PLOSKEV FAZNE IN PLOSKEV ŽARKOVNE HITROSTI

Poleg ploskve valovnega vektorja obstajajo še druge podobne variante obravnave širjenja EMV v optično anizotropnih snoveh. Ena izmed njih je ploskev fazne hitrosti. Faza $\phi = (\vec{k}\vec{r} - \omega t) = \text{konst.}$ $\Rightarrow \vec{k}\frac{d\vec{r}}{dt} - \omega = 0 \Rightarrow \boxed{c_f = \frac{\omega}{k}}$

fazna hitrost: $c_f = \frac{c_0}{n} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{k_0 \cdot n}$, $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$, $k = \frac{\omega}{c_f}$

valovni vektor: $\vec{k} = k_0 \cdot n \cdot \vec{s} = k_0 (c_0/c_f)\vec{s}$

vpeljemo vektor fazne hitrosti $\vec{c}_f = \vec{s}\, c_f = (\vec{k}/k) c_f \Rightarrow \vec{k} = \frac{\vec{c}_f \cdot k}{c_f} = \frac{\vec{c}_f \cdot \omega}{c_f^2}$

Potem lahko zapišemo: $k_x = c_{fx}\frac{\omega}{c_f^2}$, $k_y = c_{fy}\frac{\omega}{c_f^2}$, $k_z = c_{fz}\frac{\omega}{c_f^2}$

Te zveze vstavimo v matriko sistema enačb $\underline{M}$, ki smo jo dobili iz zveze $\underbrace{(\vec{k}\cdot\vec{E})\vec{k} - k^2\vec{E} + k_0^2\underline{\varepsilon}\vec{E}}_{\underline{M}\vec{E}} = 0$

$$\underline{M} = \begin{bmatrix} \left(\frac{c_{fy}\omega}{c_f^2}\right)^2 + \left(\frac{c_{fz}\omega}{c_f^2}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2\varepsilon_{xx}, & -c_{fx}c_{fy}\frac{\omega^2}{c_f^4}, & -c_{fx}c_{fz}\frac{\omega^2}{c_f^4} \\ -c_{fx}c_{fy}\frac{\omega^2}{c_f^4}, & \left(\frac{c_{fx}\omega}{c_f^2}\right)^2 + \left(\frac{c_{fz}\omega}{c_f^2}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2\varepsilon_{yy}, & -c_{fy}c_{fz}\frac{\omega^2}{c_f^4} \\ -c_{fx}c_{fz}\frac{\omega^2}{c_f^4}, & -c_{fy}c_{fz}\frac{\omega^2}{c_f^4}, & \left(\frac{c_{fx}\omega}{c_f^2}\right)^2 + \left(\frac{c_{fy}\omega}{c_f^2}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2\varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad \underline{M}\vec{E} = 0$$

(glej str. 65)

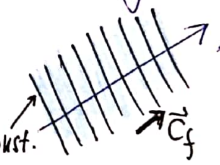
v sistemu XYZ tenzorja $\underline{\varepsilon}$.

determinanta sistema mora spet biti enaka 0, če naj dobimo netrivialne rešitve.
Rešitve enačbe $\det M = 0$ v prostoru (c_{fx}, c_{fy}, c_{fz}) nam da ploskve četrtega reda, ki jih imenujemo ploskve fazne hitrosti.

V izbrani smeri $(\vec{c}_f/c_f) = \vec{s}$ ponovno dobimo dve rešitvi. Opišemo oz. izračunamo ju iz zveze

$$\boxed{\sum_i \frac{s_i^2}{c_f^2 - c_{ii}^2} = 0} \qquad c_{ii} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{ii}}}$$

Fresnelova enačba valovnih normal



Na strani 62 smo imeli Fresnelovo enačbo za izračun n v obliki:

$$\sum_i \frac{s_i^2}{n^2 - \varepsilon_{ii}} = \frac{1}{n^2}, \quad i = x, y, z \text{ in } \underline{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

Množimo enačbo na obeh straneh z $n^2 \Rightarrow$

pokažimo, da iz nje dobimo zgornjo zvezo za c_f.

$$\sum_i \frac{s_i^2 \cdot n^2}{n^2 - \varepsilon_{ii}} = 1 = \underbrace{s_x^2 + s_y^2 + s_z^2}_{\text{trik}} = \sum_i s_i^2 \Rightarrow \sum_i s_i^2\left(\frac{n^2}{n^2 - \varepsilon_{ii}} - 1\right) = 0$$

$$\sum_i s_i^2\left(\frac{n^2 - n^2 + \varepsilon_{ii}}{n^2 - \varepsilon_{ii}}\right) = \sum_i \left(\frac{\varepsilon_{ii}}{n^2 - \varepsilon_{ii}}\right)s_i^2 = \sum_i \left(\frac{s_i^2}{\frac{n^2}{\varepsilon_{ii}} - 1}\right) = 0$$

Iz dobljenega izraza izpostavimo $-n^2$, ki seveda ne more biti enak $0 \Rightarrow$

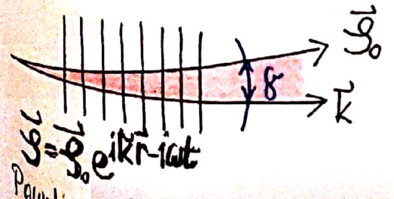
$$\sum_i \frac{-s_i^2}{n^2\left(\frac{1}{\varepsilon_{ii}} - \frac{1}{n^2}\right)} = 0 \Rightarrow \sum_i \frac{-s_i^2}{\frac{1}{\varepsilon_{ii}} - \frac{1}{n^2}} = 0$$

, pišemo še: $c_f = \frac{c_0}{n}$ in $c_{ii} = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon_{ii}}}$

$$\Rightarrow \sum_i \frac{s_i^2}{c_f^2 - c_{ii}^2} = 0 \checkmark$$

PLOSKEV ŽARKOVNE HITROSTI je povezana s hitrostjo širjenja energije EMV. Kot že vemo, ima Poyntingov vektor $\vec{S}$ v anizotropni snovi drugačno smer, kot valovni vektor $\vec{k}$. Temu ustrezno definiramo tudi žarkovno hitrost $\vec{c}_ž$:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = S \cdot \vec{t} = \langle w \rangle \cdot \vec{c}_ž, \quad \vec{c}_ž = c_ž \cdot \vec{t}, \quad c_ž = \frac{c_0}{n_ž}, \quad n_ž = \text{žarkovni lomni količnik}$$



$\vec{S} = \vec{S}_0 e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$

Poyntingov vektor

Ker je med vektorjema $\vec{S}_0$ in $\vec{k}$ kot δ, velja med žarkovno in fazno hitrostjo zveza:

$$\boxed{c_ž = \frac{c_f}{\cos\delta}} \qquad \boxed{c_ž = \frac{S}{\langle w \rangle}}$$

Energijski tok potuje hitreje kot valovne fronte.

Enačbo za ploskev $\vec{c}_ž$ dobimo, če zvezo $(\vec{E}\vec{k})\vec{k} = (k^2\vec{E} - k_0^2\underline{\varepsilon}\vec{E})$ zapišemo kot $(\vec{k}\underline{\varepsilon}^{-1}\vec{D})\vec{k} = (k^2\underline{\varepsilon}^{-1}\vec{D} - k_0^2\vec{D})$ in iščemo enačbo v prostoru $\vec{D}$.... (VAJE)

OPTIČNO ENOOSNI ANIZOTROPNI MATERIALI

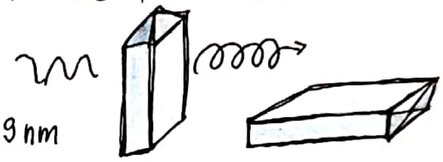
V lastnem sistemu tenzorja $\underline{\varepsilon}$, ki ga izberemo tako da velja $\varepsilon_{zz} > \varepsilon_{yy} > \varepsilon_{xx}$, smo zadnjič ugotovili, da v ravnini najmanjše in največje vrednosti ε_{ii}, torej v ravnini xz, v splošnem dobimo dve optični osi nagnjeni pod kotom θ glede na os z. Če ima valovni vektor katero izmed štirih možnih smeri vzdolž navedenih dveh optičnih osi, je lomni količnik EMV in s tem tudi fazna hitrost EMV, ki se širi vzdolž teh smeri, neodvisen od polarizacije valovanja.

V smeri optičnih osi se torej vsaka vpadna polarizacija EMV nemoteno širi naprej, brez da bi se pretvarjala v kako drugo polarizacijo. To pa ne velja za Poyntingov vektor $\vec{S}$. Posledično opazimo zanimiv pojav razcepa polarizacije svetlobe, čemur rečemo <u>KONIČNI DVOJNI LOM</u>.

Materiale, ki imajo dve optični osi, imenujemo <u>optično dvoosni materiali</u>. Med tovrstne materiale spadajo monokristali s triklinsko, monoklinsko in ortorombsko mrežo.

Primeri:

	$n_1=\sqrt{\varepsilon_{xx}}$	$n_2=\sqrt{\varepsilon_{yy}}$	$n_3=\sqrt{\varepsilon_{zz}}$
SLJUDA	1.563	1.596	1.601
TOPAZ	1.618	1.620	1.627

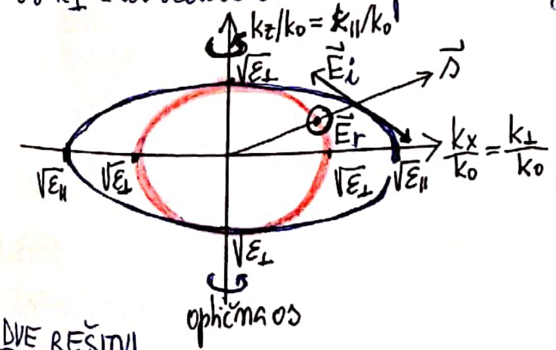


$\lambda = 589\,\mathrm{nm}$

V monokristalih z večjo simetrijo, takih s tetragonalno, trigonalno in heksagonalno mrežo, sta zaradi simetrije materiala dve izmed treh vrednosti ε_{ii} med seboj enaki. Običajno se dogovorimo, da sta to komponenti $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}$. V tem primeru se obe optični osi združita v eno samo optično os, ki je usmerjena vzdolž osi z. Tak material imenujemo <u>optično enoosni material</u>.

Poleg monokristalov, lahko optično dvoosne ali optično enoosne snovi najdemo tudi v tekočih kristalih in različnih drugih prozornih snoveh, če so podvržene mehanski napetosti ali zunanjim poljem... (polimeri, na primer pleksi steklo).

Optična indikatrisa v optično enoosnih materialih je rotacijski elipsoid z rotacijsko osjo v smeri osi z. V prostoru valovnega vektorja je posledično ena ploskev kar krogla, druga pa rotacijski elipsoid. Zaradi rotacijske simetrije okoli osi z, lahko koordinatni sistem vedno izberemo tako, da komponenta valovnega vektorja pravokotna na optično os $k_\perp$ kaže vzdolž osi x. Splošno torej lahko zapišemo $\vec{k}=(k_x,0,k_z)=(k_\perp,0,k_\parallel)$



$$\vec{k} = k_0 n \vec{s}\,, \quad \vec{s} = \vec{s}_\parallel + \vec{s}_\perp\,, \quad \vec{k} = \vec{k}_\perp + \vec{k}_\parallel$$

temu ustrezno tudi označimo $\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}=\varepsilon_\perp$, $\varepsilon_{zz}=\varepsilon_\parallel$

1 Enačbo kroga opisuje zveza:

$$\frac{k_\perp^2/k_0^2}{\varepsilon_\perp}+\frac{k_\parallel^2/k_0^2}{\varepsilon_\perp}=1 \Rightarrow n_\perp=\sqrt{\varepsilon_\perp}$$ **REDNI ŽAREK**

$$k_\perp^2 + k_\parallel^2 = k_0^2\varepsilon_\perp$$

temu lastnemu valovanju rečemo <u>redni žarek</u>. Njegov lomni količnik je neodvisen od smeri $\vec{s}$. Njegova polarizacija je pravokotna na ravnino, ki jo določata smer optične osi in smer valovnega vektorja $\vec{s}$.

<u>DVE REŠITVI</u>
n_1, n_2
n_r n_i

2 Enačbo elipse opisuje zveza:

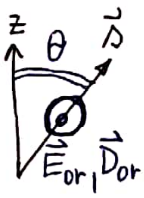
$$\frac{(k_\perp/k_0)^2}{\varepsilon_\parallel}+\frac{(k_\parallel/k_0)^2}{\varepsilon_\perp}=1$$

$$\frac{(k_0 n s_\perp/k_0)^2}{\varepsilon_\parallel}+\frac{(k_0 n s_\parallel/k_0)^2}{\varepsilon_\perp}=1$$

$$\frac{s_\perp^2}{\varepsilon_\parallel}+\frac{s_\parallel^2}{\varepsilon_\perp}=\frac{1}{n^2}$$

$$\boxed{\frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_\parallel}+\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_\perp}=\frac{1}{n_i^2}}$$

če zapišemo:
$s_\parallel = \cos\theta$
$s_\perp = \sin\theta$
θ = kot med optično osjo in smerjo valovnega vektorja $\vec{s}$.



$n_r = n_\perp$ za vsak $\vec{s}$

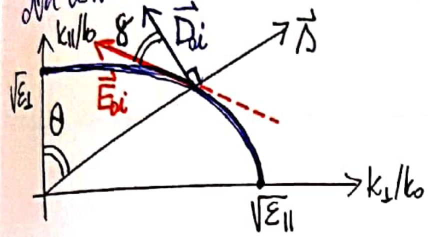
$\boxed{n_r=\sqrt{\varepsilon_\perp}}$ $\vec{E}_r \perp \vec{s}$, $\vec{E}_r \perp z$

temu lastnemu valovanju rečemo **IZREDNI ŽAREK**. Njegov lomni količnik n_i je odvisen od smeri valovnega vektorja $\vec{s}$.

Včasih tudi pišemo $\sqrt{\varepsilon_\perp}=n_\perp$ in $\sqrt{\varepsilon_\parallel}=n_\parallel$. Potem se lomna količnika za redni in izredni žarek zapišeta kot:

$$n_r=n_\perp \quad \text{in} \quad \frac{1}{n_i^2}=\frac{\sin^2\theta}{n_\parallel^2}+\frac{\cos^2\theta}{n_\perp^2} \quad ; \quad \vec{s}=(\sin\theta,0,\cos\theta)$$

Zanima nas še, kakšna je smer vektorja $\vec{E}_i$. Vemo, da je ta smer tangentna na elipso, ki jo opisuje enačba za izredni žarek. Medtem ko je smer vektorja $\vec{D}_i$ pravokotna na smer $\vec{s}$. Na osnovi te zveze lahko izračunamo kot δ med vektorjema $\vec{E}_{0i}$ in $\vec{D}_{0i}$.



$$\boxed{\cos\delta=\left(\frac{\frac{1}{\varepsilon_\perp}\cos^2\theta+\frac{1}{\varepsilon_\parallel}\sin^2\theta}{\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_\perp^2}\cos^2\theta+\frac{1}{\varepsilon_\parallel^2}\sin^2\theta}}\right)}$$

IZPELJAVA: $\vec{s}=(\sin\theta,0,\cos\theta)$

Za gostoto električnega polja vemo $\vec{D}_0\perp\vec{k}\Rightarrow\vec{D}_0=D_0(-\cos\theta,0,\sin\theta)$ $[\vec{D}_0\vec{k}=0\checkmark]$

Za električno polje pa vemo (glej stran 67), da ima tangentno smer na elipso:

$$\frac{E_{0z}}{E_{0x}}=-\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}\frac{k_x}{k_z}=-\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}\cdot\frac{s_\perp}{s_\parallel}\Rightarrow\vec{E}_0=\tilde{E}_0\left(-1,0,\frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_\parallel}\cdot\frac{s_\perp}{s_\parallel}\right)$$ množimo izraz z $s_\parallel\cdot\varepsilon_\parallel$

$$\vec{E}_0=E_0(-\varepsilon_\parallel s_\parallel,0,\varepsilon_\perp s_\perp)$$
$$\vec{E}_0=E_0(-\varepsilon_\parallel\cos\theta,0,\varepsilon_\perp\sin\theta)$$

$$\vec{E}_0\vec{D}_0=|\vec{E}_0||\vec{D}_0|\cos\delta$$

$$\Rightarrow\cos\delta=\frac{\cancel{E_0D_0}(\varepsilon_\parallel\cos^2\theta+\varepsilon_\perp\sin^2\theta)}{\cancel{E_0D_0}\underbrace{\sqrt{\cos^2\theta+\sin^2\theta}}_{1}\sqrt{\varepsilon_\parallel^2\cos^2\theta+\varepsilon_\perp\sin^2\theta}}\cdot\frac{(1/\varepsilon_\parallel\varepsilon_\perp)}{(1/\varepsilon_\parallel\varepsilon_\perp)}$$

Vidimo, da sta pri $\theta=0$ in $\theta=90°$ oba vektorja vzporedna. Sta pa tam lastni osi sistema oz. $\underline{\varepsilon}$.

$$\cos\delta=\left(\frac{1}{\varepsilon_\perp}\cos^2\theta+\frac{1}{\varepsilon_\parallel}\sin^2\theta\right)\Big/\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_\perp^2}\cos^2\theta+\frac{1}{\varepsilon_\parallel^2}\sin^2\theta}\ \checkmark$$

PRIMERI ENOOSNIH SNOVI

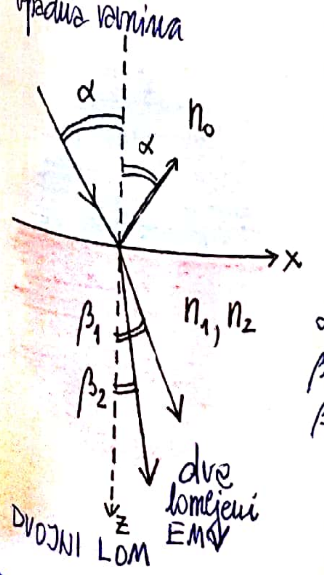
	$n_\perp=\sqrt{\varepsilon_\perp}$	$n_\parallel=\sqrt{\varepsilon_\parallel}$	$\Delta n=n_\parallel-n_\perp$
kalcit	1,658	1,486	−0,172
kremen	1,544	1,553	0,009
led	1,309	1,313	0,004

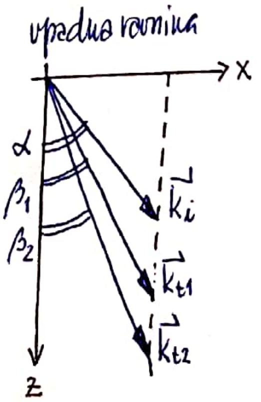
Optična anizotropija enoosnih snovi

$$\boxed{\Delta n=n_\parallel-n_\perp}$$

Če je $\Delta n>0$, rečemo, da ima snov pozitivno anizotropijo. Če je $\Delta n<0$, pa ima snov negativno anizotropijo. (Kristali s kubično simetrijo so optično izotropni (diamant,...))

LOM PRI PREHODU SVETLOBE IZ IZOTROPNE V OPTIČNO ENOOSNO SNOV





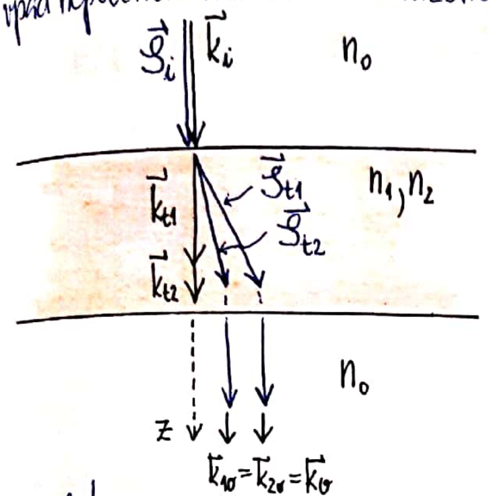
Zamislimo si prehod ravnega poljubnega EMV iz izotropne snovi z lomnim količnikom n_0 v anizotropno snov z ustreznima lastnima lomnima količnikoma n_1 in n_2. V skladu z robnimi pogoji za $\vec{E}$ na meji dveh snovi, mora še vedno veljati, da se longitudinalna komponenta valovnega vektorja (na sliki k_x) ohranja.

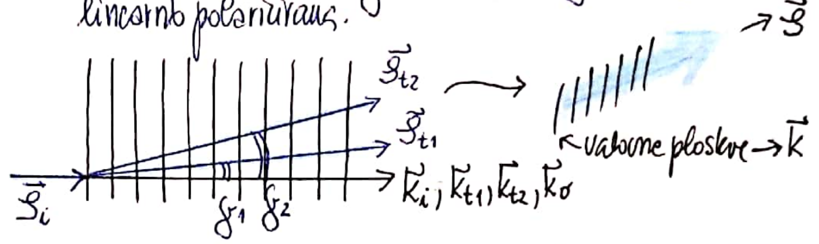
$$k_{ix}=k_{t1x}\Rightarrow k_0n_0\sin\alpha=k_0\cdot n_1(\beta_1)\sin\beta_1$$
$$k_{ix}=k_{t2x}\Rightarrow k_0n_0\sin\alpha=k_0\cdot n_2(\beta_2)\sin\beta_2$$

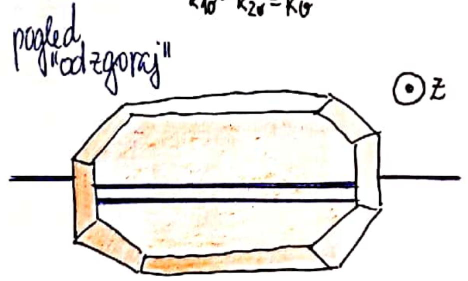
$$\boxed{n_0\cdot\sin\alpha=n_{1,2}(\beta)\cdot\sin\beta}$$

Dobimo izraz podoben Snellovemu zakonu, pri katerem pa moramo upoštevati, da je vrednost lomnega količnika v anizotropni snovi odvisna od lomnega kota β. (ter tudi od polarizacije EMV), $n_1=n_1(\beta)$, $n_2=n_2(\beta)$)

Ob tem se moramo spomniti, da v anizotropni snovi smer širjenja energije, ki jo podaja Poyntingov vektor $\vec{S}$ ni vzporedna s smerjo valovnega vektorja $\vec{k}$. Zanimiv primer tega stališča je pravokotni vpad nepolarizirane svetlobe na anizotropno snov. Če ozek snop nepolarizirane svetlobe posvetimo na plast optično anizotropne snovi, se energijski tok tega snopa oz curka v snovi razdeli na dve delna curka (žarka), ki se širita eden v smeri $\vec{S}_{t1}$ in drugi v smeri $\vec{S}_{t2}$. Če je plast dovolj debela, se delna curka zaradi tega med seboj prostorsko ločita. Na izstopni strani potem dobimo dva ločena curka, ki se širita v smeri pravokotno na mejo in sta medsebojno ortogonalno linearno polarizirana.



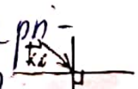


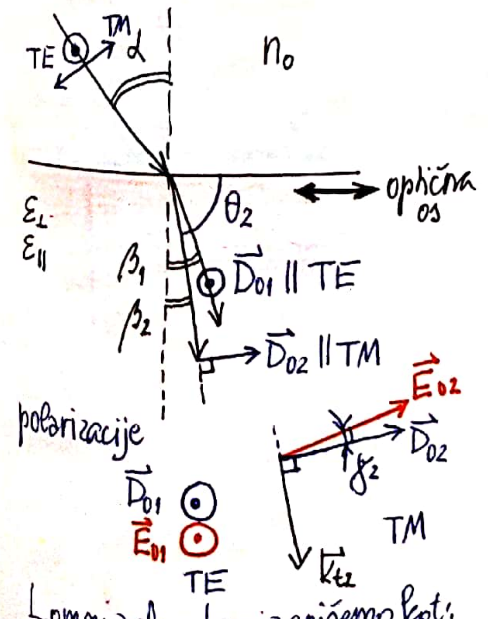


Zaradi navedenega pojava, če optično dvoosni material v obliki ploščice položimo na podlago z nekim vzorcem, po prehodu svetlobe čez ploščico vidimo dve premaknjeni "sliki" vzorca, ki sta med seboj ortogonalno polarizirani. To pomeni linearno polarizirani v ortogonalnih smereh.

POSEBNI PRIMERI - OPTIČNA OS V VPADNI RAVNINI

Izračun lomnih kotov β_1 in β_2 ter ustreznih lastnih polarizacij je v splošnem primeru, ko optična os enoosnega materiala ne leži v vpadni ravnini in niti ni pravokotna na mejo, dokaj zapleten. Analitična obravnava je relativno preprosta le, če optična os leži v vpadni ravnini in je ali vzporedna ali pa pravokotna glede na mejo. Račun bomo naredili za primer, ko je optična os vzporedna z mejno ploskvijo.





V tem primeru TE komponenta vpadne svetlobe predstavlja tisti del EMV, ki se lomi kot redni žarek. Zato velja

$$n_0 \cdot \sin\alpha = n_1 \cdot \sin\beta_1 = \sqrt{\varepsilon_\perp} \cdot \sin\beta_1$$

$$\Rightarrow \boxed{\sin\beta_1 = \frac{n_0}{\sqrt{\varepsilon_\perp}} \cdot \sin\alpha}.$$

Medtem, ko TM komponenta vpadne svetlobe predstavlja tisti del EMV, ki se lomi kot izredni žarek z lomnim količnikom n_i

$$n_0 \cdot \sin\alpha = n_i(\beta_2) \cdot \sin\beta_2 .$$

Smer žarka $\vec{k}_{2t}$ je na optično os nagnjena pod kotom $\theta_2 = \left(\frac{\pi}{2} - \beta_2\right)$

Posledično zapišemo:

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{\sin^2(\pi/2 - \beta_2)}{\varepsilon_\parallel} + \frac{\cos^2(\pi/2 - \beta_2)}{\varepsilon_\perp} = \frac{\cos^2\beta_2}{\varepsilon_\parallel} + \frac{\sin^2\beta_2}{\varepsilon_\perp}$$

$$n_i = \frac{1}{\sqrt{(\cos^2\beta_2/\varepsilon_\parallel) + (\sin^2\beta_2/\varepsilon_\perp)}}$$

Lomni zakon torej zapišemo kot:

$$n_0 \cdot \sin\alpha = n_i \sin\beta_2 = \frac{\sin\beta_2}{\sqrt{\frac{\cos^2\beta_2}{\varepsilon_\parallel} + \frac{\sin^2\beta_2}{\varepsilon_\perp}}} \Rightarrow \boxed{\sin\beta_2 = \frac{n_0 \sin\alpha}{\sqrt{\varepsilon_\parallel + \left(1 - \frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp}\right) n_0^2 \sin^2\alpha}}}$$

S tem dobimo še lomni kot za TM polarizacijo. Pri tem moramo biti pozorni, da je le vektor $\vec{D}_{02}$ transverzalen na valovni vektor $\vec{k}_{t2}$. Medtem, ko ima $\vec{E}_{02}$ tudi longitudinalno komponento in oklepa kot γ_2 z vektorjem $\vec{D}_{02}$.

IZPELJAVA

$$n_0 \cdot \sin\alpha = \frac{\sin\beta}{\sqrt{\frac{\sin^2\beta}{\varepsilon_\perp} + \frac{\cos^2\beta}{\varepsilon_\parallel}}} \quad / \text{ upoštevamo } \cos^2\beta = 1 - \sin^2\beta$$

$$n_0^2 \sin^2\alpha \left(\frac{\sin^2\beta}{\varepsilon_\perp} + \frac{\cos^2\beta}{\varepsilon_\parallel} \right) = \sin^2\beta$$

$$\frac{n_0^2 \sin^2\alpha}{\varepsilon_\perp} \cdot \sin^2\beta + \frac{n_0^2 \sin^2\alpha}{\varepsilon_\parallel}(1 - \sin^2\beta) = \sin^2\beta$$

$$\left(\frac{n_0^2 \sin^2\alpha}{\varepsilon_\perp} - \frac{n_0^2 \sin^2\alpha}{\varepsilon_\parallel} \right) \sin^2\beta + \frac{n_0^2 \sin^2\alpha}{\varepsilon_\parallel} = \sin^2\beta \quad \text{obe strani množimo z}$$

$$(\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp) n_0^2 \sin^2\alpha \sin^2\beta + \varepsilon_\perp n_0^2 \sin^2\alpha = \varepsilon_\parallel \varepsilon_\perp \sin^2\beta$$

$$\varepsilon_\perp n_0^2 \sin^2\alpha = \left[\varepsilon_\parallel \varepsilon_\perp - (\varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp) n_0^2 \sin^2\alpha \right] \sin^2\beta \quad / \cdot \frac{1}{\varepsilon_\perp} \text{ in korenimo}$$

$$\Rightarrow \sin\beta = \frac{n_0 \sin\alpha}{\sqrt{\varepsilon_\parallel - \left(\frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp} - 1 \right) n_0^2 \sin^2\alpha}} \checkmark = \frac{(n_0 \sin\alpha / \sqrt{\varepsilon_\parallel})}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{\varepsilon_\perp} - \frac{1}{\varepsilon_\parallel} \right) n_0^2 \sin^2\alpha}}$$

OPTIČNE KOMPONENTE NA OSNOVI DVOLOMNIH MATERIALOV

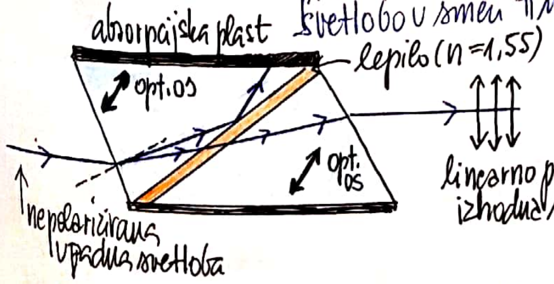
Dvolomni materiali so osnova za večino optičnih komponent, s katerimi lahko učinkujemo na polarizacijo svetlobe oz. ki se odzivajo na EMV v odvisnosti od njegove polarizacije.

1) POLARIZATORJI

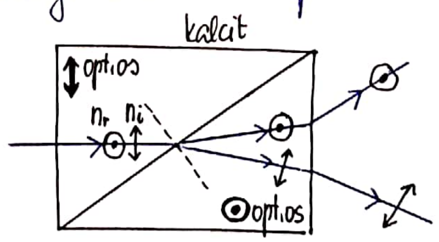
Iz nepolarizirane svetlobe tipično ustvarijo linearno polarizirano svetlobo.
Primer: Nicolova prizma (W. NICOL, škotski fizik in geolog). Enega od obeh lastnih valovanj se znebimo na osnovi totalnega odboja. Kristal iz kalcita, denimo, prerežemo in damo vmes plast prozorne snovi (kanadski balzam, $n_0 = 1{,}55$).

kalcit $n_\perp = \sqrt{\varepsilon_\perp} = 1{,}658 > n_0 = 1{,}55 > n_\parallel = \sqrt{\varepsilon_\parallel} = 1{,}486$

Redni žarek (TE) se na meji med kristalom in vmesno plastjo totalno odbije. Izredni žarek (TM) pa se prepusti. In ker smo pri tem blizu Brewstrovega kota θ_B, je odbojnost za TM polarizacijo zelo majhna, tako da se TM polarizacija praktično v celoti prepusti. Na izhodu torej dobimo linearno polarizirano svetlobo v smeri TM.



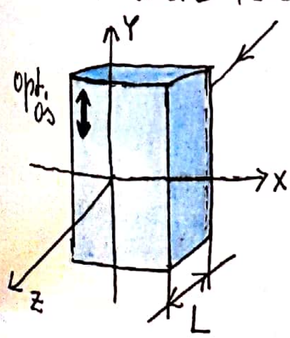
Nikolova prizma



Wollastnova prizma (W. H. Wollaston, GB, kemik)

Pri Wollastonovi prizmi pa kristal prerežemo po diagonali in drugi del zavrtimo glede na prvega, tako da je optična os v drugem delu obrnjena pravokotno glede na optično os v prvem delu. Na meji med obema deloma se potem valovanje razdeli na dve linearno polarizirani komponenti, ki zapustita prizmo vsaka v svoji smeri.

2) RETARDACIJSKE PLOŠČICE



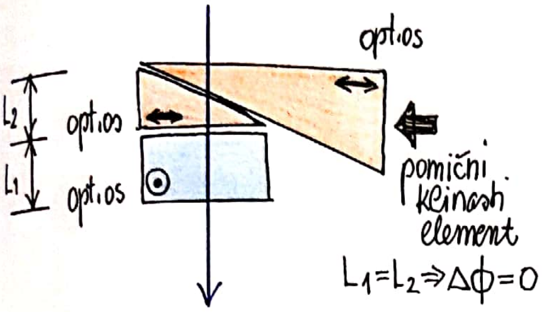
Ustvarijo med dvema ortogonalnima komponentama polarizacije fazni zamik (retardacijo) $\boxed{\Delta\phi = k_0 \cdot L (n_i - n_r)}$. Njihov učinek opišemo z Jonesovo matriko

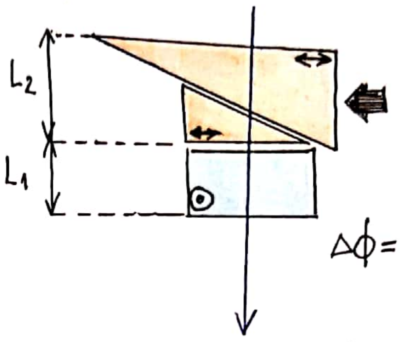
$$M \propto \begin{bmatrix} e^{-i\Delta\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\phi/2} \end{bmatrix} \quad \text{oziroma} \quad M \propto \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\phi} \end{bmatrix}$$

Če je $\Delta\phi = \pi/2$, takemu retarderju rečemo ($\lambda/4$) ploščica. (Iz linearne polarizacije lahko naredimo cirkularno). Če je $\Delta\phi = \pi$, gre za ploščico ($\lambda/2$).

3) KOMPENZATORJI

Retardacijske ploščice imajo željeno retardacijo $\Delta\phi$ le za določeno valovno dolžino. Če želimo element, ki bo uporaben za različne valovne dolžine, uporabimo t.i. kompenzator. Z njim lahko izničimo oz. kompenziramo poljubno retardacijo, do katere pride v neki preiskovani snovi. Eden izmed njih je Soleil-Babinetov kompenzator.





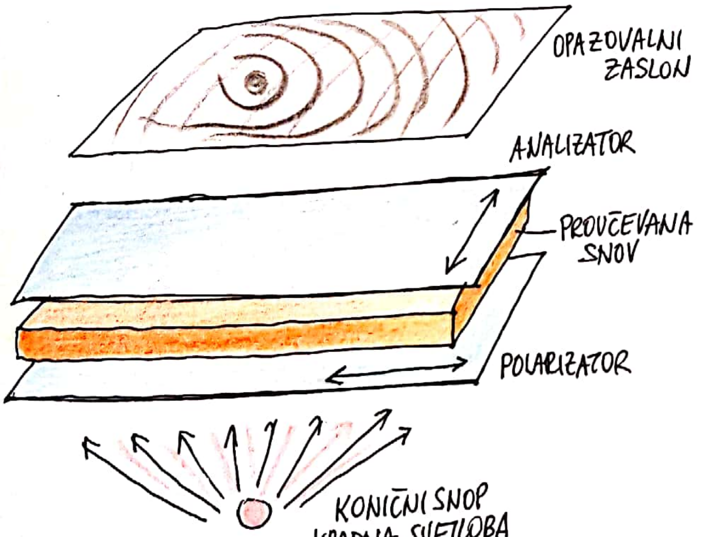
Retardacijo $\Delta\phi$ reguliramo s pomikanjem klinastega elementa iz anizotropne snovi.

$$\Delta\phi = \Delta L \cdot k_0 (n_i - n_r)$$
$$\Delta L = L_2 - L_1$$

Poleg opisanih, obstaja še vrsta drugih polarizatorjev in kompenzatorjev (Nomarski, Senarmontov, ...).

KONOSKOPIJA

Je eksperimentalna metoda za analizo in vizualizacijo optično anizotropnih snovi. Običajno želimo izvedeti, ali je snov optično enoosna ali dvoosna ter kakšna je orientacija optičnih osi. Določimo lahko tudi glavne lomne količnike: $n_1 = \sqrt{\varepsilon_{xx}}$, $n_2 = \sqrt{\varepsilon_{yy}}$, $n_3 = \sqrt{\varepsilon_{zz}}$.



Med prekrižani polarizacijski foliji damo proučevano snov. Osvetlitev izvedemo s koničnim snopom svetlobe.

Na opazovalnem zaslonu dobimo linije dveh vrst:

IZOGIRE = linije, pri katerih upadu polarizacija ustreza eni izmed lastnih polarizacij D_{01} oz. D_{02}.

IZOKROME = linije, pri katerih za dano valovno dolžino λ dobimo retardacijo
$$\Delta\phi = N \cdot 2\pi.$$

TRIK:
V eksperimentu lahko konično svetlobo dobimo tako, da z laserjem posvetimo na difuzor (na primer paus papir).

Če delamo z belo svetlobo, so izokrome mavrične barv, izogire pa so vedno temne.