8. A hullám intenzitása. Interferencia. Hullám viselkedése két közeg határfelületén. Snellius-Descartes törvény. Diszperzió.

Mivel a hullámok frekvenciája igen magas pl. látható fény esetén $f \sim 10^{14}\,Hz$ ezért az energia-áramsűrűségnek csak az időátlaga figyelhető meg. A hullám intenzitásán az energia-áramsűrűség vektor $\vec{S}$ abszolút értékének időátlagát értjük, $I = \overline{S}$.

Interferencia:
Az interferencia a hullámok olyan különleges találkozása, amikor a hullámtérben geometriailag szabályos elrendeződésben maximális, illetve minimális intenzitású helyek figyelhetők meg, és ez a kép tartósan fennmarad (állókép). Az interferencia a legfontosabb hullám tulajdonság, egy jelenség hullám voltának döntő bizonyítéka. Vizsgáljuk két azonos frekvenciájú hullám szuperpozícióját.

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{10}\cos\left(\omega t - \vec{k}_1\cdot\vec{r}\right) = \vec{E}_{10}\cos\varphi_1$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{20}\cos\left(\omega t - \vec{k}_2\cdot\vec{r} + \delta\right) = \vec{E}_{20}\cos\varphi_2$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$$

Belátható egy rövid levezetéssel, hogy az eredő intenzitás nem egyenlő a részhullámok intenzitásának összegével, megjelenik egy interferencia tag I_{12}.

$$I = I_1 + I_2 + I_{12},$$

és ez az interferenciatag $I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}}\vec{E}_{10}\cdot\vec{E}_{20}\cos\left(\varphi_1-\varphi_2\right)$ láthatóan arányos a $\cos\left(\varphi_1-\varphi_2\right)$ kifejezéssel. Ennek megfelelően: ha a fáziskülönbség $\varphi_1-\varphi_2 = 2l\pi$, $l = 0,\pm1,\pm2,...$, ott az interferenciatag és vele együtt a teljes intenzitás maximális, ha a fáziskülönbség $\varphi_1-\varphi_2 = \left(2m+1\right)\pi$ ahol $m = 0,\pm1,\pm2,...$ ott az interferenciatag és vele együtt a teljes intenzitás minimális.

Az interferencia feltételei:

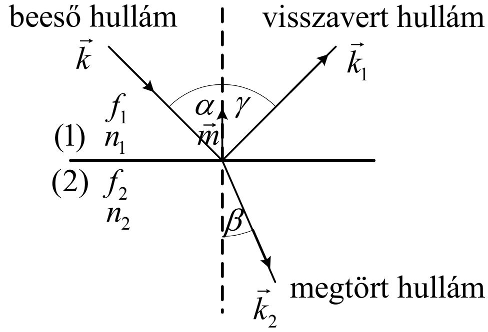
1. a hullámok frekvenciájának meg kell egyezni
$$f_1 = f_2 \text{ illetve } \omega_1 = \omega_2.$$
2. az elektromos amplitúdó vektorok ne legyenek merőlegesek egymásra
$$\vec{E}_{10}\cdot\vec{E}_{20} \neq 0$$
3. a hullámok δ fáziseltolódása időben tartósan állandó legyen. (Közönséges fényforrások esetén ez a feltétel nem teljesül az atomi fénykibocsátások véletlenszerűsége miatt.)
4. a két találkozó hullám útkülönbsége ne legyen túl nagy, egyébként mire a második hullámvonalat az interferencia helyére ér az első hullám már lefutott.

A fenti feltételeknek eleget tevő hullámokat **koherens hullámoknak** nevezzük.

Hullámok viselkedése két közeg határán:
Két különböző anyagi minőségű közeg határán a beeső hullám egy része irányt változtatva az eredeti közegben terjed tovább (visszavert hullám), a másik része általában szintén irányváltoztatással az új közegben terjed tovább (megtört hullám).

Kémiai anyagban a fázissebesség: $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'}}$. Legyen $n = \sqrt{\varepsilon'}$ abszolút törés mutató.

Az abszolút törésmutató megmutatja, hogy hányad része csökken a fény terjedési sebessége, ha vákuum helyett az illető közegben halad $v = \frac{c}{n}$.



Az ábrán a két közeg határfelülete látható, az egyes hullámrészek hullámszám vektorai, a frekvenciák, illetve a törésmutatók láthatóak. A beesési szög α, a visszaverődési szög γ, a törési szög pedig β.
A hullám frekvenciája a visszaverődéskor, illetve töréskor nem változik.

$$f = f_1 = f_2$$

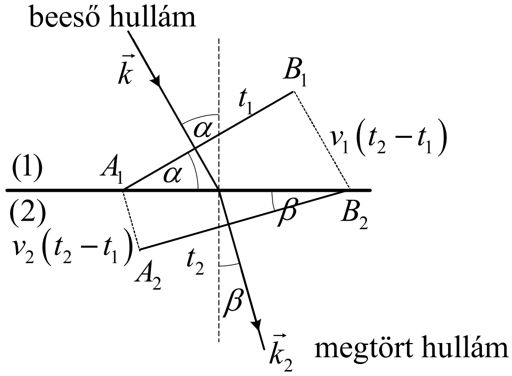
A $\vec{k}$ és $\vec{m}$ vektorok által kifeszített síkkal a $\vec{k}_1$ és $\vec{k}_2$ vektorok párhuzamosak.

Visszaverődés: A visszavert hullám hullámhossza megegyezik a beesőével és a beesési valamint a visszaverődési szögek egyenlők.

$$\lambda = \lambda_1, \quad \text{illetve} \quad \alpha = \gamma$$

Megj.: ha $n_2 > n_1$ akkor visszaverődéskor a hullám fázisa ugrásszerűen megváltozik.

Törés:



A törés során a hullámhossz megváltozik:

$$\left.\begin{aligned} \lambda &= \frac{v_1}{f} \\ \lambda_2 &= \frac{v_2}{f} \end{aligned}\right\} \qquad \frac{\lambda_2}{\lambda} = \frac{\frac{v_2}{f}}{\frac{v_1}{f}} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\frac{c}{n_2}}{\frac{c}{n_1}} = \frac{n_1}{n_2}$$

A_1B_1 a hullám fázisfelületének egy darabja a t_1 pillanatban, A_2B_2 pedig a t_2 pillanatban

$$\sin\alpha = \frac{v_1(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

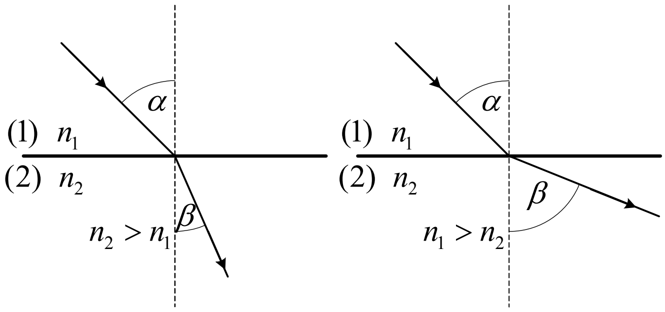
$$\sin\beta = \frac{v_2(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{v_1}{v_2}=\frac{\frac{c}{n_1}}{\frac{c}{n_2}}=\frac{n_2}{n_1}=n_{21}$$

Snellius-Descartes törvény a törésre:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}=\frac{v_1}{v_2}=\frac{n_2}{n_1}=n_{21}$$

n_{21} relatív törésmutató, a 2-es közegnek az 1-es közegre vonatkoztatott törésmutatója.
Optikailag sűrűbbnek nevezzük azt a közeget, amelyiknek nagyobb az abszolút törésmutatója.
Ha optikailag ritkább közegből optikailag sűrűbbre halad a fény, akkor a merőlegeshez törik.
Optikailag sűrűbb közegből optikailag ritkább felé haladva a fény a beesési merőlegessel nagyobb szöget zár be.



Ha $n_1 > n_2$ és $\beta = 90^o$ akkor $\alpha = \alpha^*$ a teljes visszaverődés határszöge.

$$\frac{\sin\alpha^*}{\sin 90^o}=\frac{n_2}{n_1}=n_{21}$$

Ha α növekedve tart α*-hoz, akkor a megtört hullám intenzitása folyamatosan csökken és α^* esetén zérus lesz.

Diszperzió (színszórás)

$n=\sqrt{\varepsilon'}$, nagy frekvenciák esetén ε' már nem állandó függ a frekvenciától így $n=n(f)$

Az összetett hullám prizma segítségével monokromatikus összetevőire bontható, a törésmutató frekvenciafüggése miatt.