка кривой  
 ось O-O' // E.  
 В - посылка кривой  
 ось O-O' // E.  
 В - посылка кривой  
 ось O-O' // E.

В оптич. акт. вез  
 α - пос. вразу.  
 стр. 207 файла. Бывает лево- и право-  
 вращающие в-ва. α зависит от конфигу-  
 оптич. актив. компонента (ее можно  
 определить оптич. способ-  
 Матричное выражение (на рис. 11 конденсатор → солитон)  
 Берге (или матричное вразу. способ). Знак вразу. связан с B  
 Таблица с V см. уездник, стр. 208 файла.

Шифр  
 смотри в описании  
 отд. тома  
 изд. 1 экз.  
 [002-842-205]  
 20.03.18 © РГБ

Шифр  
 смотри в описании  
 отд. тома  
 изд. 1 экз.  
 [002-842-205]  
 20.03.18 © РГБ

Итал. яз.  
 ББК Ч114(4ИТ)Я2

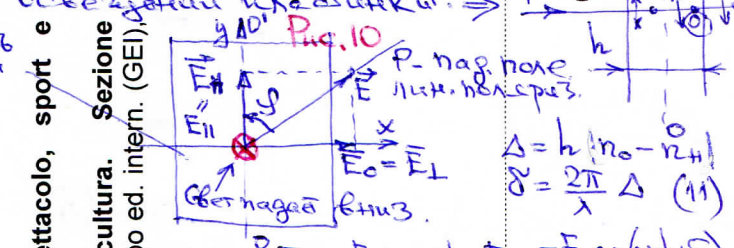
Итал. яз.  
 ББК Ч114(4ИТ)Я2

Итал. яз.  
 ББК Ч114(4ИТ)Я2

Итал. яз.  
 ББК Ч114(4ИТ)Я2

Крив.	n <sub>0</sub>	n <sub>н</sub>	n <sub>0</sub> -n <sub>н</sub>
Исл. мин.	1,66	1,49	0,17
Кварц.	1,545	1,554	0,009

Двукратное увеличение макс. -  
 - по-ти // оптич. осн. O-O'. Лазер O-O' и H  
 Визуально не разделяется крив.  
 Норм. освещенности красн. и син. →



За  
 : см.  
 сфер.  
 луга  
 пластинка  
 в зетверть волн  
 полур. эллипс  
 : 1/3  
 Матрич.  
 пластинка  
 в полволн  
 раздвиг.  
 на

Шифр  
 смотри в описании  
 отд. тома  
 изд. 1 экз.  
 [002-803-270]  
 20.03.18 © РГБ

Шифр  
 смотри в описании  
 отд. тома  
 изд. 1 экз.  
 [002-803-270]  
 20.03.18 © РГБ