ELTE I.Fizikus 2004/2005 II.félév

KISÉRLETI FIZIKA

Elektrodinamika

9. (IV.22.)

$\underline{P} = \varepsilon_o \chi(\omega)\, \underline{E}$ lineáris összefüggés.

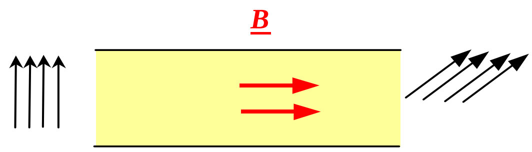
Általánosan: $\underline{P} = \underline{P}_o + \varepsilon_o \chi(\omega)\, \underline{E} + \alpha\, \mathrm{grad}\, \underline{E} + \beta\, \underline{E}\, \underline{H} + \gamma \underline{E}^2 + \delta \underline{E}^3$

$\underline{P}_o$ — elektrét

$\alpha\, \mathrm{grad}\, \underline{E}$ — $\partial_i E_j$ $\alpha\, \mathrm{rot}\, \underline{E}$ optikai forgatás

$\beta\, \underline{E}\, \underline{H}$ — $\underline{E} \times \underline{H}$ –val arányos

Faraday effektus



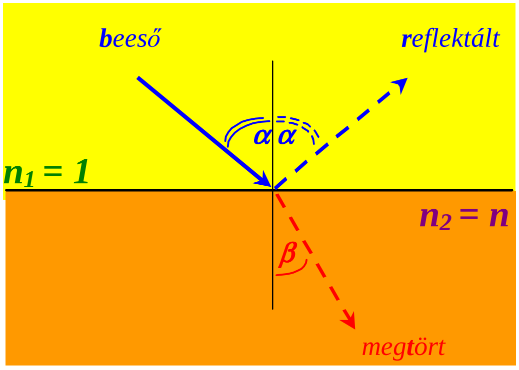
Átlátszó mágnes lenne jó. Mikrohullámra van. Ferrit. Csapda

$\gamma \underline{E}^2 + \delta \underline{E}^3$ — másod és harmadrendű nemlineáris optikai effektus.

Alkalmazások:

1) ω -ról 2ω-ra (ferekvencia kétszerezés)
2) Térrel (elektromos $\underline{E}$) lehet kapcsolni a fényt. Kerr cella.

Reflexió, polarizáció, fénytörés



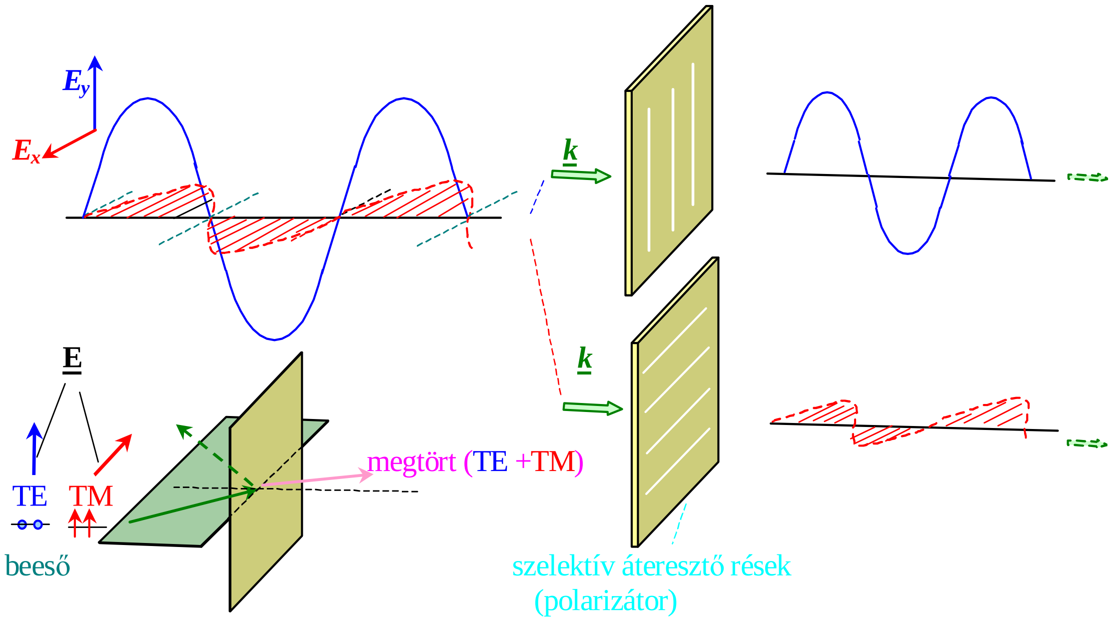
Snellius –Descartes

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$$

A fény <u>transzverzális</u> elektromágneses hullám, <u>polarizált</u>, s az <u>E</u> vektor rezgési síkjával jellemezzük.

A <u>k</u>-ra merőleges irányok különbözőek!

Fénytöréskor a beesési síkhoz viszonyítunk:
Polarizáció



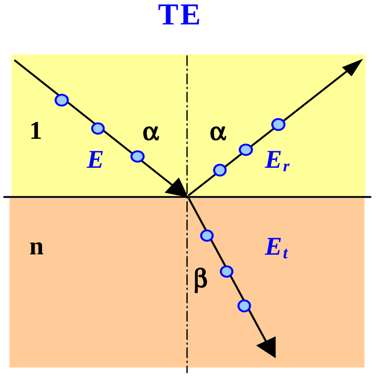
TE <u>E</u> merőleges a beesési síkra; ***TM <u>H</u> merőleges a beesési síkra***

(<u>T</u>ranszverzális <u>e</u>lektromos) ***(<u>T</u>ranszverzális <u>m</u>ágneses)***

<u>E</u> ⊥ papír síkja ***<u>E</u> || papír síkja***

(Az optika a <u>H</u>-t szereti a <u>B</u> helyett, történeti okokból és a Poynting vektor (<u>E</u> x <u>H</u>) miatt)

A Fresnel formulák:



A merőleges ⊥ polarizáció (TE)

$$\frac{E_r}{E} = r = -\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)}$$

$$\frac{E_t}{E} = t = \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha+\beta)}$$

1) a) A két közeg azonos: ($\alpha = \beta$, $n_{relatív} = 1$) : $\frac{E_r}{E} = 0$; $\frac{E_t}{E} = 1$

b) Az $\alpha > \beta$ esetén $r < 0$, az $\alpha < \beta$ esetén pedig $r > 0$ $\Rightarrow$
$\alpha = \beta$ esetén tehát az r előjelet vált, azaz fázisugrása van a reflektált fénynek.

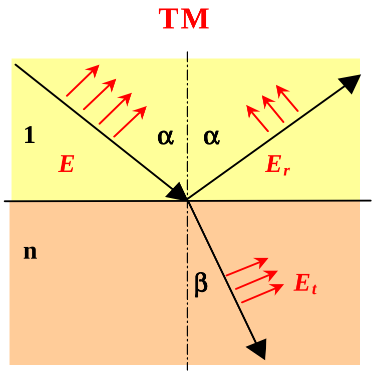
2) Teljes visszaverődéskor /sűrűbb- ritkább átmenetnél, $\alpha < \beta$ esetén, $n_{rel.} < 1$/
($\beta = \pi/2$, $\sin\beta = 1$, $\cos\beta = 0$):

$$r = \frac{E_r}{E} = -\frac{\sin\alpha\cos\beta - \cos\alpha\sin\beta}{\sin\alpha\cos\beta + \cos\alpha\sin\beta} = +1$$

3) Közel merőleges beesésnél (α, $\beta << \pi/4$; a Snellius D. törvény: $\alpha = n\,\beta$)

$$\frac{E_r}{E} = -\frac{\alpha-\beta}{\alpha+\beta} = -\frac{(n\beta-\beta)}{(n\beta+\beta)} = \frac{1-n}{1+n}$$

$$\frac{E_t}{E} = \frac{2\alpha}{\alpha+\beta} = \frac{2n\beta}{n\beta+\beta} = \frac{2n}{1+n}$$



A párhuzamos ‖ polarizáció (TM)

$$\frac{E_r}{E} = \frac{\mathrm{tg}(\alpha-\beta)}{\mathrm{tg}(\alpha+\beta)}$$

$$\frac{E_t}{E} = \frac{\mathrm{tg}\, 2\alpha}{\sin(\alpha+\beta)+\cos(\alpha-\beta)}$$

1) a) A két közeg azonos: ($\alpha = \beta$, $n_r = 1$) : $\frac{E_r}{E} = 0$; $\frac{E_t}{E} = 1$

b) Az $\alpha > \beta$ esetén $r > 0$, az $\alpha < \beta$ esetén pedig $r < 0$ $\Rightarrow$
$\alpha = \beta$ esetén tehát az r előjelet vált, azaz most is fázisugrása van a reflektált fénynek.

2) Teljes visszaverődéskor /sűrűbb- ritkább átmenetnél, $\alpha < \beta$ esetén, $n_{rel.} < 1$/ ($\beta = \pi/2$, $\mathrm{tg}\beta = \infty$):

$$\frac{E_r}{E} = \frac{\dfrac{\mathrm{tg}\,\alpha - \mathrm{tg}\,\beta}{1 + \mathrm{tg}\,\alpha\,\mathrm{tg}\,\beta}}{\dfrac{\mathrm{tg}\,\alpha + \mathrm{tg}\,\beta}{1 - \mathrm{tg}\,\alpha\,\mathrm{tg}\,\beta}} = \frac{\dfrac{-1}{\mathrm{tg}\,\alpha}}{\dfrac{1}{-\mathrm{tg}\,\alpha}} = 1$$

3) Közel merőleges beesésnél (α, $\beta << \pi/4$; a Snellius D. törvény: $\alpha = n\,\beta$)

$$\frac{E_r}{E} = \frac{\alpha - \beta}{\alpha + \beta} = \frac{(n\beta - \beta)}{(n\beta + \beta)} = -\frac{1-n}{1+n}$$

(Ügyeljünk az előjel konvencióra!)

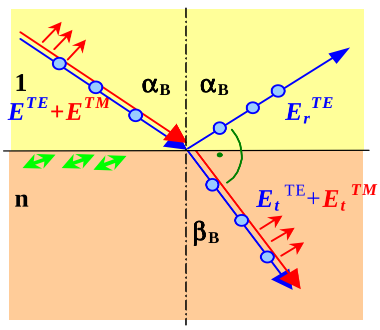
$$\frac{E_t}{E} = \frac{2\alpha}{\alpha + \beta} = \frac{2n\beta}{n\beta + \beta} = \frac{2n}{1+n}$$

4) Amikor a reflektált nyaláb merőleges a megtört nyalábra

($\alpha+\beta = \pi/2$; $\mathrm{tg}\ \alpha+\beta = \infty$): $\dfrac{E_r}{E} = 0$ nincs visszavert hullám!

Ezen α szöget Brewster szögnek $\boldsymbol{\alpha_B}$ nevezzük.

Brewster
polarizált reflexió

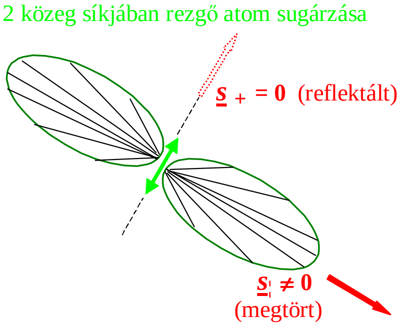


Az $\boldsymbol{\alpha_B}$ Brewster szögben beeső nyaláb ***visszavert*** része nem tartalmazhat párhuzamos ‖ polarizációjú ***(TM)*** komponenst, tehát tisztán merőleges ⊥ polarizációjú ***(TE)***.
A Snellius- Descartes törvény ekkor:

$$\frac{\sin\alpha_B}{\sin\beta_B} = \frac{\sin\alpha_B}{\sin(\pi/2 - \alpha_B)} = \frac{\sin\alpha_B}{\cos\alpha_B} = \mathrm{tg}\,\alpha_B = n$$

Atomi eredetű értelmezés:

A 2 közeg síkjában rezgő atom sugárzása



A második (n törésmutatójú) közegben rezgésre kényszerített atomok a rezgésük irányában nem tudnak sugározni, ezért ha a beeső sugárzás párhuzamos ‖ polarizációjú ***(TM)***, az általa $\boldsymbol{\beta}$ irányban rezgésre késztetett atomok a $\boldsymbol{\beta}$ irányra merőlegesen ($\boldsymbol{\alpha_B}$ szögben) nem tudnak "visszasugározni", azaz reflektált intenzitásuk abban az irányban nincs.
(A beesési síkra merőlegesen rezgő atomokra (a merőleges ⊥ polarizációjú ***(TE)*** fény ilyen atomi mozgást gerjeszt) nincs ilyen kizárási elv**)**.