

Elektromágneses hullámok, a fény

Az elektromos töltéssel rendelkező testeknek a töltésük miatt fellépő kölcsönhatását az elektromos és mágneses tér segítségével írhatjuk le. A kölcsönhatás úgy működik, hogy egyrészt minden töltés maga körül elektromágneses teret hoz létre, másrészt az elektromágneses tér a töltésekre erőt fejt ki. Így azt mondhatjuk, hogy két töltött test kölcsönhatása az elektromágneses tér közvetítésével valósul meg.

Az elektromágneses tér létrehozásához munkát kell végezni, amely munka révén a létrehozott elektromágneses térben energia halmozódik fel.

Tudjuk, hogy az elektromágneses tér időbeli változása a térben meghatározott sebességgel (ez a fénysebesség, amely vákuumban $c = 3 \cdot 10^8$ m/s) tovaterjed: *elektromágneses hullám* jön létre, ami energiát visz magával, az elektromágneses tér energiájának sajátos transzportja jön létre. Az elektromágneses hullám energiaszállító képességére utal az *elektromágneses sugárzás* elnevezés.

Egy hozzánk képest nyugvó elektromos töltés elektromos teret, egyenletesen mozgó töltés elektromos és mágneses teret hoz létre maga körül. Kimutatható, hogy a fenti két esetben a tér és a benne felhalmozott energia a töltéstől nem szakítható el, mintegy hozzá van láncolva. Ha azonban a töltés gyorsul, akkor a körülötte kialakuló, időben változó elektromágneses tér elektromágneses hullámot kelt, amely a töltésről leszakadva a térben tovaterjed, és energiát visz magával: a *gyorsuló töltés elektromágneses sugárzást bocsát ki* magából. Természetesen a hétköznapi értelemben lassulónak nevezett töltés is sugároz, aminek közismert megnyilvánulása a fékezési röntgensugárzás létrejötte: nagysebességű elektronok egy fémtömbbe ütközve lefékeződnek és elektromágneses sugárzást (röntgensugárzást) bocsátanak ki (ezt a jelenséget használják ki a röntgensugárzás létrehozására a röntgenkészülékekben).

Elektromos töltéssel rendelkező testek azonban nemcsak sugározni képesek, hanem a rájuk eső elektromágneses sugárzást el is nyelhetik. Ha ugyanis az anyag egy töltött részecskéjét elektromágneses sugárzás éri, akkor a sugárzás elektromágneses tere a tér által a töltésre ható erő révén a részecskét felgyorsítja, miáltal a test a ráeső sugárzás egy részét elnyeli (abszorbeálja).

A fenti két folyamat teszi lehetővé, hogy két test kölcsönhatásba léphet egymással úgy is, hogy az egyik a másiknak elektromágneses sugárzás formájában energiát ad át. Ennek a jelenségnek számos konkrét példáját ismerjük.

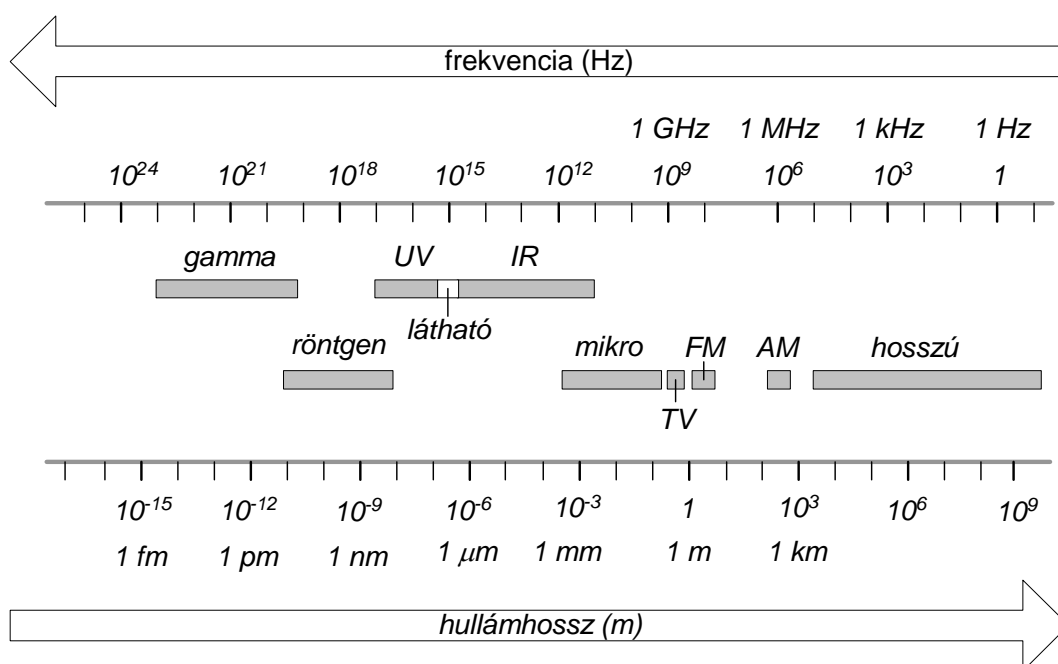
Az elektromágneses sugárzás útján történő energiaátadás közismert példája az elektromágneses hullámokkal megvalósított távközlés (rádió, TV): egy rádióadóban pl. a továbbítandó elektromos jellel (váltakozó áram) rezgőmozgásba (gyorsuló mozgás) hozzák az adóantenna elektronjait, amelyek ennek megfelelő elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. Ennek a sugárzásnak egy része eléri a vevőkészülék antennáját, és a benne lévő elektronokat a sugárzás elektromos tere rezgésbe hozza. Az elektronoknak ez a rezgőmozgása (váltakozó áram) azután a vevőkészülékben létrehozza a leadott jelnek megfelelő elektromos jelet.

A sugárzásos energiaátadás másik, közismert példája a korábban már említett *hőmérsékleti sugárzás* kibocsátása és elnyelése. Tapasztalati tény, hogy az anyagok a hőmérsékletüktől függően különböző hullámhosszú elektromágneses sugárzást bocsátanak ki magukból, s a rájuk eső sugárzás egy részét elnyelik. A klasszikus, de már bizonyos anyagszerkezeti ismereteket is felhasználó elgondolás szerint ez az elektromágneses sugárzás úgy jön létre, hogy az atomokat vagy molekulákat alkotó töltött részecskék a hőmozgás hatására rezgésbe jönnek, s a töltéseknek ez a (gyorsuló) mozgása kelti az elektromágneses sugárzást. Az ilyen sugárzás frekvenciája a rezgő rendszer frekvenciájával azonos. Ha ez a sugárzás egy másik

testre esik, akkor a sugárzás elektromágneses tere rezgésbe hozza a töltött részecskéket, és így a sugárzásban terjedő energia egy része a rezgés energiájává alakul: az anyag elnyeli azt.

Az életünkben teljesen természetesnek számító látható fény, az orvosi gyakorlatból ismert röntgensugárzás és a sokat emlegetett veszélyforrás, a gamma sugárzás ugyancsak elektromágneses sugárzás.

A különböző körülmények között létrejött elektromágneses sugárzások lényegében a kibocsátott hullám hullámhosszában (frekvenciájában) térnek el egymástól, és ez eredményezi azt, hogy az anyaggal való kölcsönhatásaik, az anyagra gyakorolt hatásaik is eltérőek. A mellékelt ábrán vázlatosan bemutatjuk az elektromágneses sugárzás hullámhossz szerinti felosztását, az ún. *elektromágneses spektrumot*.



A fény sajátosságai és terjedése

A fény szűkebb értelemben az elektromágneses spektrumnak az a része, amelyet az emberi szem érzékelni képes. Tágabb értelemben ide sorolják a tartományhoz közvetlenül csatlakozó hosszabb hullámhosszú *infravörös*- és a rövidebb hullámhosszú *ultraibolya* sugárzást is. Az emberi szem érdekes sajátossága, hogy a különböző hullámhosszú fényt különböző színűnek észleli.

A klasszikus felfogás szerint a fény hullámként terjed, tehát érvényesek rá mindazok az általános törvények, amelyek a hullámokra érvényesek. A fénynek azonban vannak, elektromágneses jellegével és a hullámhosszával összefüggő, speciális tulajdonságai is.

A fény egy anyagban terjedve, és egy határfelülethez érve részben behatol az új anyagba, részben pedig visszaverődik a határfelületről. Vannak anyagok amelyekbe a fény gyakorlatilag nem tud behatolni, mert a határfelületeikről a fénysugárzás nagyobb része visszaverődik (tükrök), vagy igen rövid távolságon belül elnyelődik. Az anyagok egy része a fényt többé-kevésbé átterszi, ezeket az anyagokat legtöbbször átlátszó anyagoknak nevezzük. A fény és anyag kölcsönhatása általában függ a fény hullámhosszától, így egy anyag bizonyos hullámhosszakra lehet áttersző, más hullámhosszakat viszont elnyel (üvegház-hatás).

A fény terjedésének vizsgálatánál sohasem végtelen hullámfrontú hullámot használunk, hanem a hullámfront kiterjedését valamilyen módon (pl. résekkel)

korlátozzuk és véges keresztmetszetű fénynyalábbal dolgozunk. Ha nincsenek elhajlásjelenségek, akkor az ilyen fénynyaláb nem szélesedik ki, tehát a terjedés során ugyanaz a nyaláb jelenik meg mindenütt. Ilyenkor a nyalázból kiválasztható egy végtelenül vékony rész-nyaláb, és ennek terjedésével is jellemezhetjük az egész nyaláb terjedését. Az ilyen igen vékony, vonalszerű nyaláb-részletet *fénysugárnak* nevezzük, és gyakran a fénytérjedést ilyen fénysugarak segítségével ábrázoljuk.

Visszaverődés és törés

A határfelületre való érkezésnél a fény terjedési irányára érvényesek az általános törési és visszaverődési törvények, vagyis a felületről visszaverődő fényre a már tárgyalt

$$\alpha_b = \alpha_v$$

visszaverődési törvény (α_b a beesési- α_v a visszaverődési szög), a törésre pedig a

$$\frac{\sin \alpha_b}{\sin \alpha_t} = \frac{c_1}{c_2} = n_{21}$$

összefüggés (α_t a törési szög, c_1 és c_2 a két közegbeli terjedési sebességek). Az n_{21} mennyiség a 2 közegnek az 1 közegre vonatkozó *relatív törésmutatója*, ami tehát két anyagra jellemző mennyiség. Egy anyagra jellemző mennyiséget kapunk, ha a törésmutatót egy referencia-anyagra vonatkoztatjuk. A vákuumra vonatkozó törésmutatót az illető anyag *abszolút törésmutatójának* (vagy egyszerűen a *törésmutatójának*) nevezzük, és a közeg sorszámával jelöljük (n_1 és n_2):

$$n_1 = \frac{c}{c_1}, \quad n_2 = \frac{c}{c_2} \quad \text{és így} \quad n_{21} = \frac{n_2}{n_1}.$$

A vákuumra vonatkozó törésmutató csak igen kevésbé különbözik a levegőre vonatkozó törésmutatótól, ezért törésmutatóként gyakran a levegőre vonatkoztatott törésmutatót használják. A fentiek alapján könnyen belátható, hogy a relatív törésmutatóra érvényes az

$$n_{12} = \frac{1}{n_{21}}$$

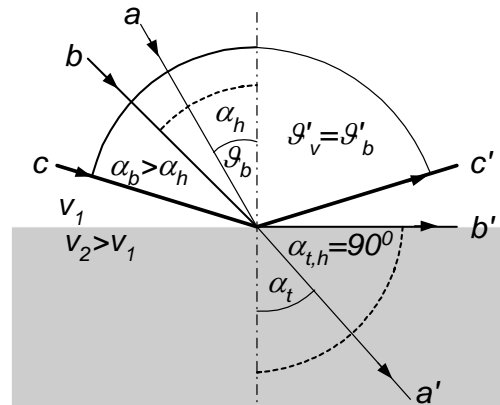
összefüggés.

Két anyag összehasonlításakor a nagyobb törésmutatójú anyagot *optikailag sűrűbbnek*, a másikat *optikailag ritkábbnak* nevezik.

A visszaverődés és törés törvényein alapszik a *geometriai optika*, ezek teszik lehetővé számos optikai eszköz (pl. lencsék-, tükrök képpalkotása, összetett optikai eszközök) működésének megértését illetve eszközök tervezését.

Teljes visszaverődés

A törés érdekes esete, amikor a fény optikailag sűrűbb közegből megy optikailag ritkább közegbe. Ekkor a törési szög nagyobb, mint a beesési szög (az ábrán az a - a' sugár), így előállhat az az eset, hogy a beesési szög egy 90° -nál kisebb α_h értékénél a törési szög eléri a 90° -ot (b - b' sugár). Az $\alpha_b \geq \alpha_h$ beesési szögekre a törési törvény nyilván nem érvényes, ezért ilyenkor a fény továbbhaladásának irányát kísérletileg kell megvizsgálni. A kísérletek szerint ekkor a

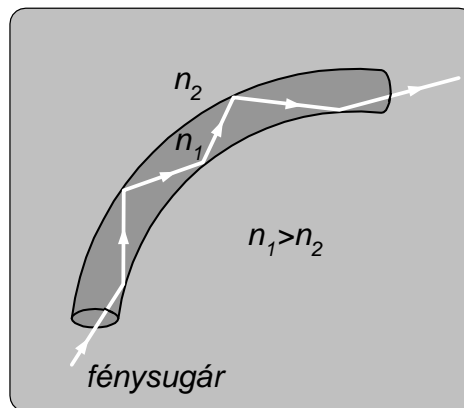


határfelület tükörként működik, és a fény a visszaverődés törvénye szerint a felületről visszaverődik ($c-c'$ sugár). Ezt a jelenséget *teljes visszaverődésnek*, az α_h szöveget pedig a *teljes visszaverődés határszögének* nevezik. Erre a szögére a törési törvény szerint a

$$\sin \alpha_h = n_{21}$$

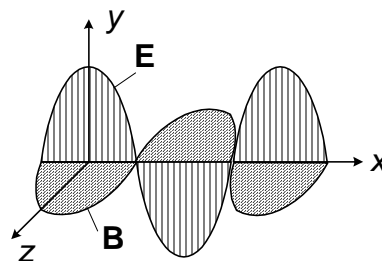
összefüggés áll fenn.

A teljes visszaverődésen alapul a napjainkban nagyon fontos szerepet játszó, speciális hullámvezetők, az *optikai szálak* működése. Ha egy fényátteresztő vékony szál (rendszerint üveg) abszolút törésmutatója nagyobb, mint a környező anyag törésmutatója, és a szál elég vékony, akkor a bevezetett fény a szál falain mindenütt teljes visszaverődést szenved, és nagyon kevés veszteséggel halad végig a szálon (ábra). A kis veszteség mellett az optikai szál további előnye, hogy a fény haladási iránya viszonylag szabadon változtatható (túl nagy görbület esetén előfordulhat, hogy a teljes visszaverődés feltétele nem teljesül). Szálak segítségével optikai kép is továbbítható. Ezen alapulnak pl. az orvosi gyakorlatban használt száloptikai vizsgáló eszközök.



Fénypolarizáció visszaverődésnél és törésnél, a Brewster-törvény

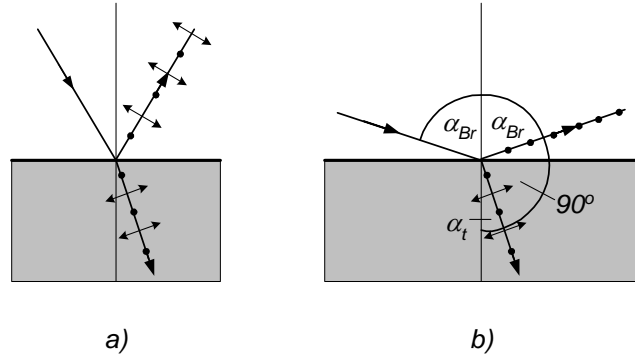
A fény transzverzális hullám, hiszen benne a változó elektromos és mágneses tér a terjedési irányra merőleges. Az anyaggal való kölcsönhatást gyakran az is befolyásolja, hogy a beeső fényhullámban az anyag felületéhez viszonyítva hogyan áll az elektromos (**E**)- illetve mágneses (**B**) tér iránya, ezért a fény teljes jellemzésére ezt is meg kell adni. Mivel a két térerősség a hullámban egymásra merőleges (ábra), elég csak az egyiknek az irányát ismerni. A gyakorlatban mindkét tér irányát használják jellemzőként: az elektromos tér és a terjedési irány (az ábrán az x -tengely) által meghatározott síkot a *fény rezgési síkjának*, a mágneses tér és a terjedési irány síkját a *fény polarizációs síkjának* nevezik.



A közönséges fényforrásokkal előállított fényben mindenféle polarizációs sík egyenlő gyakorisággal fordul elő. Az ilyen fényt *természetes* vagy *nem poláros fénynek* nevezzük. Ezzel szemben például a lézerrel előállított fényben majdnem teljesen egy irányba rendezett polarizációs síkú hullámok terjednek, az ilyen fényt *síkban poláros fénynek* nevezzük.

A polarizáció síkjának helyzete fontos szerepet játszik a fényvisszaverődésnél. A tapasztalat azt mutatja, hogy egy szigetelő határfelületre (pl. levegőből üvegbe) érkező nem poláros fényhullám a visszaverődés és törés után részben polárossá válik. A visszavert hullámban nagyobb intenzitású a beesési síkra merőleges (vagyis a határfelülettel párhuzamos) rezgési síkú összetevő, az áteresztett, megtört hullámban pedig nagyobb intenzitású a beesési síkba eső rezgési síkú összetevő. Az alábbi *a*) ábra a polarizáció tényét szemlélteti (az egyes összetevők intenzitásai itt nem láthatók), a nyilak a beesési síkkal párhuzamos térerősségvektort (rezgési síkot) jelzik, a pontok az erre merőleges térerősségvektorokat szemléltetik. A tapasztalat szerint a polarizáció foka függ a beesési szögtől.

D. Brewster megállapítása szerint a beesési szög változtatásával mindig lehet találni egy olyan speciális beesési szöget (α_{Br}), amelynél a visszavert fényben csak a határfelülettel párhuzamos térerősségkomponens marad meg. Ez az a beesési szög, amelynél a visszavert és megtört sugár egymásra merőleges (b) ábra), vagyis a törési törvény szerint



$$\frac{\sin \alpha_{Br}}{\sin \alpha_i} = \frac{\sin \alpha_{Br}}{\sin(180 - \alpha_{Br} - 90)} = \frac{\sin \alpha_{Br}}{\sin(90 - \alpha_{Br})} = \frac{\sin \alpha_{Br}}{\cos \alpha_{Br}} = n_{21},$$

vagyis

$$\operatorname{tg} \alpha_{Br} = n_{21}.$$

Ez a *Brewster-törvény*, amely elméletileg is értelmezhető, és az egyes összetevők intenzitása is meghatározható. Ez a törvény lehetőséget ad lineárisan poláros fény előállítására, bár a poláros, visszavert sugárzás intenzitása nem túl nagy (levegő-üveg határfelületnél mintegy 15%).

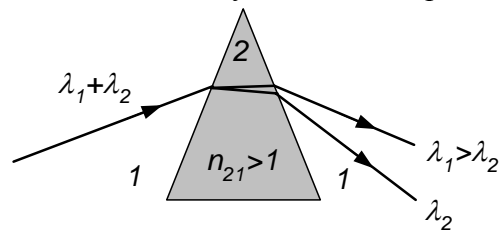
A megtört sugárban túlsúlyban van a beesési síkba eső rezgési irány, de a merőleges rezgésirány is jelen van. A beesési síkba eső rezgési irány hányada több rétegen való töréssel jelentősen megnövelhető.

A fényterjedés függése a frekvenciától, diszperzió, a színeképelemzés alapelve.

A fény és anyag kölcsönhatása általában többé-kevésbé függ a fény frekvenciájától, így a fény terjedési sebessége is frekvenciafüggő. Ezt a jelenséget *diszperzió*nak nevezünk. A diszperzió egyenes következménye, hogy a törésmutató is függ a fény frekvenciájától ($n_{21}=n_{21}(\nu)$), ezért a törési törvény szerint egy határfelületre adott beesési szöggel érkező fény törési szöge - tehát haladási iránya a törés után - különböző frekvenciájú fénysugaraknál más és más lesz:

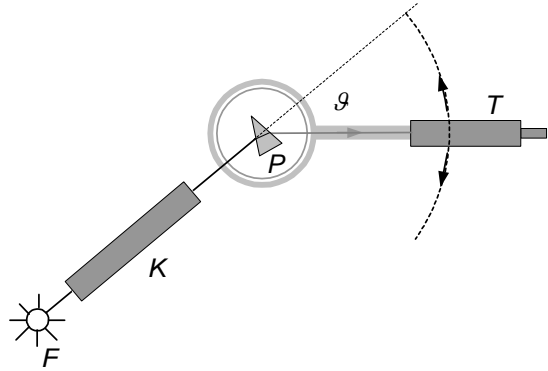
$$\sin \alpha_i(\nu) = \frac{\sin \alpha_b}{n_{21}(\nu)}.$$

Ez a jelenség számos problémát okoz a fényt felhasználó eszközökben, van azonban egy haszna is, segítségével ugyanis ugyanabban a nyalábban terjedő, különböző frekvenciájú (hullámhosszú) fénycsugárak szétválaszthatók, sőt frekvenciájuk (hullámhosszuk) is megmérhető. Ehhez a fénynyalábot olyan határfelületen kell átvinni, ahol a nyaláb megtörik. A leggyakrabban használt ilyen eszköz a prizma (ábra). A prizmára beeső fény két törés után lép ki a prizmából, így az effektus megkettőződik. A beeső keverék-fénynyaláb a prizma másik oldalán frekvencia (hullámhossz) szerint (látható fény esetén színek szerint) különböző helyen jelenik meg az ernyőn. A keverék színeknek ilyen módon szétválogatott sorozatát *színeképnek* vagy *spektrumnak* nevezünk.



Ha ismert hullámhosszakkal a prizma eltérítését előzőleg kalibráltuk, akkor ismeretlen hullámhosszú fény hullámhosszát meghatározhatjuk annak alapján, hogy hova térül el

a prizmán való áthaladás után. Ezen a módon a keverék színekből álló hullámhosszakat számszerűen is meg tudjuk határozni. Ezt az eljárást *színképelemzésnek*, az erre szolgáló eszközt pedig *spektrométernek* (ábra) nevezzük. Speciálisan a prizma eltérítésén alapuló spektrométer neve: prizmás spektrométer.



A színképelemzés más módon is megvalósítható. Láttuk, hogy egy rácson áthaladó hullám periodikus intenzitás-eloszlást hoz létre a rács mögött, amelynél az intenzitásmaximumoknak a beeső nyaláb egyeneséhez viszonyított iránya (ϑ_n) szintén függ a hullámhossztól (λ):

$$d \sin \vartheta_n = n\lambda .$$

Megfelelő d rácsállandójú *optikai rácson* áthaladva, a különböző hullámhosszú fénysugarak különböző helyeken adnak intenzitás-maximumokat. Az optikai rács felhasználásával készülnek a *rácsspektrométerek*.

A közönséges fényforrások által kibocsátott fény gyakorlatilag minden fényhullámhosszt tartalmaz, ilyenkor a színkép minden színt tartalmazó, a vöröstől az ibolyáig folytonosan változó színű folt (alakja a prizmára vagy rácstra eső fénynyaláb alakjától függ). Az ilyen színképet *folytonos színképnek* nevezzük. Vannak azonban olyan fényforrások is, amelyek csak meghatározott hullámhosszú fénysugarakat bocsátanak ki (pl. felhevített gázok, lézer). Az ilyen fényforrás színképe rendszerint egymástól jól elkülönülő színes vonalakat tartalmaz, ezért az ilyen színképet *vonalas színképnek* nevezik (vonalak azért láthatók, mert a fény rendszerint egy résen át jut be a spektrométerbe, és a rés vonalszerű képe jelenik meg az ernyőn - minden jelenlévő színben, különböző helyen).