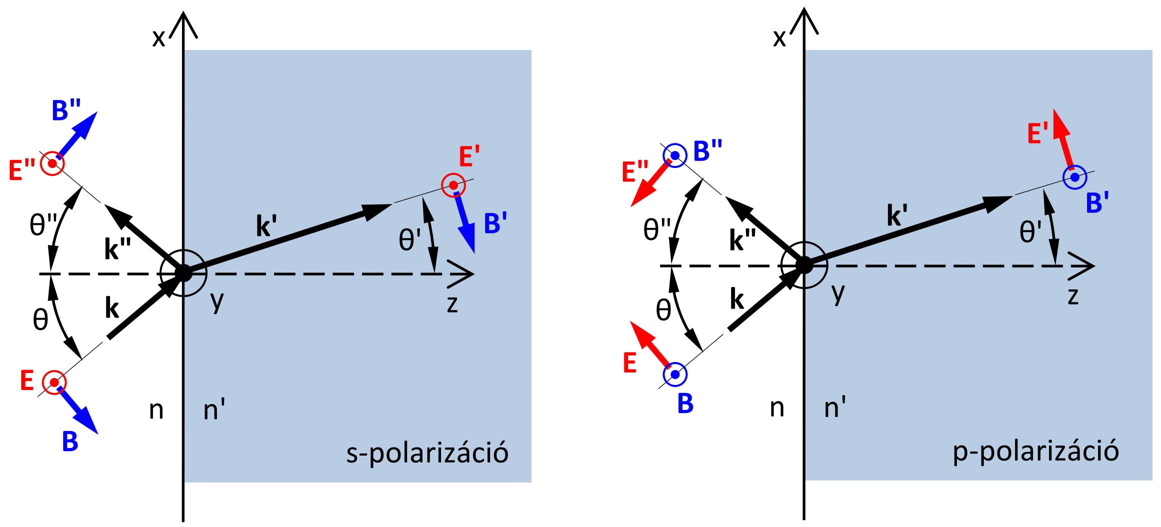
Síkhullámok reflexiója/transzmissziója sík határfelületen

Dr. Koppa Pál, Dr. Erdei Gábor, 2016-09-16

Polarizációs sajátállapotok síkhullám-síkfelület találkozásánál

Az alábbiakban azt az esetet vizsgáljuk, amikor az optikai anyagjellemzők ugrásszerűen (azaz a hullámhossznál jóval kisebb tartományon belül) változnak egy sík felület mentén. Hullámtanból ismert, hogy amennyiben a terjedési sebesség ugrásszerűen változik, reflexió és törés jelensége lép fel. Fény esetén ezen effektusok tárgyalásakor nem hagyható figyelmen kívül az EM tér transzverzalitása, azaz a polarizáció. Polarizált sugárzásról akkor beszélünk, amikor az **E** és **B** térerősség vektorok rezgése hosszú távú időbeli és térbeli rendezettséget (periodicitást) mutat. A rendezettség legismertebb fajtája a lineáris polarizáció, amikor a térerősség vektorok rezgése állandóan egy síkban marad (erre utal a „polarizált”, régiesen „sarkított” kifejezés). A teljesen monokromatikus síkhullám mindig polarizált, általános esetben elliptikusan (ld. a polarizáció témakörét). Polarizálatlan fény létrehozásához nagy számú, véletlen fázisú és különböző irányú amplitúdó vektorral rendelkező síkhullámot kell összekevernünk. További feltétel, hogy a fáziskülönbség a síkhullám komponensek között időben vagy térben gyorsan változzon. Az előbbi miatt a sugárzás hullámhossz spektruma kiszélesedik (már nem lesz monokromatikus), az utóbbi miatt divergens lesz az iránykarakterisztikája (többé már nem síkhullám). Ha a térbeli és időbeli véletlenszerűség egyidejűleg lép fel, a környezetünkben tapasztalható diffúz és polarizálatlan sugárzást kapjuk. (Ezekről a térbeli és időbeli koherenciánál lesz szó.)

A továbbiakban egy ideális (végtelen) síkhullámot bocsájtunk egy sík határfelületre, és vizsgáljuk a visszaverődés/törés törvényszerűségeit. A levezetésnél abszorpció mentes dielektrikum közegeket tételezünk fel (tehát n és **k** valós). Mivel a síkhullám megoldása a Maxwell-egyenleteknek, eredményeink nem csupán a geometriai optikai közelítés keretein belül érvényesek (ld. jövő óra), hanem általános hullámoptikai törvényszerűségek.



A levezetés fontos eleme az a megfigyelés, hogy a felületi reflexiónak/transzmissziónak vannak polarizációs sajátállapotai: az s-polarizáció (σ, vagy TE-polarizáció) amikor az elektromos térerősség merőleges a beesési síkra, és a p-polarizáció (π, vagy TM polarizáció), amikor az elektromos térerősség párhuzamos a beesési síkkal. Mindkét esetben a fény lineárisan polarizált, és mivel ezek sajátállapotok, visszaverődés és törés közben nem változnak meg, csak a rezgés komplex amplitúdója módosul (abszolút értékben és fázisban).

A beeső, megtört és visszavert síkhullámok, illetve hullámszámvektoraik:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r},t) = \tilde{\mathbf{E}}_0 \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} \tag{1}$$

$$\mathbf{k} = n \cdot \mathbf{k}_0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{k} = (k_x, 0, k_z) = n\frac{\omega}{c}(\sin\theta,\ 0,\ \cos\theta) \tag{2}$$

$$\mathbf{k}'' = (k''_x,\ k''_y,\ k''_z) \quad ; \quad k''^2_x + k''_y{}^2 + k''^2_z = n^2\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$$

$$\mathbf{k}' = (k'_x,\ k'_y,\ k'_z) \quad ; \quad k'^2_x + k'_y{}^2 + k'^2_z = n'^2\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$$

Kontinuitási egyenletek két dielektrikum határán

A Maxwell-egyenletek határfeltételei alapján:

$$\begin{matrix} \mathbf{E}'_t = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}''_t \\ \mathbf{H}'_t = \mathbf{H}_t + \mathbf{H}''_t \end{matrix} \rightarrow \frac{\mathbf{B}'_t}{\mu'} = \frac{\mathbf{B}_t}{\mu} + \frac{\mathbf{B}''_t}{\mu} \rightarrow \begin{matrix} \mathbf{E}'_t = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}''_t \\ \mathbf{B}'_t = \mathbf{B}_t + \mathbf{B}''_t \end{matrix},$$

ahol feltételeztük, hogy a közegek nem mágnesezhetők, azaz $\mu = \mu' = \mu_0$. A fenti összefüggésekre akkor van szükségünk, ha az anyagjellemzők a hullámhosszal összemérhető, vagy annál kisebb tartományon belül változnak (azaz ugrásszerűen). (1)-t behelyettesítve:

$$\tilde{\mathbf{E}}'_{t0} \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}'\cdot\mathbf{r})} = \tilde{\mathbf{E}}_{t0} \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})} + \tilde{\mathbf{E}}''_{t0} \cdot e^{i(\omega t - \mathbf{k}''\cdot\mathbf{r})}$$

z = 0 határfelület, $k_y = 0$, $e^{i\omega t}$-vel egyszerűsítve

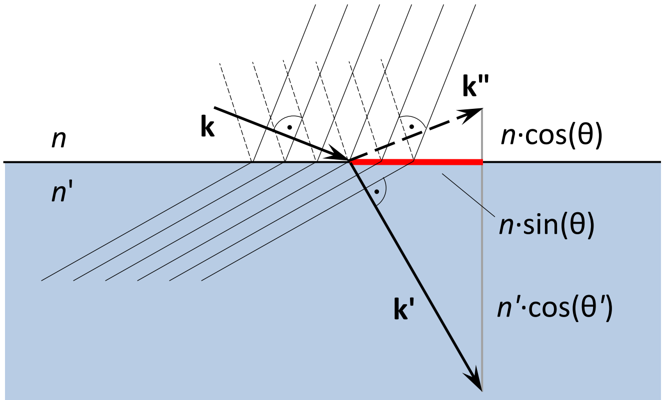
$$\tilde{\mathbf{E}}'_{t0} \cdot e^{-i(k'_x x + k'_y y)} = \tilde{\mathbf{E}}_{t0} \cdot e^{-i(k_x x)} + \tilde{\mathbf{E}}''_{t0} \cdot e^{-i(k''_x x + k''_y y)}. \tag{3}$$

Hasonlóan $\mathbf{B}_t$-re. (3) akkor teljesül tetszőleges (x,y) értékre, ha azonosak a fázisok:

$$k'_x x + k'_y y = k_x x = k''_x x + k''_y y$$

Ez az ún. fázisillesztés, ami azt jelenti, hogy a felület mentén mind a beeső, a visszavert és az áthaladó hullámok azonos fázisban vannak:

$$\left.\begin{matrix} \text{I.} & k'_y = k''_y = 0 \\ \text{II.} & k_x = k''_x \\ \text{III.} & k_x = k'_x \end{matrix}\right\}$$



I.-ből következik, hogy a törési és tükrözési sík egybeesik a beesési síkkal.

II.-ből megkapjuk a tükrözési törvényt:

$$\sin(\theta) = \sin(\theta'') \quad \Rightarrow \quad \theta = \theta''$$

III.-ból a törési törvényt (Snellius-Descartes törvény):

$$n\frac{\omega}{c}\sin(\theta) = n'\frac{\omega}{c}\sin(\theta') \quad \Rightarrow \quad n \cdot \sin(\theta) = n' \cdot \sin(\theta'),$$

mivel θ és θ" ϵ [0; π/2]. Ha a fázisok egyenlőek, egyszerűsíthetünk velük (3)-ban. Így kapjuk az amplitúdókra vonatkozó feltételt:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}'_{t0} &= \tilde{\mathbf{E}}_{t0} + \tilde{\mathbf{E}}''_{t0} \\ \tilde{\mathbf{B}}'_{t0} &= \tilde{\mathbf{B}}_{t0} + \tilde{\mathbf{B}}''_{t0} \end{aligned} \tag{4}$$

S-polarizáció, azaz E merőleges a beesési síkra

$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$; $E_x = 0$ csak E_y → $E_y = E$, azaz (4) alapján:

$$\boxed{\tilde{E}'_0 = \tilde{E}_0 + \tilde{E}''_0} \tag{5}$$

A II. Maxwell-egyenletből meghatározzuk **B** értékét (a beeső, megtört és visszavert síkhullámokra egyaránt):

$$\mathrm{rot}\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \tilde{\mathbf{B}}}{\partial t} \rightarrow -i\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}}_0 = -i\omega\tilde{\mathbf{B}}_0 \rightarrow \tilde{\mathbf{B}}_0 = \frac{\mathbf{k} \times \tilde{\mathbf{E}}_0}{\omega}$$

$$\begin{vmatrix} \mathbf{i}' & \mathbf{j}' & \mathbf{k}' \\ k_x & 0 & k_z \\ 0 & \tilde{E}_0 & 0 \end{vmatrix} = -k_z\tilde{E}_0\mathbf{i}' - 0 \cdot \mathbf{j}' + k_x\tilde{E}_0\mathbf{k}' \rightarrow \tilde{\mathbf{B}}_0 = \frac{-k_z\tilde{E}_0\mathbf{i}' + k_x\tilde{E}_0\mathbf{k}'}{\omega}. \tag{6}$$

(4)-ből a **B**-re vonatkozó feltétel:

$$\tilde{B}'_{0x} = \tilde{B}_{0x} + \tilde{B}''_{0x}$$

Ide behelyettesítve (6) *x*-komponensét, és *ω*-val egyszerűsítve ($\mathbf{B}_t = \mathbf{B}_x + \mathbf{B}_y$; $B_y = 0$):

$$-k'_z\tilde{E}'_0 = -k_z\tilde{E}_0 - k''_z\tilde{E}''_0$$

A tükrözési törvény alapján $k''_z = -k_z$:

$$-k'_z\tilde{E}'_0 = -k_z\tilde{E}_0 + k_z\tilde{E}''_0$$

Mindkét oldalt elosztva $-k_z$-vel:

$$\boxed{\frac{k'_z}{k_z}\tilde{E}'_0 = \tilde{E}_0 - \tilde{E}''_0} \tag{7}$$

(5) és (7) kétismeretlenes egyenletrendszert alkot, amelyeket megoldhatunk $\tilde{E}'_0$-ra és $\tilde{E}''_0$-ra:

$$\tilde{E}'_0 = \frac{2}{1+\frac{k'_z}{k_z}}\tilde{E}_0 \quad ; \quad \tilde{E}''_0 = \frac{2}{1+\frac{k'_z}{k_z}}\tilde{E}_0 - \tilde{E}_0 \tag{8}$$

Bevezetjük az „*a*” segédváltozót:

$$a \equiv \frac{k'_z}{k_z} \ ,$$

amivel a (8) összefüggések egyszerűbb alakba írhatók:

$$\tilde{E}'_0 = \frac{2}{1+a}\tilde{E}_0 \quad ; \quad \tilde{E}''_0 = \frac{1-a}{1+a}\tilde{E}_0$$

Az s-polarizáció esetén definiált transzmissziós (τ_s) és reflexiós (ρ_s) tényezők ezzel:

$$\tau_s \equiv \frac{\tilde{E}'_0}{\tilde{E}_0} = \frac{2}{1+a} \quad ; \quad \rho_s \equiv \frac{\tilde{E}''_0}{\tilde{E}_0} = \frac{1-a}{1+a}$$

$$a \equiv \frac{k'_z}{k_z} = \frac{n'\cdot\cos(\theta')}{n\cdot\cos(\theta)}$$

$$\boxed{\tau_s = \frac{2n\cdot\cos(\theta)}{n\cdot\cos(\theta)+n'\cdot\cos(\theta')}} \quad ; \quad \boxed{\rho_s = \frac{n\cdot\cos(\theta)-n'\cdot\cos(\theta')}{n\cdot\cos(\theta)+n'\cdot\cos(\theta')}} . \tag{9}$$

P-polarizáció, azaz E párhuzamos a beesési síkkal

$\mathbf{B}_t = \mathbf{B}_x + \mathbf{B}_y$; $B_x = 0$ csak B_y → $B_y = B$, azaz (4) alapján:

$$\tilde{B}'_0 = \tilde{B}_0 + \tilde{B}''_0$$

A fentiekhez hasonlóan levezethetők a p-polarizációs transzmissziós (τ_p) és reflexiós (ρ_p) tényezők:

$$\tau_p \equiv \frac{\tilde{E}'_0}{\tilde{E}_0} = \frac{2}{1+b}\frac{n}{n'} \quad ; \quad \rho_p \equiv \frac{\tilde{E}''_0}{\tilde{E}_0} = \frac{1-b}{1+b}$$

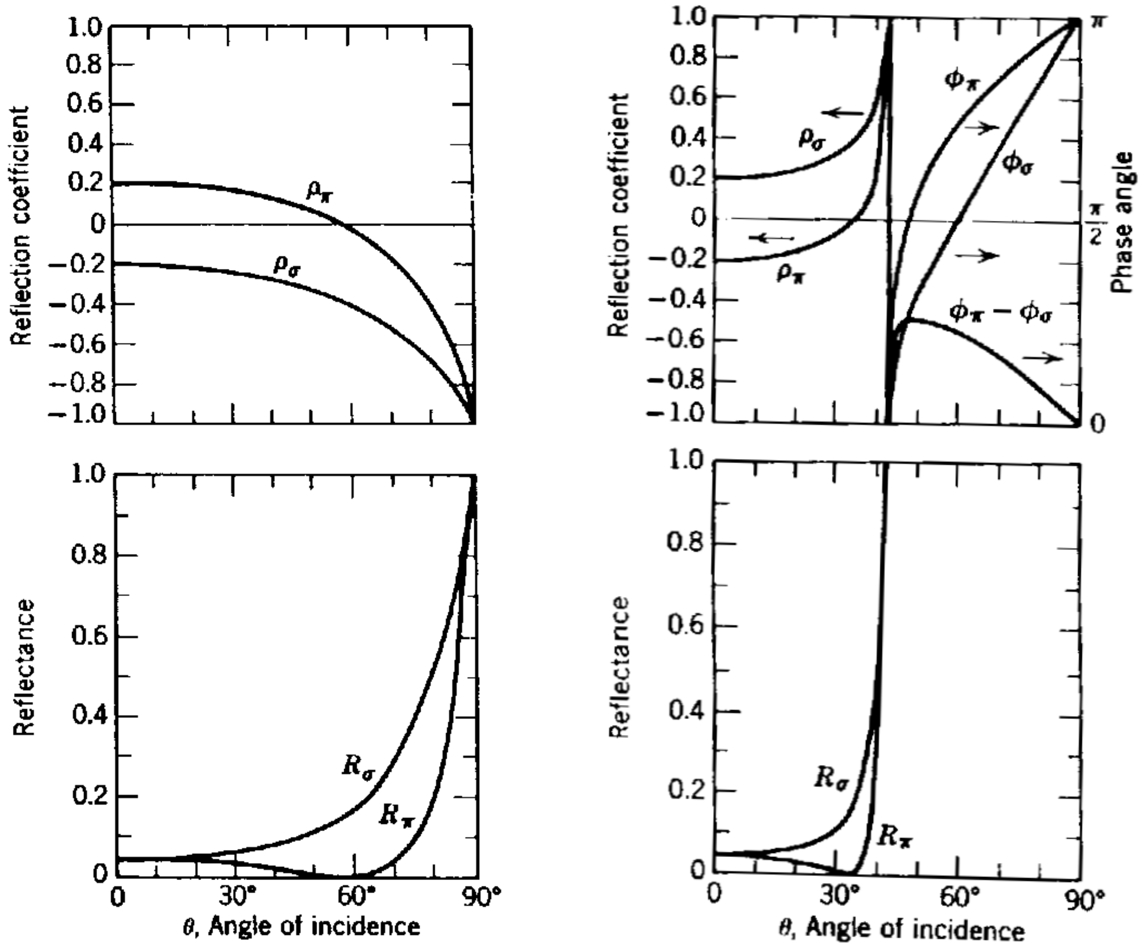
$$b \equiv \left(\frac{n}{n'}\right)^2 \frac{k'_z}{k_z} = a\cdot\left(\frac{n}{n'}\right)^2 = \frac{n\cdot\cos(\theta')}{n'\cdot\cos(\theta)} \ ,$$

$$\boxed{\tau_p = \frac{2n\cdot\cos(\theta)}{n'\cdot\cos(\theta)+n\cdot\cos(\theta')}} \quad ; \quad \boxed{\rho_p = \frac{n'\cdot\cos(\theta)-n\cdot\cos(\theta')}{n'\cdot\cos(\theta)+n\cdot\cos(\theta')}} . \tag{10}$$

A (9) és (10) összefüggéseket Fresnel-formuláknak nevezzük.

A Fresnel-formulák diszkutálása

Az alábbi ábrán üveg esetére (n = 1 és n' = 1,5) bemutatjuk a reflexiós és transzmissziós tényezők szögfüggését. Az első amit érdemes megfigyelni, hogy külső visszaverődés esetén ($n < n'$), az elektromágneses tér a beeső sugárzáshoz képest ellenfázisban verődik vissza (ld. ρ_s előjele). A második, hogy a beesési szög növekedésével az s-reflexiós tényező abszolút értékben nő és 1-hez tart. A harmadik, hogy egy adott szögnél ρ_p = 0, azaz a visszavert sugárzás teljesen polarizált, csak s-komponenst tartalmaz. Ez az ún. Brewster-effektus, amiről később részletesebben lesz szó. A negyedik, hogy belső visszaverődésnél ($n > n'$) a reflexió nem 90°-os szögnél éri el a maximumát (1-et), hanem jóval korábban. Ezt teljes belső visszaverődésnek nevezzük, és alább szintén részletesen tárgyaljuk.



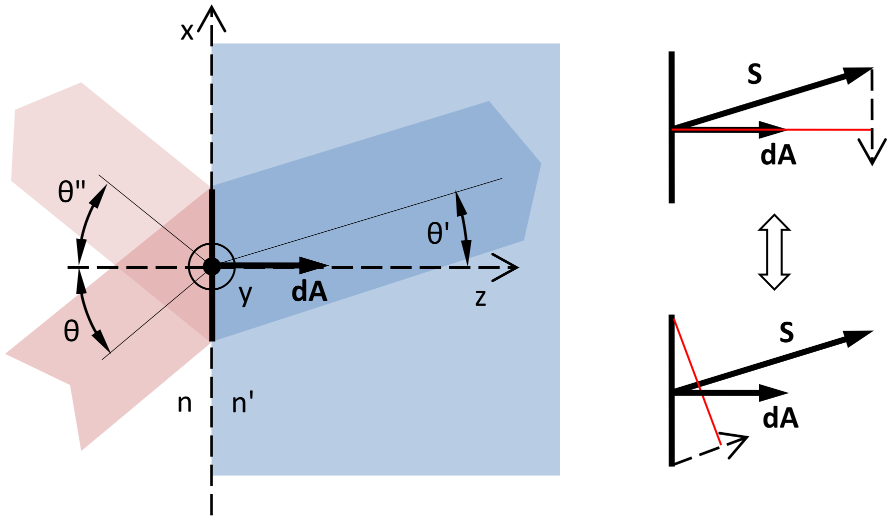
külső visszaverődés (Forrás: Klein-Furtak) belső visszaverődés

Az előző órán bevezettük az abszorbens közegek leírására alkalmas komplex hullámszám-vektort és törésmutatót. Merőlegestől eltérő beesési szög esetén a hullámszám vektor valós és képzetes komponensei nem mutatnak egy irányba, emiatt a $\tilde{\mathbf{k}} = \tilde{n} \cdot \mathbf{k}_0$ összefüggés sem igaz. Ebből az következik, hogy a Fresnel-formulák levezetésénél kiindulásul használt (2) abszorbens közeg esetén nem érvényes tetszőleges beesési szög mellett, csak ha θ = 0°! Ettől függetlenül, a reflexiós és transzmissziós tényezők mindenképpen komplex mennyiségek lesznek, azaz fémek felületéről történő visszaverődés után a rezgés fázisa megváltozik. Ennek további következménye, hogy míg dielektrikum-felületekről történő visszaverődés esetén a beeső nem s- vagy p-polarizációjú lineárisan polarizált sugárzás mindig lineáris marad (csak a rezgés síkja fordul el), fémek esetében a visszavert sugárzás az s- és p-komponensek közötti fáziskülönbség miatt elliptikussá változik. A tetszőleges szögre alkalmazható általános formulák levezetése megtalálható az alábbi referenciákban:

P.C.Y Chang, J.G. Walker, K.I. Hopcraft, *„Ray tracing in absorbing media"*, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, vol. **96**, pp. 327-341, 2005.

M. Born, E. Wolf, *„Principles of Optics"*, Pergamon Press, pp. 611-664.

Az intenzitásra vonatkozó Fresnel-formulák



A múlt óra alapján a detektálható, idő szerint átlagolt teljesítmény-sűrűség vektor (valós hullámszám vektorú közegek esetére):

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \frac{1}{\mu} \frac{\mathbf{k}}{\omega} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{2}.$$

Az alábbiakban az $x = y = z = 0$ pontban vizsgálódunk és továbbra is feltételezzük, hogy a közeg nem mágneses: $\mu = \mu' = \mu_0$. Ekkor beeső nyalábból dA felületegységen merőlegesen áthaladó átlagos teljesítmény (ami pontosan ekvivalens azzal, mintha a dA felületelemnek a nyalábra merőleges vetületét vennénk):

$$dP = \langle \mathbf{S} \rangle \cdot \mathbf{dA} = \frac{1}{\mu_0} \frac{k}{\omega} \frac{|\mathbf{E}_0|^2}{2} \cdot \cos(\theta) \cdot dA.$$

Ugyanez a megtört nyalábra:

$$dP' = \langle \mathbf{S}' \rangle \cdot \mathbf{dA} = \frac{1}{\mu_0} \frac{k'}{\omega} \frac{|\mathbf{E}'_0|^2}{2} \cdot \cos(\theta') \cdot dA,$$

és a visszavert nyalábra:

$$dP'' = \langle \mathbf{S}'' \rangle \cdot \mathbf{dA} = \frac{1}{\mu_0} \frac{k}{\omega} \frac{|\mathbf{E}''_0|^2}{2} \cdot \cos(\theta'') \cdot dA$$

A felületegységre merőlegesen beeső és visszavert fényteljesítmény komponensek hányadosa a <u>reflektancia</u> (R):

$$R \equiv \frac{dP''}{dP} = \frac{|\mathbf{E}_0''|^2}{|\mathbf{E}_0|^2} = |\rho|^2 \qquad (10)$$

A felületegységre merőlegesen beeső és áthaladó (megtört) fényteljesítmény komponensek hányadosa a transzmittancia (T):

$$T \equiv \frac{dP'}{dP} = \frac{|\langle \mathbf{S}' \rangle| \cdot \cos(\theta')}{|\langle \mathbf{S} \rangle| \cdot \cos(\theta)} = \frac{k' |\mathbf{E}_0'|^2 \cdot \cos(\theta')}{k |\mathbf{E}_0|^2 \cdot \cos(\theta)} = |\tau|^2 \cdot \frac{n' \cos(\theta')}{n \cos(\theta)} \qquad (11)$$

Érdemes megfigyelni, hogy a fénynyaláb keresztmetszete törés után megváltozik. Ezt fejezi ki a koszinuszos tag a (11) képletben. Emiatt törés után akkor is megváltozik a fénynyaláb intenzitása (azaz $\langle S' \rangle$), ha a transzmisszió 100%-os (pl. reflexiócsökkentő réteg alkalmazása esetén): $n < n'$ esetén csökken, fordított esetben pedig nő. Az effektus használható többek között fénynyaláb egyirányú nyújtására (ld. lézerdiódák nyalábformálása).

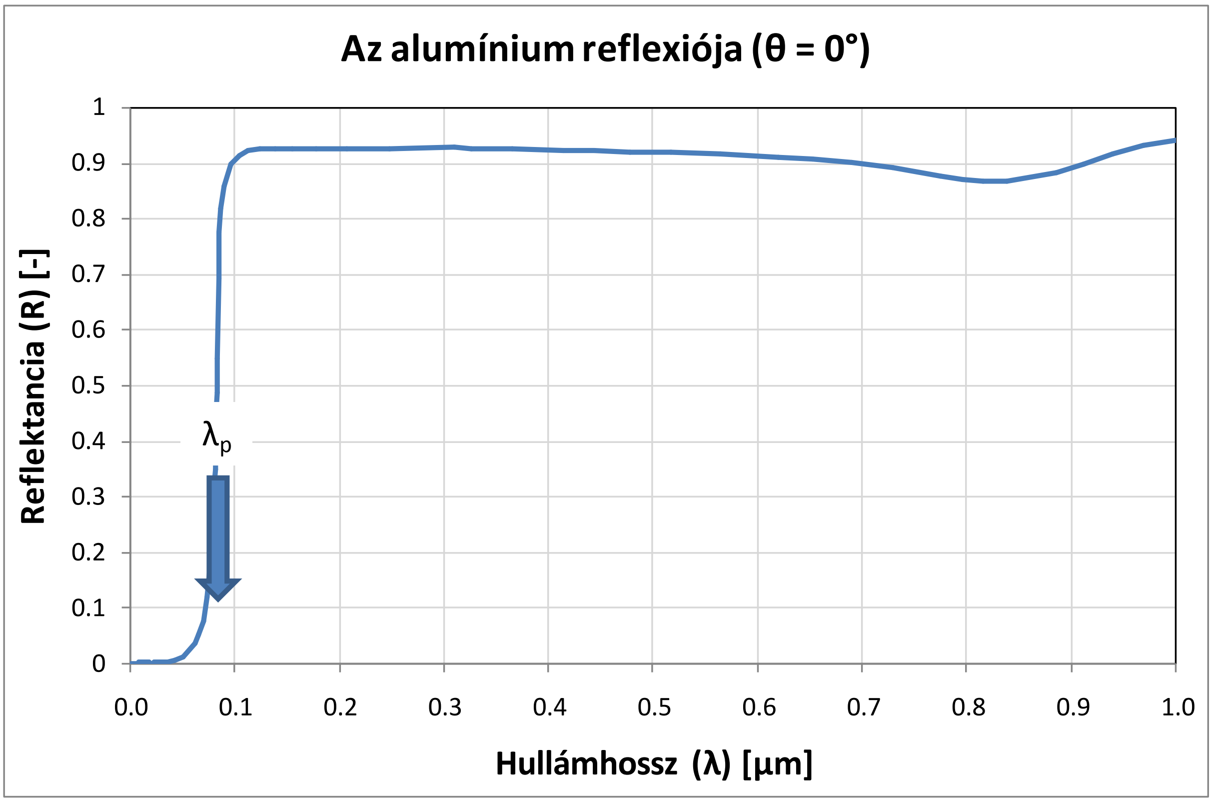
A fentiekből az is könnyen belátható, hogy T-re és R-re teljesül az energiamegmaradás törvénye:

$$T + R = 1.$$

Merőleges beesés esetén:

$$T = \left| \frac{2n}{n+n'} \right|^2 \cdot \frac{n'}{n} \quad \text{és} \quad R = \left| \frac{n-n'}{n+n'} \right|^2 \qquad (12)$$

Ha az első közeg levegő (n = 1), a második közeg üveg (n' = 1.5), akkor ρ = −0,2 és R = 0,04 (azaz 4%).



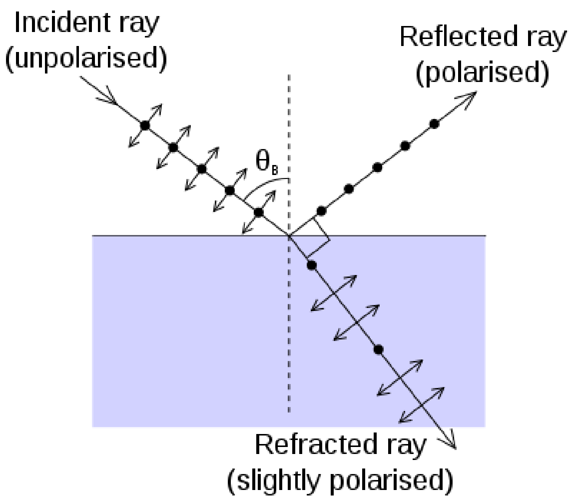
A reflektancia (12) képletével az alumínium komplex törésmutatója alapján számolva, merőleges beesés esetén (ld. múlt óra).

Brewster-effektus

A fény törése és visszaverődése mikroszkopikusan úgy értelmezhető, hogy a beeső sugárzást a második közegben lévő atomokat reprezentáló elektromos dipólusok elnyelik (azaz rezgésbe jönnek) majd visszasugározzák. A sugárzó dipólus nem bocsájt ki energiát a rezgés tengelyének irányában. Ha a visszavert sugárzás iránya éppen merőleges a megtört irányára ($\theta+\theta' = 90°$), és a beeső sugárzás p-polarizációjú (azaz nincs a beesési síkra merőleges komponense), akkor a második közegben lévő dipólusok éppen a visszavert sugárzás irányára merőlegesen rezegnek. Ebből az következik, hogy a visszavert p-polarizációjú sugárzásnak zérus az energiatartalma, azaz $R_p = 0$. Ezt a jelenséget Brewster-effektusnak nevezik a felfedezőjéről, a rá jellemző beesési szöget pedig θ_B-vel jelölik. A törési törvény felhasználásával könnyen levezethető:

$$\mathrm{tg}\theta_B = \frac{n'}{n}$$

A már korábban vizsgált levegő-üveg határfelület esetére: $\theta_B = 56{,}3°$. Ha polarizálatlan fény esik Brewster-szög alatt egy felületre, akkor a visszavert sugárzás lineárisan polarizált lesz, hiszen csak s-polarizációjú komponenst tartalmaz.



forrás: wikipedia

Teljes belső visszaverődés (totálreflexió): n' < n

A (9)-(10) Fresnel-formulákban alkalmazott „a” segédváltozó értéke $n' < n$ esetén (ld. s-polarizáció), bizonyos beesési szögekre komplex értéket vesz fel. Ennek matematikai magyarázata „a” definíciójában rejlik, aminek megértéséhez rendezzük át a formulát:

$$a \equiv \frac{k_z'}{k_z} = \frac{n' \cdot \cos(\theta')}{n \cdot \cos(\theta)} = \frac{n' \cdot \sqrt{1-\sin^2(\theta')}}{n \cdot \cos(\theta)} = \frac{\sqrt{n'^2 - n^2 \cdot \sin^2(\theta)}}{n \cdot \cos(\theta)} \tag{13}$$

Ha a beesési szög (θ) meghalad egy bizonyos kritikus értéket (θ_C), akkor (13)-ban a gyökjel alatt negatív szám áll. A kritikus szög könnyen meghatározható, ha megnézzük mikor nulla a gyökjel alatti kifejezés:

$$n' = n \cdot \sin(\theta_C) \quad \rightarrow \quad \theta_C = \mathrm{asin}\left(\frac{n'}{n}\right)$$

Most azokat az eseteket vizsgáljuk, amikor $\theta_C < \theta$, hogy megértsük fizikailag mit takar „a" komplex értéke. A (13) egyenletet átalakítva:

$$a \equiv \frac{\sqrt{-1\cdot\left(n^2\cdot\sin^2(\theta)-n'^2\right)}}{n\cdot\cos(\theta)} = \pm i\cdot\frac{\sqrt{\left(n^2\cdot\sin^2(\theta)-n'^2\right)}}{n\cdot\cos(\theta)} \equiv \pm i\cdot\gamma\,.$$

Itt a negatív előjelet kell választanunk, mert az alábbiakból ki fog derülni, hogy ennek van fizikai jelentése (csillapodó hullám). Ekkor a második közegben lévő hullámszámvektorra a következőt kapjuk:

$$k_z' = -i\cdot k_z\gamma\,.$$

A fenti összefüggést a komplex hullámszám vektornál tanultak alapján úgy értelmezhetjük, hogy teljes visszaverődésnél a kisebb törésmutatójú (n') közegben a hullám z-irányban erősen csillapodik. A fázisillesztés miatt továbbra is igaz, hogy $k'_x = k_x$, azaz a hullámszám vektor valós része x-irányba, a felülettel párhuzamosan mutat (azaz $\mathbf{k}_{re} \perp \mathbf{k}_{im}$):

$$\mathbf{E}'(x,z,t) = \mathbf{E}_0' e^{i(\omega t-\mathbf{kr})} = \mathbf{E}_0' e^{i\left(\omega t - k_x x + i\gamma k_z z\right)} = \mathbf{E}_0' e^{i\left(\omega t - k_x x\right)} e^{-\gamma k_z z}\,.$$

Az ilyen tereket nevezzük elhaló hullámnak (*evanescent wave*). A behatolási mélység (δ) múlt órai definíciója alapján:

$$\delta \equiv \frac{1}{k'_{im}} = \frac{1}{|k'_z|} = \frac{1}{k_z}\frac{n\cdot\cos(\theta)}{\sqrt{\left(n^2\cdot\sin^2(\theta)-n'^2\right)}}\,.$$

Üveg/levegő határfelületen (n = 1,5 ; n' = 1,0) a határszög θ_C = 41.8°. θ = 45°-os beesés esetén:

$$\delta = \frac{3}{k_z} = \lambda\cdot 0{,}48 = 263\ \mathrm{nm}\,,$$

ahol λ = 550 nm-es közepes (zöld) hullámhosszt tételeztünk fel. Mivel a Fresnel-formulák felírásánál bevezetett „*a*" és ebből kifolyólag „*b*" értéke is komplex, a reflexiós tényezők is azok lesznek:

$$\rho_s \equiv \frac{\tilde{E}_0''}{\tilde{E}_0} = \frac{1-a}{1+a} = \frac{1+i\gamma}{1-i\gamma} = \frac{A\cdot e^{i\varphi_s/2}}{A\cdot e^{-i\varphi_s/2}} = e^{i\varphi_s}$$

$$\rho_p \equiv \frac{\tilde{E}_0''}{\tilde{E}_0} = \frac{1-b}{1+b} = \frac{1+i\gamma\left(\dfrac{n}{n'}\right)^2}{1-i\gamma\left(\dfrac{n}{n'}\right)^2} = \frac{B\cdot e^{i\varphi_p/2}}{B\cdot e^{-i\varphi_p/2}} = e^{i\varphi_p}\,. \qquad (14)$$

Ez azt jelenti, hogy a visszavert fény *fázistolást* szenved. Mivel általában $\varphi_s \neq \varphi_p$ (hanem beesésiszög-függő), a felületre nem s- vagy p-polarizációban beeső lineárisan polarizált síkhullám visszaverődés után elliptikusan polarizált lesz. A (14) összefüggésekből az is látszik, hogy a reflexiós tényezők abszolút értéke $R_{s,p}$ = 1, azaz minden beeső energia visszaverődik. Emiatt az effektust teljes belső visszaverődésnek nevezik (*total internal reflection*).

A teljes visszaverődés jelenségét egyebek mellett pl. fény terelésére szolgáló prizmáknál (ld. SLR azaz tükörreflexes kamerák betekintője, binokuláris távcsövek képfordítója), illetve fény- és hullámvezető szálakban használják. A polarizációs sajátállapotok eltérő fázistolásának kihasználásával építhető egy speciális prizma, az ún. Fresnel-rombusz, amely hullámhossz független $\lambda/4$-es retarderként működik (a lineárisan polarizált fényt cirkulárissá alakítja.)