

Az elektromágneses spektrum. Geometriai optika: visszaverődés, törés, diszperzió. Lencsék és tükrök képalkotása (nevezetes sugarak, leképezési törvény)

A teljes elektromágneses színekép áttekintése

Az elektromágneses hullámok hullámhossztartománya rendkívül nagy, amelynek a látható színekép csak igen kis töredékét foglalja el. A látható színekép hosszú hullámú részéhez csatlakozik az infravörös színeképtartomány. Ez átnyúlik az elektromos úton előállított elektromos hullámok tartományába (mikrohullámok, ultrarövid, rövid-, hosszúhullámú rádióhullámok, majd a közönséges váltakozó áramok tartománya); a határon az egyenáram állna ∞ hullámhosszal, 0 frekvenciával. Másrészt a látható színekép rövidhullámú részén túl az ultraibolya tartomány kezdődik, majd a röntgensugarak és a radioaktív γ -sugarak következnek. Még rövidebb a hullámhossza és így nagyobb a frekvenciája lehet a kozmikus sugárzás elektromágneses részének.

Mindezekre a hullámokra vákuumban lényegében ugyanazok a törvényszerűségek érvényesek: azonos sebességgel haladnak ($c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s), az elektromos és a mágneses térerősség vektora a terjedés és egymás irányára merőleges, periodikusan változik. Az elektromágneses sugárzás viselkedését az elektrodinamika írja le a Maxwell egyenletek alapján. Azonban az anyagok viselkedése a különböző hullámhosszakkal szemben más és más. A fémek pl. a látható fényt nem engedik át, elég nagy frekvenciájú röntgen-hullámokra nézve viszont átlátszóak. Az egyes anyagok és a fény bonyolult kölcsönhatásának leírására a klasszikus elektrodinamika önmagában nem elégséges.

A 380 nm és 780 nm (kerekítve 400 és 800 nm) közötti hullámhosszú elektromágneses sugárzás az emberi szem számára is látható, emiatt látható fénynek nevezik. Mivel a látható színekép határát pusztán biológiai adottságok szabják meg, gyakran a láthatóság tartományán kívül eső elektromágneses hullámokat is fénynek hívják (pl. infravörös fény, röntgenfény). Egy váltakozó áramú áramkörben az áramerősség periodikusan változik, ebből arra lehet következtetni, hogy mind az elektromos, mind a mágneses térerősség is periodikusan változik. Az áramkört alkotó vezeték alakjától stb. függően ez elektromágneses hullámok kibocsátásával jár. A szokásos 50Hz-es váltóáramra ennek hullámhossza óriási, $\lambda = c/f = 6000$ km. Ebből a tartományból a frekvencia növelésével folytonos az átmenet a rádióhullámok felé, melyek előállítása általában rezgőkörökben történik, antennával sugározzák ki őket. Növekvő frekvencia szerint hosszú-, közép-, és rövidhullámokról beszélhetünk, ill. URH (ultrarövid hullám) frekvenciákról. A még rövidebb hullámhosszú mikrohullámokat pl. ételmelegítésre (a dipólmomentummal rendelkező molekulák elnyelik az energiáját), de emellett tárgyak helyének és sebességének meghatározására (radar) és PVC-hegesztésre is használják. De ebbe a kategóriába tartozik a mobiltelefonok által használt frekvencia is, ami nagyságrendileg 1 GHz.

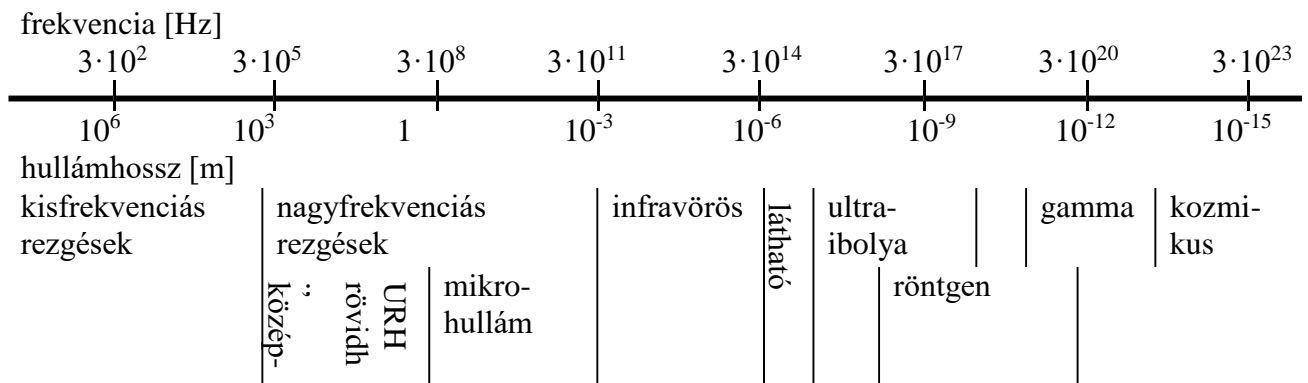
A minket körülvevő, nagyságrendileg szobahőmérsékletű test a legtöbb sugárzást az infravörös tartományban bocsátja ki. Bőrünkkel ezt melegségnek érzékeljük, ezért hősugaraknak is nevezzük őket, bár ez megtévesztő lehet, mert magasabb hőmérsékleten látható és ultraibolya fényt is sugároznak a testek, pl. az izzólámpa (lásd a hőmérsékleti sugárzás részben). Az infravörös hullámokat használják az épületek, földfelületek kisugárzására jellemző hőfényképek készítésekor.

Az ultraibolya sugárzásokat három tartományra osztják, az UV A hullámhossza 320 nm feletti, az UV B hullámoké 320 és 280 nm közötti, az UV C hullámoké 280 nm-től kisebb. Az

UV sugárzás (különösen a nagyobb frekvenciájú) képes felbontani a kémiai kötések, esetleg elektronokat is leszakíthat az atomokról. Az emberek esetében okozhat leburnulást, leégést, ill. bőrrákot. Az ultraibolya sugárzást fertőtlenítésre és ásványhatározásra is használják.

A röntgensugarak frekvenciája többnyire az ultraibolya tartomány fölött van, velük az atomfizika alapjainak megismerése után külön fejezetben foglalkozunk. Leggyakoribb előállítási módjuk, hogy gyorsított elektronokat valamilyen anyagnak, pl. fémfelületnek ütköztetnek.

A γ -sugarak atommag-reakciókban, természetes és mesterséges atommag-átalakításoknál keletkeznek. Frekvenciájuk akár 10^{21} Hz is lehet. Itt kell megjegyeznünk, hogy egy adott sugárzás kategorizálásánál (pl. röntgen vagy gamma) nem elsősorban a hullámhosszt/frekvenciát, hanem a keletkezés módját veszik alapul, a röntgen pl. az atomok



elektronburkában, a gamma fotonok az atommagban lejátszódó folyamatok termékei. Megfelelő feszültséggel felgyorsítva a fémnek csapódó elektronok nagyobb energiájú röntgensugárzást keltenek, mint a legtöbb magátalakulásban keletkező γ -sugárzás.

A világról is különböző fajtájú és energiájú sugárzások, részecskék záporoznak a Földre (pl. protonok, hélium-atommagok, elektronok... ezek nagy része nem elektromágneses hullám!), ezt nevezzük elsődleges kozmikus sugárzásnak. Ezek egy része ütközik a légkört alkotó atomokkal és az ütközésben más részecskék (pl. fotonok) keletkeznek, ez a másodlagos kozmikus sugárzás.

A geometriai optika

Törés és visszaverődés

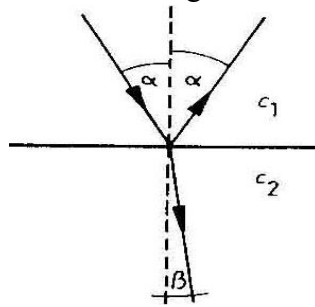
Az elektromágneses hullámok terjedése jól szemléltethető a fénysugarakkal. A fénysugarak a k hullámszám vektor (a hullám terjedése) irányába mutatnak, az erre merőleges kiterjedésük kicsi (mert pl. résekkel előzőleg lehatároltuk). A geometriai optika fogalmai akkor használhatók, ha a rések és az esetleges többi akadály mérete is sokkal nagyobb a fény hullámhosszánál. Ekkor a fény homogén közegben egyenes vonalban terjed. Ha azonban két közeg határára ér, akkor egy része visszaverődik, másik része behatol a másik közegbe. Általában ez utóbbi rész is megváltoztatja az irányát, azaz a fény megtörik. Erre a visszaverődésre-törésre igazak az alábbiak:

1. A visszavert és a megtört fénysugár is benne van a beeső fénysugár és a beesési merőleges által meghatározott síkban.
2. A visszaverődési szög (α') megegyezik a beesési szöggel (α).

3. A beesési szög (α) szinuszának és a törési szög (β) szinuszának aránya a közegekben mért c_1 és c_2 terjedési sebességek arányával egyenlő, ami megegyezik a két közeg relatív törésmutatójával (n_{21}).

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Ez utóbbi törvényt Snellius-Descartes-törvénynek nevezzük. Az n_1 és n_2 abszolút törésmutató tehát azt jellemzi, hogy hányadrészére csökken a közegben a fénysebesség a vákuumbelihez képest, és milyen mértékben törik meg a vákuumból a közegbe behatoló fény. Korábban láttuk, hogy $n = \sqrt{\epsilon'}$.



Ezeket a törvényeket jól meg lehet érteni és bizonyítani a „legrövidebb idő elve” vagy **Fermat-elv** (1662) alapján. Ennek alapgondolata a következő volt: két pont között a geometriailag lehetséges (szomszédos) utak közül a fény a valóságban azt a pályát követi, amelynek a megtételéhez a legrövidebb időre van szüksége. Ebből például már a homogén közegben való egyenes vonalú terjedés magától értetődően következik, mint ahogy a fényút megfordíthatóságának elve is. Fermat elve azért is jelentős, mert a természet egyszerűségén kívül nem támaszkodik semmilyen mélyebb metafizikai megalapozásra, mégis a geometriai optika minden törvényszerűsége levezethető belőle.

Teljes visszaverődés

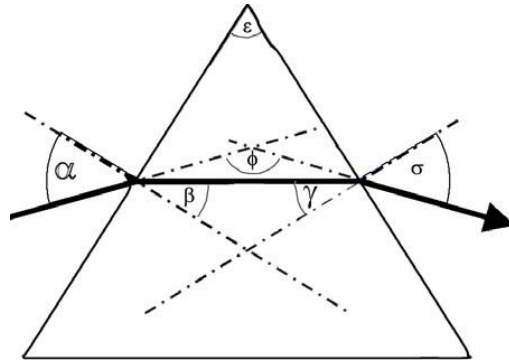
Ha a fénysugár a közeghatárra a nagyobb törésmutatójú (azaz optikailag sűrűbb) közeg felől érkezik, akkor a törési szög nagyobb lesz a beesésinél. Lesz egy olyan beesési szög – ezt nevezzük határszögnek (α_h) – amelyhez 90° -os törési szög tartozik. Ekkor teljesül a

$$\frac{\sin \alpha_h}{\sin 90^\circ} = \sin \alpha_h = n_{2,1} = \frac{1}{n_{1,2}}$$

egyenlet. Például üveg-levegő határfelületre ($n_{1,2} = 1,5$) a határszög $41,8^\circ$. Ennél nagyobb szögű beesés esetén egyáltalán nincs fénytörés, a fénysugár 100 %-ban reflektálódik. Ez a teljes visszaverődés jelensége. Ekkor a Snellius-Descartes törvény csak úgy teljesülhetne, ha a törési szög szinusza egynél nagyobb lenne, ami ellentmondás, vagyis a törvény ilyenkor nem használható. Külön hangsúlyozzuk a 100 %-os, azaz a veszteségmentes visszaverődést. A gyakorlati alkalmazások jelentős részében – azokban, amelyekben a veszteségmentesség alapvető követelmény – tükrök helyett teljes visszaverődést használunk.

Diszperzió

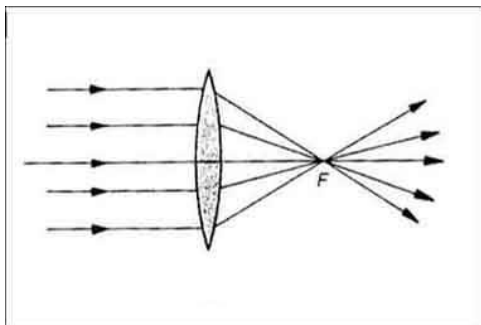
Egy adott közegben a fény terjedési sebessége és így a közeg törésmutatója függ a frekvenciától. Normális diszperzió esetén a nagyobb frekvenciájú fény jobban megtörik, pl. egy prizma a lila fényt töri meg a legjobban és a vöröset a legkevésbé. Az anomális diszperziónál ennek a fordítottja igaz, vagyis a törésmutató a hullámhossz növekedésével nő. Bármely konkrét anyagra, ha nagyon kicsi frekvenciától kezdve elkezdjük növelni f -et, fokozatosan, lassan növekszik a törésmutató, majd hirtelen ugrással csökken. Ekkor, az anomális diszperzió keskeny tartományában a fényelnyelés (abszorpció) is megnő. Ezután n újra növekedni kezd, stb.



A diszperzió jelenségét az optikai prizmában a fehér fény színekre bontására használhatjuk. A prizmában a fenti sugármenet esetén a két egymást követő törés miatti irányváltozások összeadódnak. A fénysugár teljes eltérülése ($180^\circ - \varphi$) annál nagyobb, minél nagyobb a törésmutató, ami viszont a hullámhossz függvénye. A prizmába a bal oldalon belépő fehér fénysugár tehát különböző módon eltérülő színes fénysugarakra fog bomlani a másik oldalon. Ha a fehér fényben minden frekvencia előfordul, akkor ezek a színes fénysugarak nem különülnek el, hanem folytonosan mennek át egymásba (a spektruma folytonos). A spektrumszínek (normális diszperzió esetén) felülről lefelé haladva: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya. A fehér fény lehet olyan is, hogy csak néhány meghatározott frekvenciát tartalmaz. Ekkor a prizmából kilépő színes fénysugarak jól elkülönülhetnek és a fénysugár útjába helyezett ernyőn vonalakat alkothatnak (vonalas spektrum).

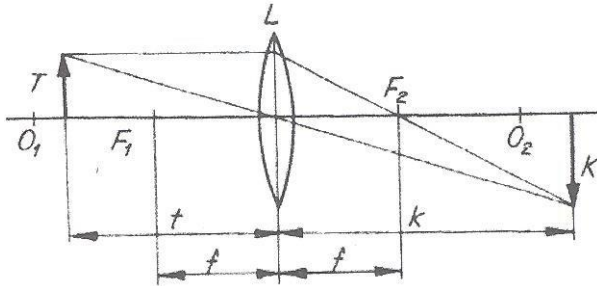
Optikai lencsék

Az optikai lencsék két gömbfelület által határolt átlátszó anyagból készült testek. A rajta áthaladó fénysugár – hasonlóan a prizmához – belépéskor és kilépéskor is törik. Az optikai tengelyhez közelebb haladó fénysugarak azonban kevésbé törnek, mint a lencse szélén haladók. Ez azt eredményezi, hogy a lencse a párhuzamos fénysugarakat egy pontba gyűjti össze (fókuszpont vagy gyújtópont). Ezeket gyűjtőlencséknek nevezzük. A gyűjtőlencsék akkor domborúak, ha a lencse anyagának törésmutatója nagyobb a környezeténél. Vannak azonban szórólencsék is: ezek a párhuzamos fénysugarakat úgy szórják, mintha azok egy pontból indultak volna ki (virtuális fókusz). Ezek értelemszerűen homorúak. Fontos megjegyezni, hogy a pontszerű fókusz csak tengelyhez közeli, tengellyel közel párhuzamos sugarakra jelent jó közelítést.



Az optikai lencse nemcsak a végtelenből érkező (tehát párhuzamos) fénysugarakat gyűjti össze egy pontba, hanem a közelebről érkezőket is. (Vagy úgy teszi széttartóvá, mintha azok

egy pontból indultak volna ki.) Egy tárgy bármelyik pontjáról kiinduló, a lencsén áthaladó összes fénysugarat ismét egy pontba gyűjt össze, ezek a képpontok rajzolják ki a képet. Például a bal oldali nyílhegyről induló fénysugarak a jobboldali nyílhegyet rajzolják ki. Ezek közül az ábrán csak két fénysugár látható, ezek nevezetes sugarak. Az egyik párhuzamosan beesve, törés után a fókuszponton halad át, a másik nevezetes sugár a lencse közepén (az optikai középponton) áthaladva törés nélkül jut el a képpontba. (A harmadik nevezetes sugárát nem láthatjuk az ábrán: ez a bal oldali fókuszpontra esne a lencsére, majd törés után az optikai tengellyel párhuzamosan érkezne a képpontba.)



A fókusz távolság (f), a tárgytávolság (t) és a képtávolság között mindig fennáll az ún. **leképezési törvény**:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{k} + \frac{1}{t}$$

Az ábráról könnyen leolvasható, hogy a kép (K) és a tárgy (T) nagyságának aránya, a nagyítás (N) egyenlő a kép és tárgy távolságainak arányával:

$$N = \frac{K}{T} = \frac{k}{t}$$

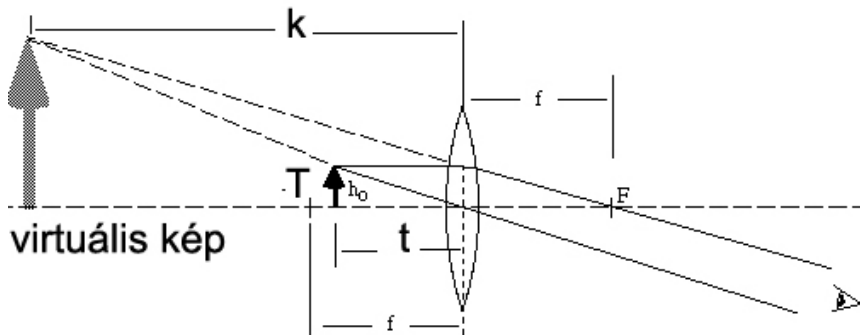
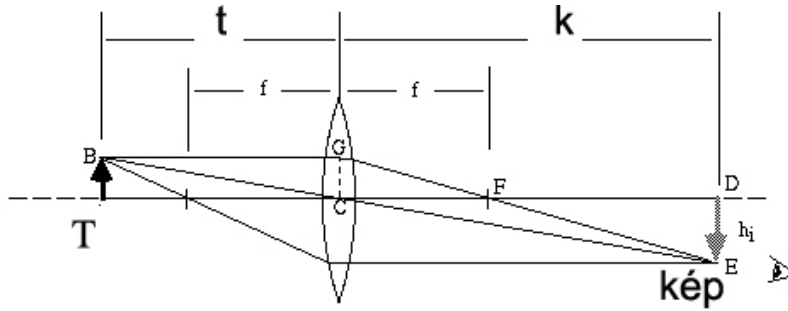
Ha a tárgy egy pontjáról kiinduló fénysugarak a leképezés után találkoznak, akkor a képtávolság pozitívnak adódik. Ez a kép valódi, ernyőn felfogható és – amint az ábrán látható – fordított állású. Csökkentve a tárgytávolságot a fénysugarak összetartása csökken, a kép tehát távolodik. Ha a tárgy a fókuszponton belülre kerül, a fénysugarak a leképezés után is széttartók maradnak, olyan mintha egy - a tárgypontról távolabbi - pontból indultak volna. Valódi, ernyővel felfogható kép tehát nem keletkezik, de a szemünkkel a lencsén át a tárgyra tekintve, azt nagyobbobbnak látjuk. Ennek a látszólagos képnek is megadja a helyét a leképezési törvény, de ekkor k negatívnak adódik. A negatív k tehát egy, a tárgy felé eső oldalon a lencsétől $|k|$ távolságra lévő egyenes állású látszólagos képet jelent. A leképezési törvényt szórólencsére is alkalmazhatjuk, de ekkor a fókusz távolságot negatívnak kell tekinteni.

Nevezetes sugarak:

1. Párhuzamosan beeső fénysugár átmegy a fókuszponton
2. Az optikai tengelyen átmenő fénysugár nem térül el
3. A fókuszponton keresztül érkező fénysugár párhuzamosan halad tovább

Alkalmazások:

Képképzés egyetlen domború lencsével:



$$1/f = 1/t + 1/k$$

$$1/k = 1/f - 1/t = (t-f)/(f*t)$$

Ha $t > f$, akkor $k > 0$, tehát a kép valódi lesz. A nagyítás ekkor $N = k/t = f/(t-f)$. A kép nagyított ($N > 1$), ha $(t-f) < f$, vagyis $t < 2f$. Tehát a valódi kép akkor lesz nagyított, ha a tárgy a kétszeres fókusz távolságon belül van (és természetesen az egyszeres fókusz távolságon kívül).

Ha $t < f$ akkor $k < 0$ akkor a kép látszólagos lesz

azt szeretnénk, ha a kép $s \approx 25\text{cm}$ távolságban lenne a szemtől s : a tisztánlátás távolsága
Optimális az, ha a lencse rajta van a szemén és a látszólagos kép éppen L távolságra van.

$$k' = s = 0,25 \quad k = -s = -0,25$$

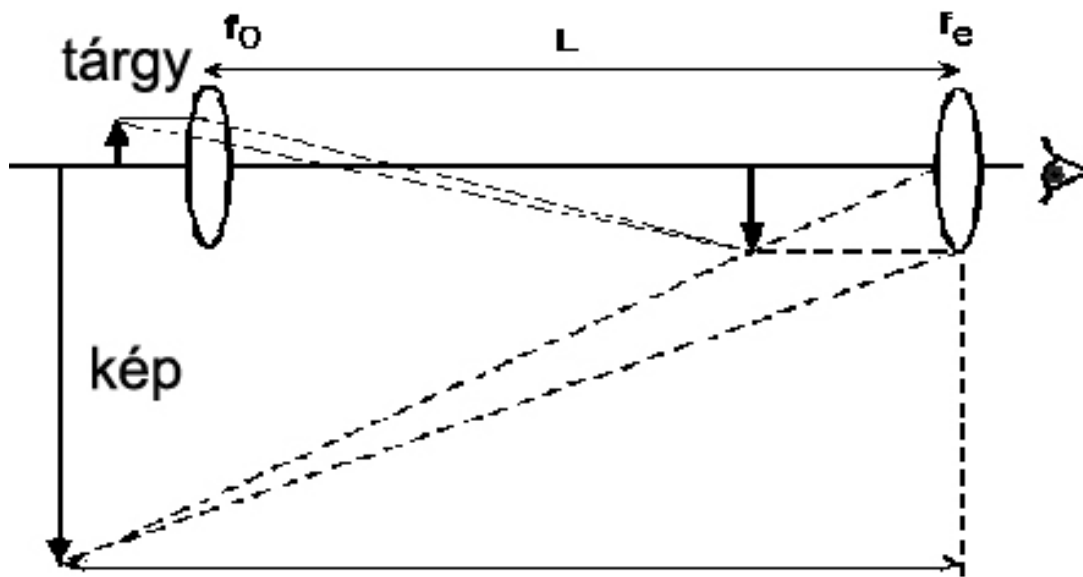
$$1/t = (k-f)/(f*k) = (s+f)/(f*s)$$

A nagyítás a látszólagos kép miatt formálisan negatív, abszolút értéke:

$$N' = k'/t = s/t = (s+f)/f = s/f + 1$$

Például egy 10 cm fókusz távolságú lencse maximális nagyítása $N' = 3,5$, ekkor tárgy távolság 7,1 cm.

Mikroszkóp: erősen nagyított valódi képet nagyítóval nézünk



A tárgy a tárgylencse fókuszpont környékén, de azon kívül van. Az erősen nagyított valódi kép a szemlencse fókuszán belülre (de ahhoz nagyon közelre) kerül. Tehát a szemlencsével, mint nagyítóval nézzük a valódi, már nagyított képet.

A tárgylencse nagyítása közelítőleg L/f_o , a szemlencsée s/f_e , ahol s : a tisztánlátás távolsága. A mikroszkóp teljes nagyítása a kettő szorzata. Ténylegesen L/f_o 10 és 100 között, s/f_e pedig 5 és 25 között lehet, tehát a mikroszkóp nagyítása 50 és 2500 közötti érték.