

1. A lézerek működésének fizikai alapjai

1.1. A hullámoptika áttekintése.

1.1.1. Elektromágneses hullámok

Az elektromágneses hullámok viselkedését a Maxwell-egyenletekből levezethető hullámegyenletek írják le:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} &= \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \nabla^2 \vec{B} &= \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}\end{aligned}$$

A hullámegyenletek ebben a formában homogén, izotróp szigetelőkben érvényesek, azokban is csak akkor, ha nem rendelkeznek elektromos töltéssel és nem ferromágneses anyagok.

A hullámegyenleteknek számtalan megoldása létezik, amelyek közül a legegyszerűbb a monokromatikus síkhullámokat írja le:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 \cdot \cos \varphi \\ \varphi &= \omega \left(t - \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{v} \right) = \omega t - \frac{\omega}{v} (u_x x + u_y y + u_z z) \quad ,\end{aligned}$$

ahol \vec{E} az elektromos térerősség, ω a hullám körfrekvenciája, φ pedig a fázisa, v pedig a fázis sebessége. (A \vec{B} mágneses indukcióvektorra is hasonló megoldás írható fel.)

A fenti elektromágneses hullám tehát monokromatikus, mely egyetlen frekvenciakomponenst tartalmaz, és síkhullám, mert a fázisfelületei síkok. (Fázisfelület: azon pontok mértani helye, ahol a fázisok megegyeznek.)

Tekintsünk a továbbiakban egy x irányba haladó hullámot ($\vec{n} = (1, 0, 0)$). Ekkor a hullám

fázisa átírható több alakba is: $\varphi = \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = (\omega t - kx) = 2\pi \left(ft - \frac{x}{\lambda} \right)$,

ahol f a hullám frekvenciája ($\omega = 2\pi f$), λ a hullámhossza, k pedig a hullámszám ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$). A

fenti átírásokban megjelenik a hullámtan alapösszefüggése is $v = f\lambda$ ($= \frac{\omega}{k}$).

A megoldás visszahelyettesítése a hullámegyenletbe a $\frac{1}{\lambda^2 f^2} = \varepsilon\mu_0$ összefüggésre vezet.

Tehát a hullám v terjedési sebessége a közeg permittivitásával és abszolút permeabilitásával kifejezhető: $v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu_0}}$. A vákuumbeli terjedési sebesség (azaz a vákuumbeli fénysebesség)

$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ egy univerzális állandó, amely jól ismert univerzális állandókból

($\varepsilon_0 \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{C^2}{Nm^2}$, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$) kiszámítható. A számítás eredménye (amit a

kísérletek is megerősítenek) a jól ismert $c \approx 3 \cdot 10^8 m/s$ érték.

A fény sebessége más anyagban, ahol $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon'$:

$$v = c \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'}} = \frac{c}{n},$$

ahol $n = \sqrt{\varepsilon'}$ az abszolút törésmutató. Megjegyezzük, hogy nagy frekvenciákon a relatív permittivitás kisebb, mint a sztatikus esetben. Ezen túlmenően pedig a relatív permittivitás, és így a fázissebesség és a törésmutató is, az optikai frekvenciákon is függ a frekvenciától. Ezt a jelenséget diszperzióknak (színszórásnak) nevezzük. 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 diszperzióknál ennek a fordítottja igaz, vagyis a törésmutató a hullámhossz növekedésével nő.

1.1.2. Az elektromágneses hullámok további tulajdonságai

A fázis $\varphi = 2\pi(ft - \frac{x}{\lambda})$ alakjából jól látható, hogy adott helyen $\Delta t = \frac{1}{f}$ ($= T$) idő elteltével, ill.

adott pillanatban $\Delta x = \lambda$ távolságra a φ fázis 2π -vel változik. Mivel azonban a szinusz és koszinusz függvények periódusa 2π , ez végeredményben a kezdeti fázishoz történő visszatérést jelent. Azaz a hullám időbeli periódusa a T periódusidő, a térbeli periódusa pedig a λ hullámhossz.

Ha az elektromágneses hullám egyik közegből egy másik közegbe érkezik, akkor a frekvenciája nem változik: $f_2 = f_1$. Tekintve, hogy a hullám sebessége (a törésmutatóval

fordított arányban) változik $v_1 = \frac{c}{n_1}$; $v_2 = \frac{c}{n_2}$, az $f \cdot \lambda = v$ reláció miatt változnia kell a

hullámhossznak: $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$, illetve $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}$. Tehát a közegben a fény hullámhossza az abszolút

törésmutató arányában kisebb, mint a vákuumban.

Az elektromágneses hullámok transzverzálisak.

A transzverzálitás azt jelenti, hogy a hullámban terjedő vektormennyiség merőleges a terjedés irányára. Az elektromágneses hullámok esetében ezek a vektormennyiségek az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok. Ezek a vektorok ráadásul egymásra is merőlegesek, ami többet jelent, mint a transzverzálitást. Tehát végeredményben az elektromágneses sugárzásban az elektromos és a mágneses térerősség-vektorok egymásra is és a terjedés irányára is merőlegesek:

$$\vec{E} \cdot \vec{n} = 0; \quad \vec{B} \cdot \vec{n} = 0; \quad \vec{E} \cdot \vec{B} = 0$$

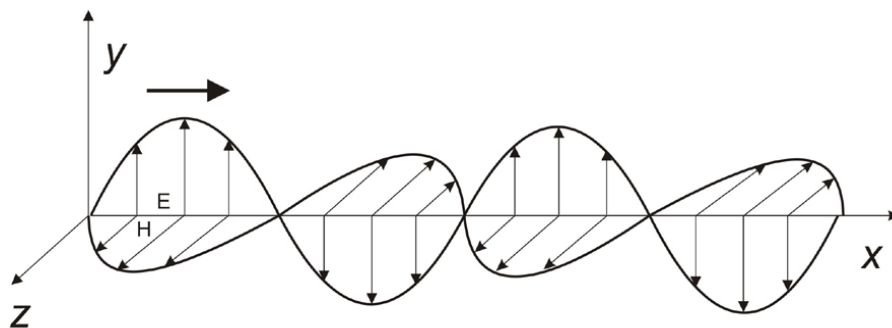
A három vektor kapcsolata a következőképpen is felírható:

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \times \vec{E}}{v}$$

Ezeknek az összefüggéseknek az igazságáról úgy győződhetünk meg, ha a síkhullám megoldást visszahelyettesítjük a Maxwell egyenletekbe. Az utóbbi egyenlet szerint tehát a

$\vec{n}, \vec{E}, \vec{B}$ vektorok jobbsodrású rendszert alkotnak, és a nagyságokra érvényes a $|\vec{B}| = \frac{|\vec{E}|}{v}$

összefüggés.



1.1.2. ábra: A térerősségek helyfüggése az elektromágneses hullámban

A 360 nm és 770 nm (kerekítve 400 és 800 nm) közötti hullámhosszú elektromágneses sugárzás az emberi szem számára is látható, emiatt látható fénynek nevezik. Az összes elektromágneses sugárzás elrendezhető frekvencia, ill. hullámhossz szerint, ekkor kapjuk az **elektromágneses spektrumot**.

A frekvenciatartomány neve	f(Hz)			λ (m)		
Váltakozó áram	0	–	10^4	–	–	$3 \cdot 10^4$
Rádióhullámok	10^4	–	10^{11}	$8 \cdot 10^4$	–	$3 \cdot 10^{-3}$
Infravörös sugárzás	10^{11}	–	10^{14}	$3 \cdot 10^{-3}$	–	$3 \cdot 10^{-6}$
Látható fény	$3,9 \cdot 10^{14}$	–	$8,4 \cdot 10^{14}$	$7,7 \cdot 10^{-7}$	–	$3,6 \cdot 10^{-7}$
Ultraibolya sugárzás	10^{15}	–	10^{17}	$3 \cdot 10^{-7}$	–	$3 \cdot 10^{-9}$
Röntgensugárzás	10^{17}	–	10^{20}	$3 \cdot 10^{-9}$	–	$3 \cdot 10^{-12}$
γ -sugárzás	10^{20}	–		$3 \cdot 10^{-12}$		

1.1.1. táblázat: Az elektromágneses (EM) spektrum.

Polarizáció

Általános esetben az \vec{E} vektor (és így a rá merőleges \vec{B} vektor is) forog az \vec{n} vektor körül, miközben a vetületei leírhatók a fenti módon. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának a terjedési irányra merőleges vetülete egy ellipszist ír le. Ezt a fényt szokás elliptikusan polárosnak nevezni. Ez az általános eset, a természetes fény polarizációja általában ilyen. Ennek egy speciális esete a cirkulárisan poláros fény, ekkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy kört ír le.

Az ellipszis másik elfajulása az egyenes. Ilyenkor a térerősség-vektor végpontjának vetülete egy egyenes mentén mozog (a rezgés síkja állandó). Az ilyen fényt lineárisan polárosnak (vagy síkban polárosnak) nevezzük. Az elliptikusan poláros fényt felfoghatjuk két egymásra merőleges polarizációjú, egymáshoz képest eltolt fázisú lineárisan poláros fény szuperpozíciójának is.

Amikor egyszerűen poláros fényről beszélünk, akkor legtöbbször lineárisan poláros fényre gondolunk. A lézerek többsége poláros fényt bocsájt ki, a többi fényforrás fénye pedig különböző módszerekkel (szórás, visszaverődés, stb.) polárossá tehető.

Az elektromágneses mező energiasűrűsége (w_{em}) az elektromos (w_e) és a mágneses (w_m) energiasűrűségek összege:

$$w_e = \frac{1}{2} \vec{D} \vec{E} = \frac{\varepsilon}{2} E^2$$

$$w_m = \frac{1}{2} \vec{H} \vec{B} = \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

Elektromágneses hullámokban az elektromos és a mágneses energiasűrűség megegyezik.

$$w_e = \frac{1}{2} \vec{D} \vec{E} = \frac{\varepsilon}{2} E^2 = \frac{\varepsilon}{2} v^2 B^2 = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \frac{1}{\varepsilon \mu_0} B^2 = \frac{1}{2\mu_0} B^2 = w_m . \quad \text{Tehát a hullámokban az}$$

elektromágneses mező energiasűrűsége az elektromos energiasűrűség kétszerese:

$$w_{em} = w_e + w_m = 2w_e$$

A **Poynting-vektor** (\vec{S}) az elektromos energia-áramsűrűség vektora. Abszolút értéke megmutatja, hogy egységnyi felületen mennyi elektromágneses teljesítmény halad át.

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

$$S = |\vec{S}| = |\vec{E}| \cdot |\vec{H}| = |\vec{E}| \cdot \frac{1}{\mu_0} \cdot |\vec{B}| = |\vec{E}| \cdot \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{|\vec{E}|}{v} = |\vec{E}|^2 \cdot \frac{1}{\mu_0} \cdot \sqrt{\mu_0 \varepsilon} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}|^2 = \varepsilon \cdot v \cdot |\vec{E}|^2 = v \cdot w_{em}$$

A Poynting-vektor időátlaga a műszerrel is mérhető intenzitás (I): $I = \overline{S}$. (A Poynting-vektor nagysága $\sin^2 \omega t$ szerint változik, ami a fény esetén műszerekkel követhetetlen gyorsaságú váltakozást jelent.) Mivel $\overline{\sin^2 \omega t} = \frac{1}{2}$, ezért $\overline{|\vec{E}|^2} = \frac{1}{2} E_0^2$, vagyis $I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} E_0^2$

$$\text{Mértékegysége: } [S] = [I] = \frac{W}{m^2} = \frac{J}{s \cdot m^2}$$

1.1.3. Interferencia:

Két hullám találkozásánál interferenciáról akkor beszélünk, ha az eredő intenzitás nem egyenlő a két hullám intenzitásának összegével.

$$I = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad \text{ahol } I_{12} \neq 0$$

A hullámok találkozásakor az elektromos térerőségek összeadódnak az elektromos mező additív volta miatt.

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= \vec{E}_{01} \cdot \cos \varphi_1 \\ \vec{E}_2 &= \vec{E}_{02} \cdot \cos \varphi_2 \\ I &= \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot |\vec{E}|^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot E_1^2}_{I_1} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot E_2^2}_{I_2} + \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot 2 \cdot \vec{E}_1 \vec{E}_2}_{I_{12}}\end{aligned}$$

Interferencia akkor fordul elő, ha az I_{12} interferencia tag értéke nem zérus, azaz ha az eredő intenzitás eltér a találkozó két hullám intenzitásának az összegétől.

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot 2 \cdot \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \overline{\cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2}$$

A fenti egyenleten alkalmazva a trigonometrikus addíciós tételket a következő alakot kapjuk:

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot (\overline{\cos(\varphi_1 + \varphi_2)} + \overline{\cos(\varphi_1 - \varphi_2)})$$

$$\varphi_1 = \omega_1 t - k_1 x_1 + \varphi_{01} ; \varphi_2 = \omega_2 t - k_2 x_2 + \varphi_{02}$$

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \vec{E}_{01} \vec{E}_{02} \cdot \left[\overline{\cos((\omega_1 + \omega_2)t - k_1 x_1 + k_2 x_2 + \varphi_{01} + \varphi_{02})} + \overline{\cos((\omega_1 - \omega_2)t - k_1 x_1 + k_2 x_2 + \varphi_{01} - \varphi_{02})} \right]$$

Az idő változójú koszinusz függvény időátlaga nyilvánvalóan zérus, így a szögletes zárójelben a bal oldali tag nulla lesz. A jobb oldali taggal ugyanez a helyzet, ha $\omega_1 \neq \omega_2$, azaz ekkor $I_{12} = 0$. Tehát eltérő frekvenciájú hullámok semmiképpen sem interferálhatnak.

A jobb oldali tagból azonban $\omega_1 = \omega_2$ esetén eltűnik az időfüggés, a koszinusz függvény argumentuma (legalábbis explicit módon) nem tartalmazza az időt. Ekkor

$$I_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} \cdot \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \cdot \cos \delta, \text{ ahol a fáziskülönbség: } \delta = k_2 x_2 - k_1 x_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02}.$$

Tehát ha a két hullám frekvenciája megegyezik, akkor (és csak akkor) lehetséges az interferencia. Hogy valójában lesz-e, az még további feltételek függvénye. Elég nyilvánvaló például, hogy I_{12} akkor is nulla lesz, ha $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} = 0$, azaz a két hullám térerősség-vektora merőleges egymásra. Egymásra merőlegesen poláros hullámok tehát semmiképpen sem interferálhatnak. Az interferencia feltétele tehát az $\omega_1 = \omega_2$ mellett az $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \neq 0$ is. Végtelen hosszú hullámvonulatokra más interferencia feltétel nincs is. Azonban a fény véges hullámvonulatokból áll, amelyek kezdőfázisai véletlenszerűen változnak. Az interferenciához azt is biztosítani kell, hogy a találkozó két hullámot alkotó hullámvonulatok kezdőfázis-

különbségei időben állandók legyenek ($\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{állandó}$). Ha a két hullám két független fényforrásból érkezik, akkor ez a feltétel nem teljesül. A gyakorlatban ez csak úgy teljesíthető, hogy az interferáló két hullámot egy hullám kettébontásával nyerjük. Meghiúsíthatja az interferenciát az is, ha a kettébontott, immár két különböző úton haladó fényhullám útkülönbsége nagyobb a hullámvonulatok hosszánál. Ekkor a kettéosztott hullámvonulatok nyilvánvalóan nem találkozhatnak újra. Azt a legnagyobb optikai útkülönbséget (Δs), amelynél még lehet interferencia, koherenciahossznak (σ_k) nevezzük: $\Delta s = n_2 l_2 - n_1 l_1 < \sigma_k$ (Az optikai úthossz a törésmutató és a megtett geometriai út szorzata.) Természetes fényre a koherenciahossz általában mm nagyságrendű.

Az interferencia feltételeinek (koherencia feltételek) összefoglalása:

- 1) $\omega_1 = \omega_2$, azaz a két hullám frekvenciája azonos,
- 2) $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \neq 0$, azaz a két hullám térerősség-vektora nem merőleges egymásra,
- 3) $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{állandó}$, azaz a hullámvonulatok kezdőfázis-különbségei időben állandók,
- 4) $\Delta s < \sigma_k$, azaz a két úton haladó fényhullám útkülönbsége kisebb, mint a koherenciahossz.

Az interferencia révén kialakult hatás lehet erősítő ill. gyengítő jellegű (konstruktív ill. destruktív jellegű) interferencia. Erősítés abban az esetben lép fel, ha az interferenciátag értéke nagyobb, mint zérus ($\cos \delta > 0$). Gyengítés pedig akkor, ha az interferenciátag értéke zérustól kisebb ($\cos \delta < 0$).

A legnagyobb erősítés akkor lép fel, amikor $\cos \delta = 1$. Ekkor a két hullám fáziskülönbsége 2π egész számú többszöröse, $\delta = 2m\pi$; m egész szám, vagyis tulajdonképpen a hullámok azonos fázisban találkoznak. A legnagyobb gyengítés pedig $\cos \delta = -1$ esetén van. Ekkor fáziskülönbsége π páratlan számú többszöröse, $\delta = (2m+1)\pi$; m egész szám, vagyis a hullámok ellentétes fázisban találkoznak.

Ha két egyforma erősségű hullám találkozik, akkor a legnagyobb erősítésnél az eredő intenzitás a két hullám intenzitás-összegének kétszerese. Ilyenkor, ha fennállnak a legnagyobb gyengítés feltételei, akkor kioltás is lehetséges.

A fentiek a hullámhossz segítségével is megfogalmazhatók: a fáziskülönbség $\delta = k_2 x_2 - k_1 x_1 + \delta_{01} - \delta_{02}$, ha $\delta_{01} = \delta_{02}$ és $k_1 = k_2 = k$, akkor: $\delta = k \cdot (x_2 - x_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x$. Tehát ha a két hullám között a szétváláskor nem jött létre fáziskülönbség, és szétválás után is azonos közegben haladnak, akkor a fáziskülönbség az útkülönbséggel arányos, az arányossági tényező $\frac{2\pi}{\lambda}$. Ennek megfelelően maximális az erősítés, ha az útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse: $2m\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \rightarrow \Delta x = \lambda \cdot m$, m – egész szám.

Maximális gyengítés (esetleg kioltás) pedig a hullámhossz felének páratlan számú többszöröseivel megegyező útkülönbség esetén lesz: $(2m+1)\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta x \rightarrow \Delta x = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$.

Példák az interferencia jelenségére

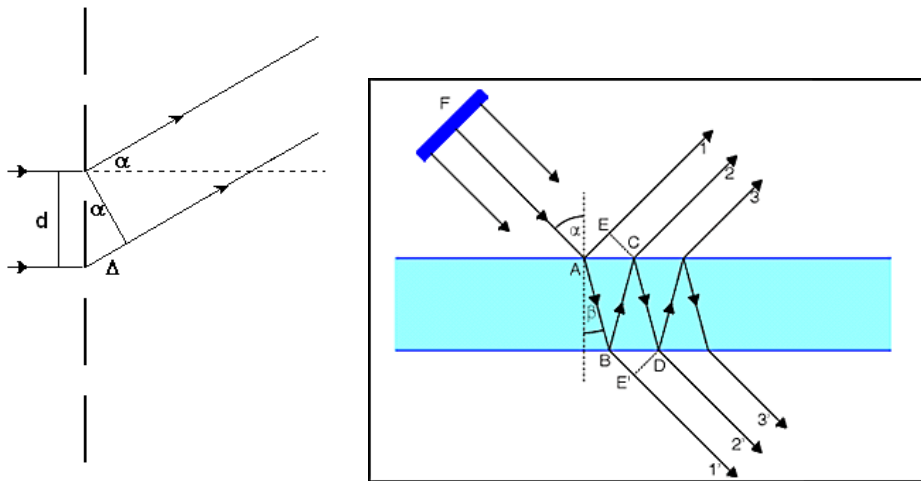
Fénysugarak esetén interferenciára tehát akkor számíthatunk, ha egy fénysugarat osztunk ketté (vagy többfelé), majd a szétválasztott sugarakat újra egyesítjük. A szétválasztás történhet akár a fázisfelület, akár az amplitúdó szétosztásával is. Az első csoportba tartozó tipikus interferenciás eszköz az optikai rács, a másodikba pedig például a vékonyréteg interferencia tartozik.

Az optikai rács szabályos periódusú tükröző, elnyelő és/vagy áteresztő pontokból, vonalakból, sávokból álló lemez, amelyet olyan fénysugár útjába helyezünk, amely hullámhossza összemérhető a rács periódusával. Az interferencia a visszavert fény (reflexiós rács) vagy átengedett fény (transzmissziós rács) esetében is megtörténhet.

Az 1.1.3. ábra bal oldalán egy transzmissziós optikai rács metszetét láthatjuk, amelyre egy széles fénynyaláb merőlegesen esik be. Az átlátszó tartományokon átjutó keskeny fénysugarak interferencia révén akkor erősíthetik egymást, ha az útkülönbségük a hullámhossz egész számú többszöröse. Tekintsük a d távolságra lévő (d : rácsállandó) szomszédos átlátszó tartományokon átjutó fénysugarakat és fejezzük ki Δs útkülönbségüket a fénysugarak ϑ szóródási szögével: $\Delta s = d \cdot \sin \vartheta = \lambda \cdot m$

Ha az útkülönbség 0, akkor a fő maximumot, ha λ , akkor az első mellékmaximumot, ha 2λ , akkor a második mellékmaximumot, stb. kapjuk.

Ebből a szempontból optikai rácsnak (bár nem teljesen szabályosnak) tekinthető a CD lemez és a hologram is.



1.1.3. ábra: Interferencia rácson és vékonyrétegen

A vékonyréteg-interferencia a fentiekől abban különbözik, hogy a vékonyrétegen (amelynek a vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával) a teljes fénysugár áthalad. A fénysugár a rétegek határfelületein részben visszaverődik, részben áthalad. Interferencia mind a visszavert, mind a megtört fénysugarak között lehetséges. Tekintsünk egy d vastagságú lemez két határfelületéről visszavert egy-egy fénysugár interferenciáját. Legegyszerűbb esetben, amikor a fény merőlegesen esik be, a két visszavert fénysugár közötti útkülönbség:

$$\Delta s = n \cdot 2d$$

A legnagyobb erősítést akkor érjük el, ha ez az útkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse: $\Delta s = \lambda \cdot m$

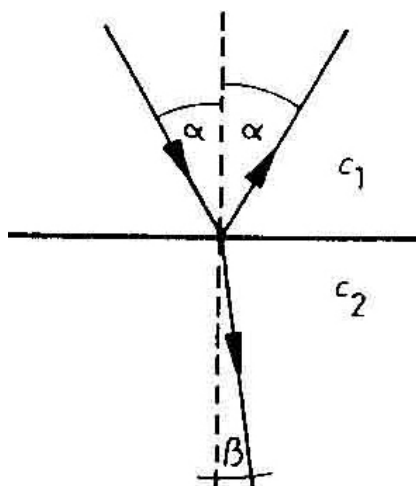
Valójában ez a feltétel csak akkor igaz, ha mindkét visszaverődés optikailag sűrűbb vagy optikailag ritkább közegen történt. Ugyanis az optikailag sűrűbb közegen történő visszaverődés közben a fény fázisugrást szenved. Így ha az egyik (és csak az egyik) visszaverődés ilyen, akkor a fenti feltétel vezet a legnagyobb gyengítésre. A legnagyobb erősítést pedig pont akkor kapjuk, amikor az út különbség a félhullámhossz páratlan számú többszöröse: $\Delta s = \frac{\lambda}{2}(2m + 1)$

A vékonyréteg interferencia szép példái a vízen úszó olajfolt és a szappanbuborék

1.2. A geometriai optika áttekintése.

1.2.1. Törés és visszaverődés

Az elektromágneses hullámok terjedése jól szemléltethető a fénysugarakkal. A fénysugarak a \vec{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.



1.2.1.1. ábra: A fény törése és visszaverődése két közeg határán

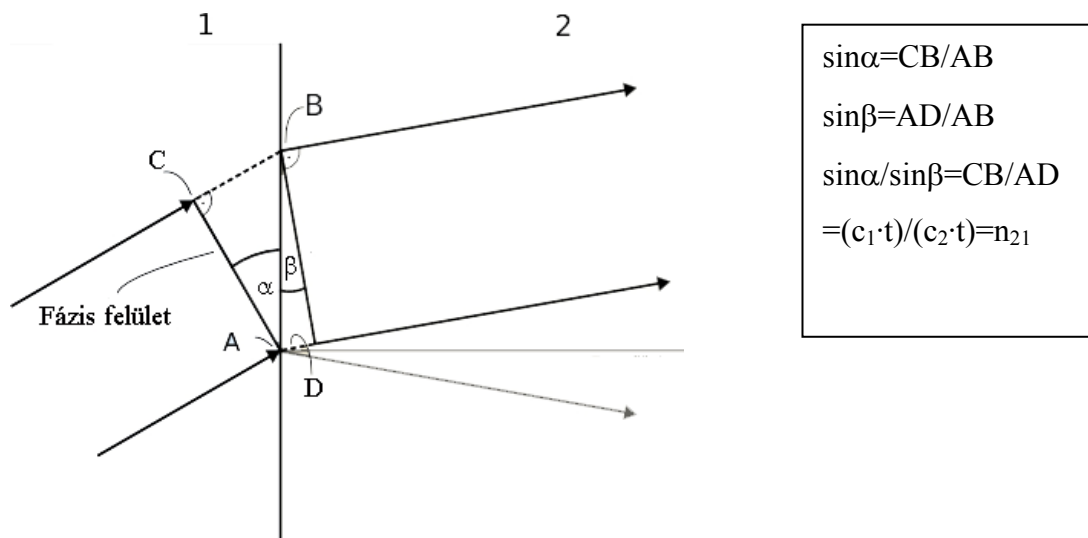
Ha azonban két közeg határára ér, akkor egy része visszaverődik, másik része behatol a másik közegbe. Általában ez utóbbi rész is megváltoztatja az irányát, azaz a fény megtörik. Erre a visszaverődésre-törésre igazak az alábbiak:

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 hányadrésze csökken a közegben a fénysebesség a vákuumbelihez képest, és milyen mértékben törik meg a vákuumból a közegbe behatoló fény. Korábban láttuk, hogy $n = \sqrt{\varepsilon'}$.

Bizonyítás:



1.2.1.2. ábra: A Snellius-Descartes-törvény bizonyítása

A két közeg határán megtörő, ill. visszaverődő fénysugarak tulajdonságai jelentősen megváltozhatnak: megváltoztathatjuk polarizációjukat, ill. a frekvenciájuk szerint felbonthatjuk őket.

Polarizáció visszaverődésnél

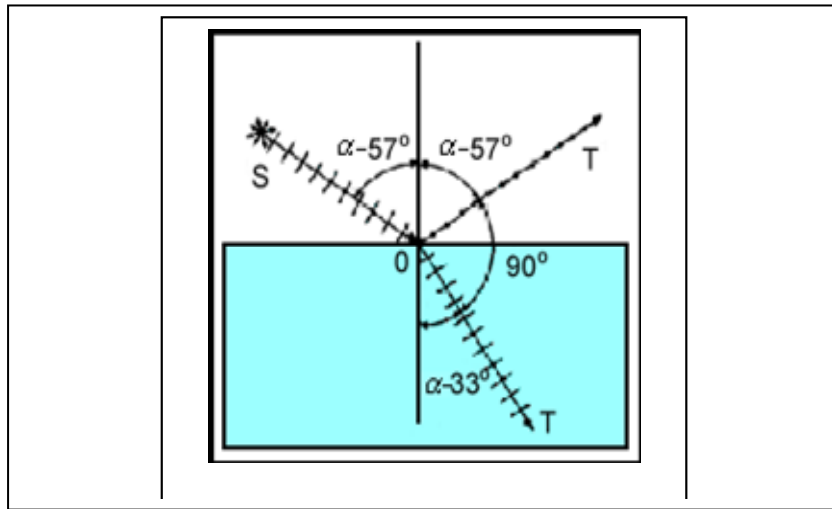
Érkezzen elliptikusan poláros fény (amely tehát két egymásra merőleges polarizációjú, egymáshoz képest eltolt fázisú lineárisan poláros fény szuperpozíciója) két közeg határfelületére. Ekkor mind a visszavert, mind a megtört fénysugár részben polarizálódik (azaz megváltozik a két poláros összetevő aránya).

Ha a visszavert és a megtört fénysugár 90° -ot zár be, akkor a visszavert fénysugár teljesen lineárisan polárossá válik. A megtört fénysugár polarizációja nem lesz teljes, az csak részben válik polárossá. Ezt a nevezetes szöveget Brewster- szögnek (α_B) nevezzük.

$$\sin \alpha / \sin \beta = n_{21}; \quad \alpha + \beta = 90^\circ; \quad \sin \beta = \sin(90^\circ - \alpha) = \cos \alpha$$

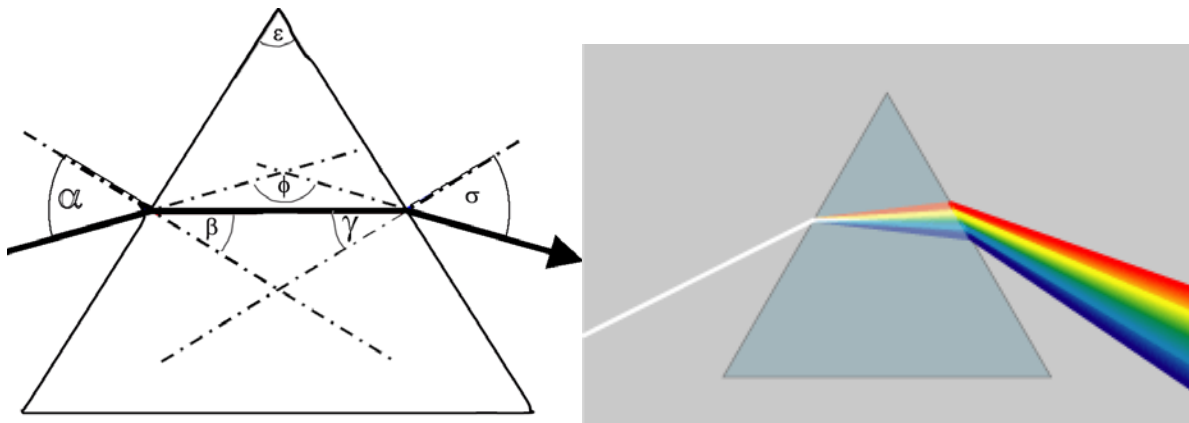
$$\sin \alpha / \sin \beta = \sin \alpha / \cos \alpha = \tan \alpha = n_{21} \quad \text{tehát} \quad \tan \alpha_B = n_{21}, \text{ pl. üvegre: } \tan \alpha_B = n_{21} = 1,5 \rightarrow \alpha_B(\text{víz}) = 57^\circ$$

Számos lézerberendezésben a kilépő ablakok ebben a szögben állnak, ezáltal a kilépő lézertény lineárisan polárossá válik.



1.2.1.3. ábra: Polarizáció üvegről történő visszaverődésnél

Színbontás



1.2.1.4. ábra: Monokromatikus fény, illetve fehér fény törése prizmán

A törés és a diszperzió jelenségeit együttesen a fehér fény színekre bontására használhatjuk (optikai prizma). A prizában az ábrázolt sugármenet esetén a két egymást követő törés miatti irányváltozások összeadódnak. A fénysugár teljes eltérése ($180^\circ - \varphi$) annál nagyobb, minél nagyobb a törésmutató, ami viszont a hullámhossz függvénye. A prizába 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

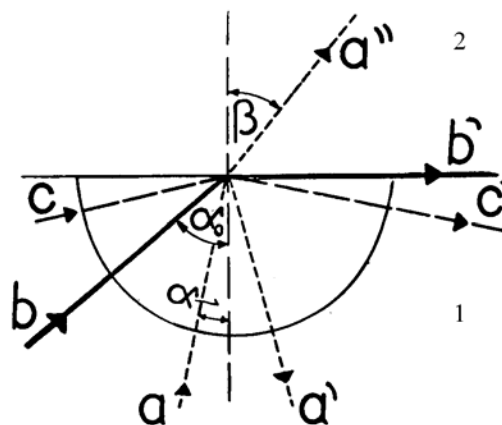
fénysugarak nem különülnek el, hanem folytonosan mennek át egymásba (a spektruma folytonos). A spektrumszínek (normális diszperzió esetén) felülről lefelé haladva: vörös, narancs, sárga, zöld, kék, ibolya. A fehér fény lehet olyan is, hogy csak néhány meghatározott frekvenciát tartalmaz. Ekkor a prizmából kilépő színes fénysugarak jól elkülönülhetnek és a fénysugár útjába helyezett ernyőn vonalakat alkothatnak (vonalas spektrum).

Teljes visszaverődés

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

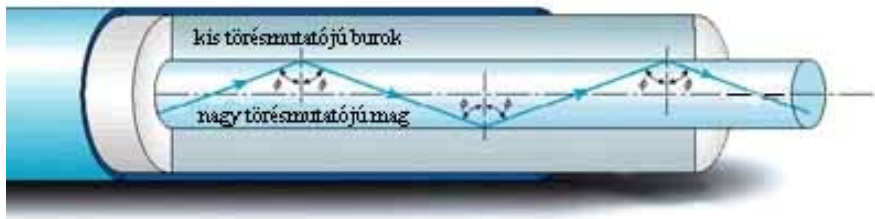
$$\frac{\sin \alpha_h}{\sin 90^\circ} = \sin \alpha_h = n_{21} = \frac{1}{n_{12}}$$

egyenlet. Például üveg-levegő határfelületre ($n_{12} = 1,5$) a határszög $41,8^\circ$. Ennél nagyobb szögű beesés esetén egyáltalán nincs fénytörés, a fénysugár 100 %-ban reflektálódik (c fénysugár). Ez a teljes visszaverődés jelensége. 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.



1.2.1.5. ábra: Sugármenetek a határszög közelében

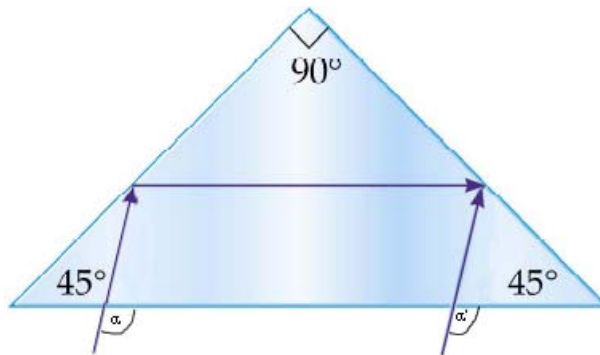
A teljes visszaverődés jelenségét használjuk a lézertechnikában is nagyon fontos két eszközben: az optikai (üvegszál) kábelben és a sarokprizmában.



1.2.1.6. ábra: Sugármenetek üvegszálban

Az üvegszál kábel hengeres magjában haladó fénysugár nem tud a henger palástján kilépni, mert a beesési szöge nagyobb a határszögnél. A fénysugár sok ezer, sőt sok millió teljes visszaverődés után sem gyengül észrevehetően. Megjegyezzük, hogy ha az üvegrúd magjának átmérője olyan kicsi, hogy összemérhető a fény hullámhosszával, akkor a geometriai optika fenti törvényei már nem érvényesek (a mai optikai kábelek ilyenek).

A sarokprizma három egymásra merőleges tükröző felülettel ellátott háromszög alapú gúla (lényegében egy üvegekocka oldalfelezők mentén levágott csúcsa). Az alapon keresztül a prizma belsejébe bejutó fénysugár a három oldallapon történő egy-egy teljes visszaverődés után a prizmából az eredeti fénysugárral párhuzamosan lép ki. (Tulajdonképpen a járművek lámpáinak a macskaszeme is ilyenekből áll.)



1.2.1.7. ábra: A sarokprizma egyszerűsített kétdimenziós modellje

A Fermat-elv

Fermat-elv alap gondolata a következő: két pont között (A és B) a geometriailag lehetséges (szomszédos) utak közül a fény a valóságban azt a pályát követi, amelynek a megtételéhez a legrövidebb időre van szüksége.

$$t = \int_A^B ds/v = \min \quad \rightarrow \quad v = c/n \quad \rightarrow \quad \int_A^B n \cdot ds = \min$$

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 megalapozásra, mégis a geometriai optika minden törvényszerűsége levezethető belőle.

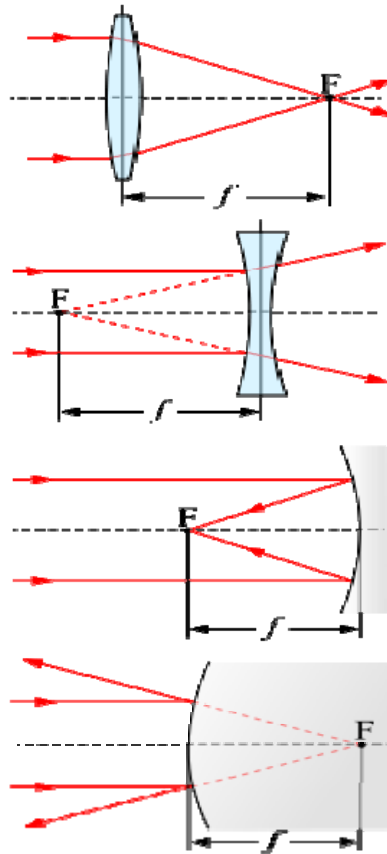
Megjegyezzük, hogy a Snellius-Descartes törvény a „legrövidebb idő elve” alapján is levezethető.

1.2.2. Tükrök és optikai lencsék

Bár első ránézésre a tükrök és az optikai lencsék nagyon különböznek, funkciójukban és működésükben számos hasonlóság van, ami miatt célszerű az együtt tárgyalásuk. Ránézésre a hasonlóság csak annyi, hogy mindkét eszköz felületei gömbfelület(ek) részei. Amely tükör nem ilyen (pl. parabola tükrök), azokat itt nem tárgyaljuk. A síktükrök, amelyek egyébként a gömbi tükrök határesetét jelentik, nem igényelnek külön tárgyalást.

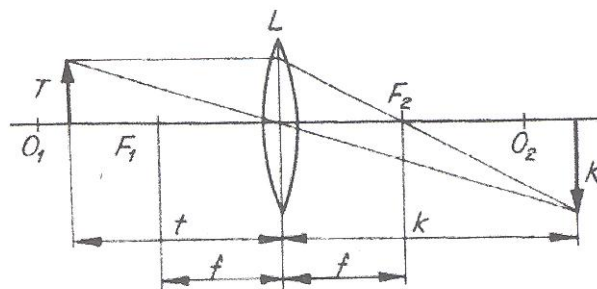
Lényeges különbség a kétféle eszköz között az, hogy a tükrök visszaverődéssel, a lencsék töréssel térítik el a fénysugarakat. A tükör lehet a gömbfelületnek akár a belső oldala (homorú tükör) akár a külső oldala (domború tükör), de nyilvánvalóan csak az egyik. Az optikai lencsék olyan átlátszó anyagból készült testek, amelyeket két gömbfelület határol. A rajta áthaladó fénysugár – hasonlóan a prizmához – belépéskor és kilépéskor is törik.

A tükrök és az optikai lencsék közös tulajdonsága, hogy a párhuzamos fénysugarakat egy pontba gyűjtik össze (fókuszpont vagy gyújtópont). Ez azért történik, mert az optikai tengelyhez közelebb haladó fénysugarak kevésbé térülnek el, mint a lencse (tükör) szélén haladók. A gyűjtőtükrök homorúak, a gyűjtőlencsék akkor domborúak, ha a lencse anyagának törésmutatója nagyobb a környezeténél. Vannak azonban szórólencsék (tükrök) is: ezek a párhuzamos fénysugarakat úgy szórják, mintha azok egy pontból indultak volna ki (virtuális fókusz). A szórótükrök értelemszerűen domborúak, a szórólencsék pedig homorúak. Fontos megjegyezni, hogy a pontszerű fókusz csak tengelyhez közeli, tengellyel közel párhuzamos sugarakra jelent jó közelítést.



1.2.2.1. ábra: Különböző lencsék és tükrök fókuszai

Az optikai lencse (tükör) 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 (ill. a tükör által visszavert) összes fénysugarat ismét egy pontba gyűjt össze, ezek a képpontok rajzolják ki a képet.



1.2.2.2. ábra

1.2.2.2. ábra: Gyűjtőlencse képalkotása a fókuszon kívüli tárgyról

Például a bal oldali nyílhegyről induló fénysugarak a jobboldali nyílhegyet rajzolják ki. Ezek közül az ábrán csak két fénysugarat 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 sugarat nem láthatjuk az ábrán: ez a bal oldali fókuszon át esne a lencsére, majd törés után az optikai tengellyel párhuzamosan érkezne a képpontba.)

A fókusz távolság (f), a tárgy távolság (t) és a képtávolság (k) 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:

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

(A tükörhöz külön ábra nem készült, de a fentiek értelemszerűen a tükrökre is érvényesek)

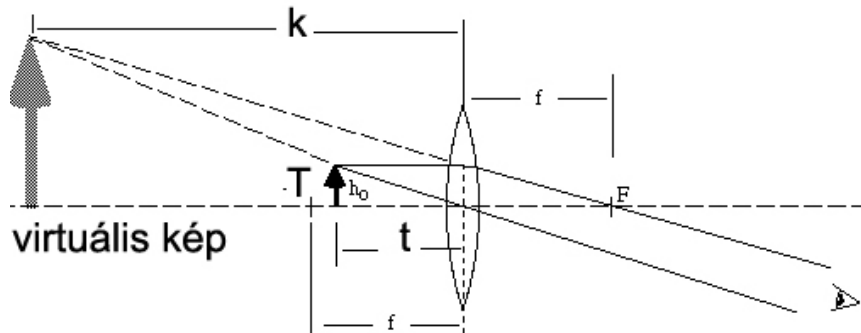
Ha a tárgy egy pontjáról kiinduló fénysugarak a leképezés után találkoznak, akkor a képtávolság pozitívnak adódik. Ez a kép valódi, ernyőn felfogható és – amint az ábrán látható – fordított állású. Csökkentve a tárgy távolságot a fénysugarak összetartása csökken, a kép tehát távolodik. Ha a tárgy a fókuszponton belülre kerül, a fénysugarak a leképezés után is széttartók maradnak, olyan mintha egy - a tárgy ponttól távolabbi - pontból indultak volna. Valódi, ernyővel felfogható kép tehát nem keletkezik, de a szemünkkel a lencsén (tükrön) át a tárgyra tekintve, azt nagyobbak 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. Tükör esetében a valódi kép természetesen csak a tárgy felőli oldalon lehet, és a látszólagos kép lesz a másik oldalon. A leképezési törvény szórólencsére (szórótükörre) is alkalmazható, de ekkor a fókusz távolságot negatívnak kell tekinteni.

A fókusz távolság a tükrök (lencsék) geometriai (+ törésmutató) adataiból kiszámítható. Tükrök esetében a fókusz távolság abszolút értéke a görbületi sugár fele, homorú tükrök esetén pozitív előjellel. A domború tükrök szórótükrök, tehát a fókusz távolságuk negatív. A lencsék esetében a fókusz távolság a lencsetörvény alapján kiszámítható a két felület görbületi sugarából (R_1 és R_2) és a lencsék anyagának a relatív törésmutatójából ($n_{2,1}$). A görbületi sugarakat domború felületek esetén kell pozitívnak tekinteni.

$$\frac{1}{f} = (n_{2,1} - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Optikai lencsék egyszerű alkalmazásai

A nagyítóüveg (lupe)



1.2.2.3. ábra: Gyűjtőlencse képalkotása a fókuszon belüli tárgyról

A leképezési törvény átrendezésével $\frac{1}{k} = \frac{1}{f} - \frac{1}{t} = \frac{t-f}{f \cdot t}$ látható, hogy ha a tárgy a fókuszon belül van ($t < f$), akkor $k < 0$, azaz a kép látszólagos. Ezt mutatja az ábra is. Legyen a látszólagos kép a szemtől a tisztánlátás távolságában ($L \approx 25 \text{ cm}$ L : a tisztánlátás távolsága).

Ha a szemünk és a lencse távolsága igen kicsi (a lencse rajta van a szemén), akkor ez a távolság egyben a képtávolság is:

$$|k| = L = 0,25 \quad k = -0,25$$

Legyen a lencse fókusz távolsága pl. 10 cm ($f = 0,1$), ekkor a tárgy távolságára 7,1 cm adódik, a nagyítás tehát 3,5-szeres.

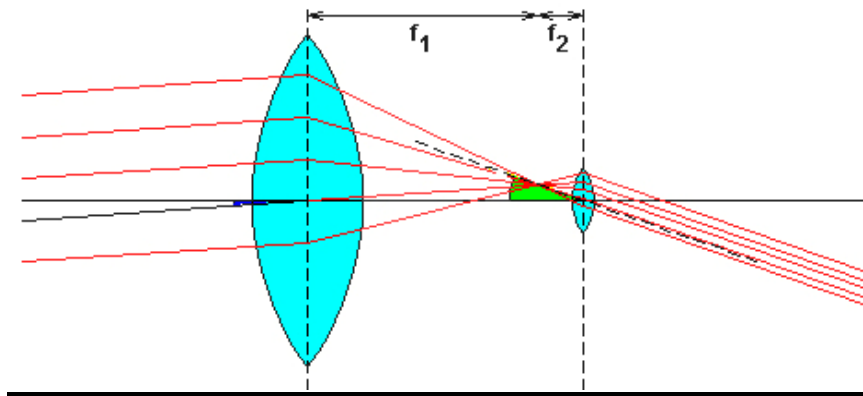
$$1/t = 1/f - 1/k = 10 - (1/-0,25) = 14$$

$$t = 1/14 = 0,071 \text{ m}$$

$$|N| = |k|/t = 0,25/0,071 = 3,5$$

A képletekből látható, hogy ha a szemet a lencsétől eltávolítjuk (azaz $-t$ -et csökkentjük), akkor a nagyítás is csökken. Tehát a 10 cm-es fókusz távolságú lencsével ettől nagyobb nagyítást semmiképpen se tudunk elérni.

A Kepler – távcső:



1.2.2.4. ábra: A Kepler-távcső szögnagyítása

A Kepler-távcső kettő darab gyűjtőlencséből áll, amelyek egymástól a két lencse fókusz távolság összegének megfelelő távolságra vannak. Az első lencse (objektív) a végtelenből (vagy legalábbis nagyon távolról) érkező fénysugarakat a fókuszpontba gyűjti. A második lencse (szemlencse vagy okulár) - mivel a fókuszpontja egybeesik az első lencse fókuszpontjával - ezeket a fénysugarakat ismét párhuzamosítja. E folyamat közben azonban megváltozik a párhuzamos fénysugaraknak az optikai tengellyel bezárt szöge. A valódi távcsövek esetén $f_1 \gg f_2$, ezért ezek szögnagyítást végeznek. A szögnagyítás (mint az ábráról is leolvasható az optikai középpontokon átmenő fénysugarak segítségével) a két fókusz távolság hányadosa:

$$N = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{f_1}{f_2}$$

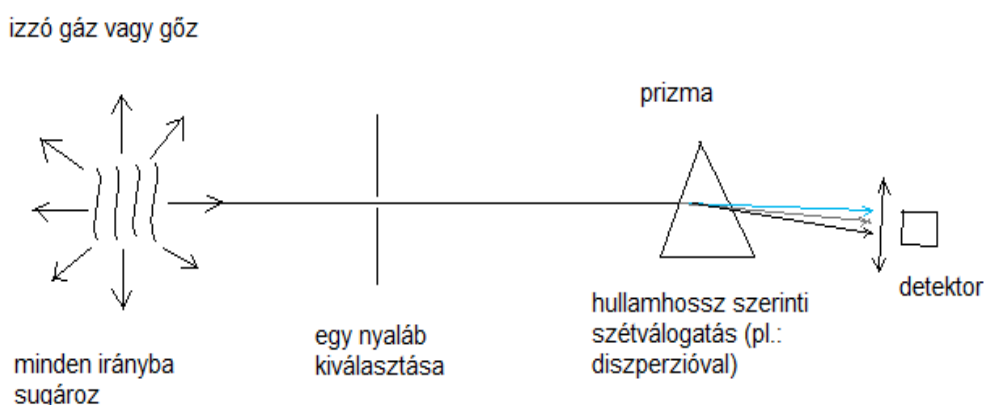
Az ábrából az is nyilvánvaló, hogy a Kepler-távcső fordított képet ad. A szögnagyítás a végtelen távoli látszólagos kép szemelőjében azt az érzetet kelti, mintha a tárgyhoz közelebb ment volna. Az is látható, hogy a távcső az első lencsén beeső fénynyaláb átmérőjét a fókusz távolságok arányában lecsökkenti. Optimális esetben az okulár alig nagyobb a szem pupillájánál, a tárgylencse azonban a szögnagyítás arányában sokkal nagyobb.

A lézertechnikában fordított távcsöveket használnak, amelyben tehát a fénysugarak fordított irányban mennek. A fordított távcső a látószöget lecsökkenti (mintha távolabb mentünk volna a tárgytól) viszont a nyaláb átmérőjét megnöveli. Ezért a fordított távcsövet gyakran nyalábtágítónak (beam expander) nevezik. A lézernyaláb tágítása tehát a nyaláb nyílásszögének, divergenciájának csökkentése miatt fontos.

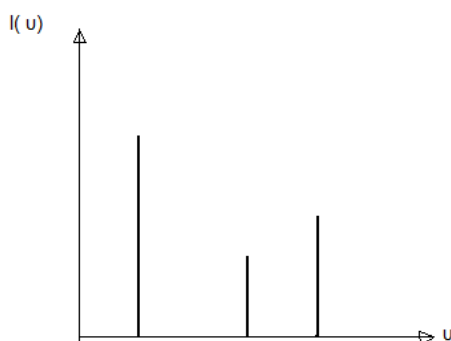
1.3. A lézerműködés atomfizikai alapjai.

1.3.1. Atomok színe

Izzó gáz vagy gőz spektrális eloszlásfüggvényét (spektrumát) az alábbi kísérleti elrendezésben mérhetjük meg. A kiválasztott fénysugarat a prizma a frekvenciának (hullámhossznak) megfelelően más-más szögben téríti el, amit a (mozgatott) detektorral mérhetünk. A tapasztalat szerint az így felvett emissziós spektrum (színekép) csak néhány frekvenciát tartalmaz, azaz a spektrum - ellentétben az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzásával – vonalas. (A látható tartományban ténylegesen színes vonalak jelennek meg a detektor helyére tett ernyőn.) A tapasztalat szerint a vonalas spektrum a gáz anyagi minőségétől függ. Molekuláris gázok esetén a színekép bonyolultabb, sávos szerkezetű, de nagyfelbontású műszerekkel látható, hogy a sávok is egymáshoz közel eső vonalakkól állnak.



1.3.1.1. ábra: Atomok emissziós spektrumának a felvétele



1.3.1.2. ábra: Az atomok emissziós spektruma vonalas

Az izzó szilárd test folytonos spektrumú sugárzását hideg gázon átbocsátva és prizmával felbontva nyerhetjük az abszorpciós spektrumot, ami nem teljesen folytonos, benne fekete vonalak maradnak,

az anyagi minőségtől függően. A tapasztalat szerint egy gáz hideg állapotában éppen azokat a vonalakat nyeli el, amelyeket izzó állapotában emittálni tud (Kirchoff-törvény).



1.3.1.3. ábra: Az abszorpciós spektrum felvétele

Magyarázat a Bohr posztulátumokkal:

- 1.) Az atomban az elektronok csak diszkrét E_1, E_2, \dots energiaszinteken tartózkodhatnak, és ezekben az úgynevezett stacionárius állapotokban tartózkodva nem sugároznak.
- 2.) Az atomok akkor sugároznak, amikor egy atomi elektron egy magasabb energiájú stacionárius állapotból egy ΔE -vel alacsonyabb energiájú állapotba ugrik. Ekkor a kibocsátott frekvencia: $f = \frac{\Delta E}{h}$, ahol $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ (Planck-állandó). Ezt a képletet Bohr-féle frekvencia feltételnek is nevezik.

Az egyszerűség kedvéért tekintsünk egy olyan atomot, amelynek csak két stacionárius állapota van E_1 és E_2 energiákkal. Az E_1 energiájú állapotot alapállapotnak, a másikat gerjesztett állapotnak nevezzük. Az emittált (kibocsátott) foton frekvenciája: A Bohr-féle frekvencia feltételt $f = \frac{E_2 - E_1}{h}$ átírhatjuk a $E_2 - E_1 = h \cdot f$ formába is. Ez a forma mutatja az emisszió, melynek során tehát az atom gerjesztettsége megszűnik (az atom „lekerjed”), energiaviszonyait. Az atom energiája pontosan a sugárzás által elvitt $h \cdot f$ energiával csökken. Ezt az energiadagot, amely a továbbiakban (legalábbis egyes kísérletekben) részecskeként fog viselkedni, **foton**nak fogjuk nevezni. Az energia, a fény adagos viselkedéséről a klasszikus elektrodinamika nem tud számot adni, ezt az adagosság fizikája, a kvantummechanika területe.

Az abszorpció során az atom gerjesztett állapotba kerül, energiája pontosan annyival növekszik, amennyivel az emisszió során csökkent. Ezt az energiát csak egy olyan foton tudja átadni az atomnak, amelynek frekvenciája egyezik az emittáltéval. Az alapállapotú atomra beeső fotonok közül csak az tud elnyelődni, amelyeknek a frekvenciája pontosan a fenti $f = \frac{E_2 - E_1}{h}$ érték. A fehér fényből az atom ezt az egy frekvenciát nyeli el, a többi nincs rá hatással.

1.3.2. A kvantummechanikai tárgyalásmód, a határozatlansági reláció

A mikrorendszereket, azaz az atomokat és azok csoportjait (molekulák, kristályok) a kvantummechanika segítségével lehet tárgyalni. Ennek segítségével levezethetők a Bohr-posztulátumok is. Az atomi energiaszintek léte, azok pontos értéke, a közöttük lehetséges átmenetek mind-mind levezethetők a kvantummechanika alapaxiómáiból. A kvantummechanika azonban bonyolult elmélet, tárgyalása meghaladja e jegyzet kereteit. Ezért ebben a jegyzetben az atomfizikai jelenségeket is a klasszikus fizika fogalmai segítségével tárgyaljuk.

Természetesen számos olyan jelenség van, amelyek csupán a klasszikus fizika ismeretében nem érthetünk meg, amelyeknél a kvantummechanika egyes eredményeinek az alkalmazása elkerülhetetlen. A legfontosabb ilyen eredmény a Heisenberg-féle határozatlansági reláció. A reláció szerint az összetartozó (kanonikusan konjugált) fizikai mennyiségek egyszerre nem mérhetők tetszőleges pontossággal, egyidejűleg nem határozhatók meg. Az egyik mennyiség pontos mérése a másikat automatikusan határozatlanná teszi.

Tekintsük például a helykoordinátát (x) és a hozzá tartozó lendület koordinátát (p_x)! A határozatlansági reláció szerint a helykoordináta bizonytalansága (Δx) és a lendület x koordinátájának bizonytalansága (Δp_x) között fennáll a

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{h}{4\pi}$$

reláció, ahol h a jól ismert Planck-állandó. Tehát a hely és a lendület egyidejűleg nem mérhető pontosan. Minél pontosabba ismerem a részecske helyét annál kevésbé ismerhetem a lendületét.

Hasonló reláció áll fenn az energia (E) és az időkoordináta (t) között:

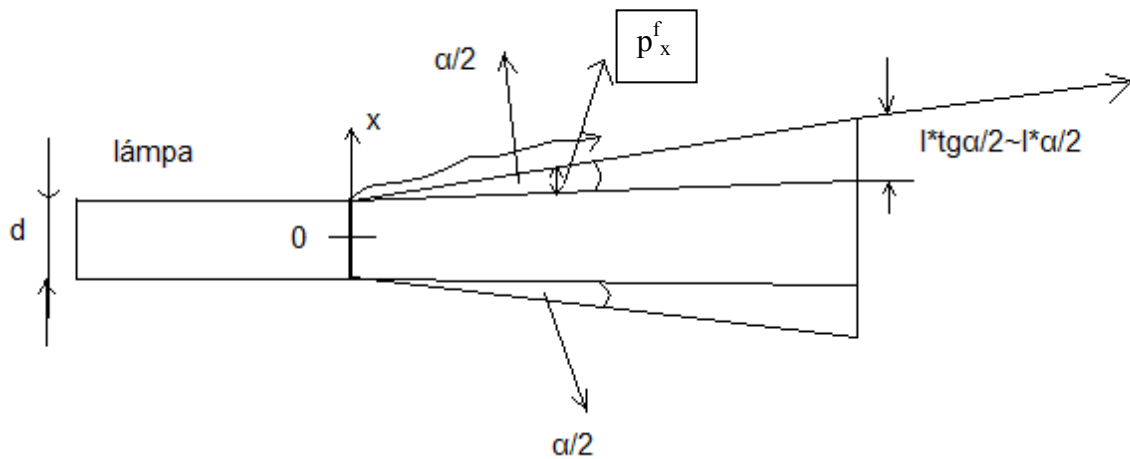
$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}$$

Tehát az energia és az időkoordináta sem mérhető egyidejűleg pontosan. Rövid időtartamra az energia nincs pontosan meghatározva. Minél tovább tart a részecske egy állapota (folyamata), annál pontosabban meghatározható (ill. meghatározott) az energiája!

A határozatlansági reláció igen szépen mutatja, hogy a makrofizikai fogalmak a mikrovilág leírására csak korlátozottan alkalmasak. A kapható válasz pontosságát a kísérleti körülmények eleve behatárolják. Egy fizikai mennyiség mérési pontosságának nem lesz elvi határa, ha a kísérleti

körülményeket meg tudjuk úgy választani, hogy a mért mennyiség konjugált párja a mérés során határozatlan marad.

Alkalmazások: 1, Fénysugár minimális divergenciája:



1.3.2.1. ábra:

$P_f = h/\lambda$ (a foton lendülete)

x : a fotonok x koordinátája (amikor átjönnek a jelzett felületen), a fénysugár irányára merőleges irány

p_x^f : a fotonok x irányú lendülete (amikor átjönnek a jelzett felületen)

$$\bar{x} = 0 \quad \Delta x \approx \frac{d}{2} \quad \text{mert a fotonok a } (-d/2, d/2) \text{ intervallumon jönnek át}$$

$$\bar{p}_x^f = 0 \quad \Delta p_x^f \approx \frac{h}{\lambda} \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \approx \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{2} \quad \text{mert az összes foton a megadott kúpon belül halad}$$

$$\Delta p_x^f \cdot \Delta x \approx \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\alpha}{2} \cdot \frac{d}{2} \geq \frac{h}{4\pi}, \text{ amiből } \alpha \cdot d \geq \frac{\lambda}{\pi}$$

Tehát például egy $\lambda = 633 \text{ nm}$ hullámhosszú fénysugár átmérőjének és divergenciájának szorzata nem lehet $2 \cdot 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{rad}$ -nál kisebb. Ha a fénysugár átmérője $d = 1 \text{ mm}$, akkor az elvileg elérhető minimális nyalábdivergencia $2 \cdot 10^{-4}$ radián. Ha a fénysugár átmérőjét tízszeresére növeljük, akkor minimális nyalábdivergencia tized részére csökkenthető (lásd a nyalábtágítót!).

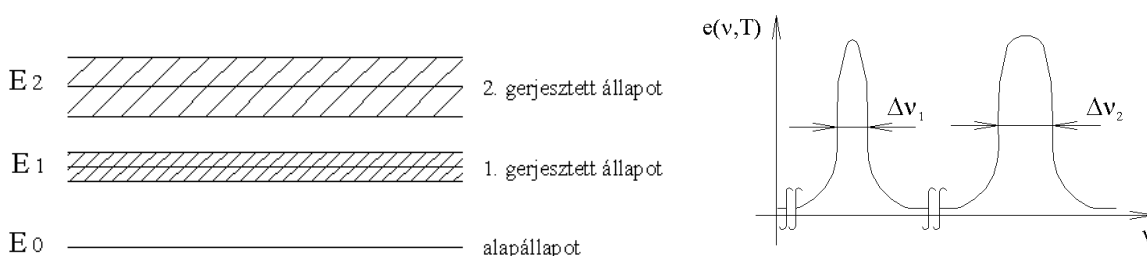
2, A másik határozatlansági reláció szerint $\frac{h}{4\pi} \leq \Delta E \cdot \Delta t = h \cdot \Delta f \cdot \Delta t$, amiből $\Delta f \cdot \Delta t \geq \frac{1}{4\pi} \approx 10^{-1}$

Tehát a kisugárzott frekvencia és a folyamat ideje bizonytalanságainak szorzata 10^{-1} -nél kisebb nem lehet. A Δt időbizonytalanságot többféleképpen is interpretálhatjuk, attól függően, hogy a kibocsájtás atomi folyamatát, vagy a kialakult fénysugarat tekintjük. A tapasztalat azt mutatja, hogy ezek a nagyon különböző interpretációk egyszerre igazak lehetnek, legalábbis egy kettes-hármas faktor erejéig.

Tekintsük először a kibocsájtás atomi folyamatát. A legelső szinten az alapállapotban az elektron – külső behatás hiányában – tetszőleges ideig tartózkodhat. Végtelen hosszú tartózkodási idő bizonytalansága is csak végtelen nagy lehet ($\tau_0 = \Delta t = \infty$), ehhez pedig a határozatlansági reláció alapján pontosan meghatározott energia tartozik ($\Delta E = \Delta f = 0$).

A gerjesztett állapotokból az elektron előbb-utóbb alacsonyabb energiájú állapotba kerül. A véges időbizonytalanság pedig – a fentiek szerint - az energiaszélességük véges voltát és a spektrumvonalak véges kiszélesedését jelenti. Tipikus a külső atomi héjakra jellemző élettartam $\tau_1 = 10^{-8}$ s. Ez az adott energiaszint $\Delta E > 10^{-26} - 10^{-27}$ J kiszélesedését jelenti. Az erről a szintről történő átmenethez tartozó spektrumvonal pedig legalább $\Delta f > 10^7$ Hz = 10 MHz szélességű lesz. (Ezek az adatok arra az esetre vonatkoznak, amikor a bomlás stabil szintre történik.)

Egyes gerjesztett állapotokból az alacsonyabb szintekre az elektron sugárzás kibocsájtásával csak hosszabb várakozás után tud lejutni. Az ilyen átmeneteket tiltottaknak nevezzük, mert bizonyos fizikai mennyiségek (pl. perdület) megmaradása az átmenet során csak körülményesen biztosítható. (Tehát a tiltott átmenet is végbemegy, csak sokkal lassabban!) Azt az állapotot, amelyről lefelé minden átmenet tiltott, metastabil állapotnak nevezzük. A metastabil állapotok tipikus élettartama pl. $\tau_1 = 10^{-3}$ s., amihez $\Delta f > 100$ Hz szélességű spektrumvonal tartozik. Tehát ebben az interpretációban a spektrumvonalak szélessége az elbomló állapot élettartamáról árulkodik, szélesebb spektrumvonal rövidebb életidejű gerjesztett állapothoz tartozik.



1.3.2.2. ábra: Atomi energiaszintek és spektrumvonalak kiszélesedése

Amennyiben a kialakult fénysugarat, a fotonfolyamot tekintjük, akkor a Δt az elemi hullámvonulatok lefutásának idejét jelentheti. Mivel a fény sebessége c , az elemi hullámvonulatok hossza $L=c\cdot\Delta t$. Mivel a határozatlansági reláció szerint $\Delta t \geq \frac{1}{10 \Delta f}$, ezért:

$$L \geq \frac{c}{10 \Delta f} = \frac{3 \cdot 10^7}{\Delta f} [m].$$

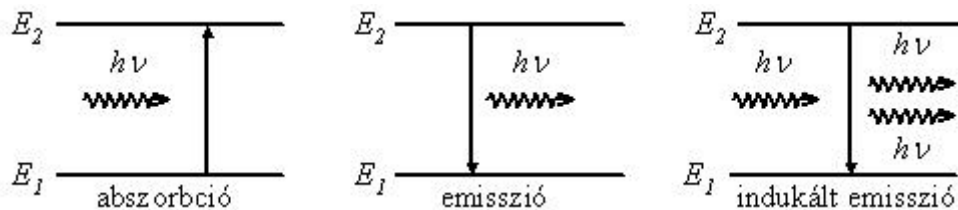
Az elemi hullámvonulatok hossza nyilvánvalóan az a legnagyobb optikai útkülönbség, amelynél még lehet interferencia, tehát a koherenciahossz (σ_k), tehát a fenti reláció arra is vonatkozik:

$$\sigma_k \geq \frac{3 \cdot 10^7}{\Delta f} [m]$$

Tehát például egy $\Delta f = 100$ MHz frekvencia kiszélesedésű fénysugár koherenciahossza legalább 30 cm.

1.3.3. Az indukált emisszió

Einstein jött rá először arra, hogy a fentebb vázolt abszorpció és emisszió mellett kell léteznie egy harmadik elemi atomi folyamatnak, ami indukált emissziónak nevezünk. A folyamat során a gerjesztett atomot olyan frekvenciájú foton éri el, amelyet ő maga is ki tudna bocsátani. A bejövő foton hatására ez a kibocsátás meg is történik, miközben az atom gerjesztettsége megszűnik. A beérkező (az atom mellett elhaladó) foton tehát egy második foton emisszióját indukálja. A második foton az eredetivel megegyező frekvenciájú, vele azonos irányban halad, fázisuk azonos. Az ilyen tulajdonságú fotonok koherensek.



1.3.3. ábra: Elemi atomi fotonos folyamatok

Hogy a két emissziós folyamatot még jobban megkülönböztessük, a magától bekövetkező, eddig csak emisszióként nevezett elemi atomi folyamatot a továbbiakban spontán emisszióként nevezzük. Ez a folyamat tehát csupán az atom energiaminimumra törekvése miatt, magától, minden külső körülménytől függetlenül bekövetkezik, de nem azonnal. A folyamat időigénye, azaz a gerjesztett állapot élettartama tipikusan $\sim 10^{-8}$ s, de ettől jelentős eltérések is lehetnek (az ún. metastabil

állapotoké milliószor hosszabb ideig is létezhetnek). Ezzel szemben az indukált emisszió időkéés nélkül, azonnal bekövetkezik.

Most pedig (Einstein nyomán) vizsgáljuk meg a három elemi folyamat bekövetkezésének valószínűségeit!

Az abszorpció során tehát pontosan annyi atom kerül gerjesztett állapotba, mint amennyi foton elnyelődik. Az időegység alatt elnyelt fotonok száma (N_{foton}^{absz}) nyilvánvalóan arányos a beérkező (megfelelő frekvenciájú) fény $I(f)$ intenzitásával és az alapállapotú atomok N_1 számával. A folyamat során az alapállapotú atomok száma csökken, ezért ΔN_1^a előjele negatív: $N_{foton}^{absz} = -\Delta N_1^a = B_{12} N_1 I(f)$. A B_{12} állandó jellemző az atomra, az abszorpció Einstein-féle valószínűségi tényezője.

A spontán emisszió nem függ külső körülményektől, tehát a száma csak a gerjesztett állapotú atomok N_2 számától függ. Minden spontán emittált foton eggyel növeli az alapállapotú atomok számát, mert közben az atom gerjesztettsége megszűnik. Időegység alatt tehát: $N_{foton}^{sp.em} = \Delta N_1^{sp} = A_{21} N_2$. Az A_{21} mennyiség a spontán emisszió Einstein-féle tényezője.

Az indukált emisszió valószínűsége függ a beérkező (megfelelő frekvenciájú) fény $I(f)$ intenzitásától és a gerjesztett állapotú atomok N_2 számától. Az alapállapotú atomok száma az indukált emisszió során is nyilvánvalóan növekszik: $N_{foton}^{ind.em} = \Delta N_1^{ie} = B_{21} N_2 I(f)$. A B_{21} atomi állandó az indukált emisszió Einstein-féle valószínűségi tényezője.

A továbbiakban tételezzük fel, hogy ezekből a két energiaszinttel rendelkező atomokból nagyon sokat bezárunk egy T hőmérsékletű tartályba (üregbe). A magára hagyott rendszer termikus egyensúlyba kerül. Az üregbe zárt, termikus egyensúlyba került atomokra teljesül, hogy:

1. mind az alap-, mind a gerjesztett állapotú atomok száma állandó:

$$\Delta N_1 = \Delta N_1^a + \Delta N_1^{sp} + \Delta N_1^{ie} = 0;$$

2. jó közelítéssel érvényes a Maxwell-Boltzmann energiaeloszlás¹:

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{kT}};$$

3. az üregben kialakult sugárzás spektrális eloszlását a Planck-törvény írja le:

¹ Az elektronokra valójában a Fermi-Dirac-statisztika használandó, de $hf \gg kT$ esetén a Maxwell-Boltzmann-statisztika is jó közelítés.

$$I(f) = \frac{Khf^3}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}$$

Behelyettesítve az 1.-ban található egyenletbe: $-B_{12}N_1I(f) + A_{21}N_2 + B_{21}N_2I(f) = 0$,

majd átrendezve: $A_{21} = I(f)(B_{12} \frac{N_1}{N_2} - B_{21})$.

Felhasználva a Maxwell-Boltzmann energiaeioszlás képletét: $\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{\frac{hf}{kT}}$. Ezt behelyettesítve

az előző egyenletbe, majd B_{21} -gyel beosztva:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = I(f) \left(\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right).$$

Ebből $I(f)$ -et a Planck-törvénnyel történő összevetés céljából kifejezhetjük: $I(f) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\left(\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right)}$.

Az összevetés azt eredményezi, hogy

- $\frac{A_{21}}{B_{21}} = Khf^3$, azaz a spontán és indukált emisszió valószínűségi tényezőinek az aránya a frekvencia köbével arányos. Az indukált emisszió tehát inkább a kisebb frekvenciákra jellemző.
- $B_{12} = B_{21}$ ($= B$), azaz az abszorpció és a spontán emisszió Einstein féle valószínűségi tényezője megegyezik. Tehát egy alapállapotú atom pontosan ugyanakkora valószínűséggel abszorbeál egy fotont, mint amekkora valószínűséggel kényszerít indukált emisszióra egy gerjesztett atomot egy foton.

1.4. Lézerek működési elve, általános felépítésük. A lézerek módusairól.

1.4.1. Lézerek működési elve, a populációinverzió.

A lézer szó az angol LASER szóból származik. Ez utóbbi egy mozaikszó: Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation, ami magyarul azt jelenti, hogy: fényerősítés a sugárzás

indukált emissziójával. A lézer működéséhez tehát az szükséges, hogy domináljon az indukált emisszió, és a fény általa erősödjön. Nézzük meg ezeket a feltételeket külön-külön! Először vizsgáljuk meg a spontán módon és indukált emisszióval kibocsájtott fotonok arányát!

$$\frac{N_{\text{foton}}^{\text{sp.em}}}{N_{\text{foton}}^{\text{ind.em}}} = \frac{A_{21}N_2}{B_{21}N_2I(f)} = \frac{Khf^3}{I(f)}$$

Látható, hogy bármilyen f frekvencián létezik egy $I(f)$ intenzitás, amelynél a kétféle módon kibocsájtott fotonok száma megegyezik. Ennél kisebb intenzitásnál mindig a spontán emisszió, fölötte az indukált emisszió dominál. Ez a kritikus intenzitás azonban a frekvencia köbével arányos. Tehát kis frekvenciákon (pl: mikrohullám) már igen kis intenzitásnál is az indukált emisszió dominál. Nagyobb frekvenciákon (pl. UV sugárzás) azonban a spontán emisszió dominanciája csak igen nagy intenzitásoknál szűnik meg. A képlet alapján megérthetjük azt is, hogy miért a mikrohullámú tartományban működött először az indukált emisszió alapuló erősítés. (A lézerek elődjeinek tekinthető MASER-ek nevének első betűje a mikrohullámra utal.)

Tekintsük most az emittált és abszorbeált fotonok számának arányát!

$$\frac{N_{\text{foton}}^{\text{sp.em}} + N_{\text{foton}}^{\text{ind.em}}}{N_{\text{foton}}^{\text{absz}}} = \frac{A_{21}N_2 + BN_2I(f)}{BN_1I(f)} \rightarrow \frac{BN_2I(f)}{BN_1I(f)} = \frac{N_2}{N_1}$$

Van olyan nagy fényintenzitás, amelynél a számláló első tagja elhanyagolható a második mellett, azaz a spontán emisszióval már nem kell számolni. Akkor ez a hányados egyszerűsödik és végeredményben a gerjesztett és az alapállapotú atomok számának az arányához tart. Ha tehát több az alapállapotú atom, mint a gerjesztett, akkor több az abszorpció, mint az emisszió. A fotonok száma fogy, a sugárzás elnyelődik az anyagban. Ha a gerjesztett atomok száma nagyobb, akkor az emisszió meghaladja az abszorpciót, a sugárzás az anyagban erősödik.

Hőmérsékleti egyensúlyban közelítőleg érvényes a Boltzmann-eloszlás, tehát alapállapotban mindig több atom található ($N_1 > N_2$). Ebben az állapotban – amit normál populációnak nevezhetünk – tehát dominál az abszorpció, a fény az anyagban elnyelődik.

Ha a helyzet fordított, azaz a gerjesztett állapotú atomok vannak többségben ($N_1 < N_2$), akkor viszont az anyagba belépő sugárzás erősödik. Ilyet a hétköznapi életben nem szoktunk tapasztalni, ez a fordított állapot „magától” nem szokott bekövetkezni. Nagyon különleges anyagokban különleges körülmények között azonban megvalósíthatjuk ezt a fordított populációt, amit szokás populációinverzióknak is nevezni. A populációinverzió tehát a sugárzás közegbeli erősödésének alapvető feltétele. (De önmagában ez nem elegendő, hisz kis intenzitásnál a spontán emisszióval is számolni kell.)

A fény a közegben tehát akkor erősödik, ha az emissziók száma meghaladja az abszorpciókét, azaz a nettó emisszió pozitív:

$$\Delta N_{\text{foton}} = N_{\text{foton}}^{\text{ind. em}} - N_{\text{foton}}^{\text{absz}} = B_{21}N_2I(f) - B_{12}N_1I(f) = B \cdot I(f)(N_2 - N_1)$$

A fotonok száma nyilvánvalóan arányos a fény intenzitásával. A fotonszám (vagy fényintenzitás) növekedését Δt időtartamra vagy az ez alatt a fény által megtett Δx útra is vonatkoztathatjuk. A fényintenzitás egységnyi úton történő növekedése tehát arányos a fény intenzitása mellett a gerjesztett és alapállapotbeli atomok számának a különbségével:

$$\frac{\Delta I}{\Delta x} = C \cdot I \cdot (N_2 - N_1).$$

A differenciák differenciálokra történő átírása és az átrendezés után kapott differenciálegyenlet:

$$\frac{dI}{I} = C \cdot (N_2 - N_1) \cdot dx$$

A differenciálegyenlet megoldása exponenciális függvény lesz, tehát a lézer anyagában megtett útja függvényében a sugárzás exponenciálisan erősödik:

$$I = I_0 e^{C \cdot (N_2 - N_1) \cdot x}.$$

(Az erősödés természetesen csak $N_2 > N_1$ esetre (populációinverzió) igaz, $N_2 < N_1$ esetén (normál populáció) a sugárzás a közegben exponenciálisan gyengül.)

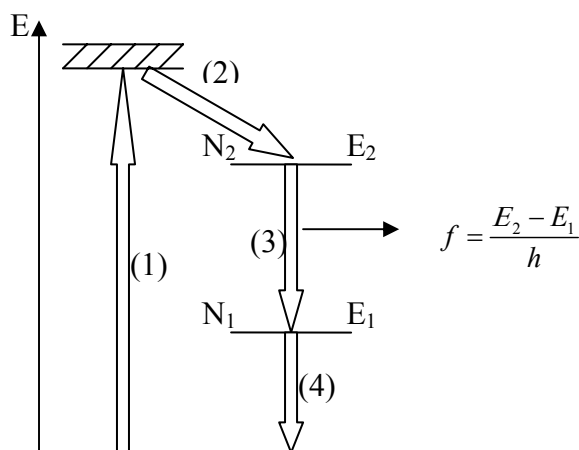
Az exponenciális erősödés nem tart a végtelenségig, nagy intenzitásoknál az indukált emisszió lecsökkenti N_2 -t. Ez a csökkenés határesetben N_1 -ig tarthat, ekkor az indukált emisszió egyensúlyba kerül az abszorpcióval, a sugárzás nem erősödik tovább.

1.4.2. A lézerek négy energiaszintje

A populációinverziót igen nehéz (talán lehetetlen) lenne megvalósítani egy olyan rendszerben, amely csak két energiaszinttel rendelkező atomokból áll.

A lézerműködéshez elengedhetetlenül szükséges populációinverzió csak a termikus egyensúlytól távoli rendszerekben valósulhat meg. Ilyen rendszert csak úgy hozhatunk létre, hogy a rendszerbe folyamatosan energiát táplálunk. A bevitt energiával az atomi elektronokat szelektív módon magasabban gerjesztett állapotokba juttatjuk. Ezek az elektronok aztán egyre kisebb energiájú gerjesztett állapotokon keresztül törekednek az alapállapotba jutni. E folyamat során a hosszabb

élettartamú gerjesztett állapotokban (amelyeket metastabil állapotoknak nevezzük) nyilvánvalóan több elektron tartózkodik, mint a rövidebb élettartamúakban. Ha közülük a hosszabb élettartamú nívó van feljebb, akkor a populációinverziót e két szint között máris megvalósítottuk. Ehhez azonban valóságos rendszerekben több energiaszintre is szükség van, a tipikus lézerben minimálisan négy energiaszint van, amelyekhez négy elemi energiaátadó lépés tartozik.



1.4.2. ábra: A lézerek négy energiaszintje és a négy elemi energiaátadó lépés

Az (1) lépésben az atomot valamilyen hatékony és szelektív mechanizmus segítségével egy, a lézernívók fölötti (esetleg azzal egybeeső energiájú) szintre juttatjuk. Erről a szintről (esetleg szintekről) az elektronok igen gyorsan a felső lézerszintre jutnak. Ez a (2) jelű lépés legtöbbször sugárzásmentes átmenet, a közben felszabadult energia a lézeranyagot melegíti. Ezt követi az E_2 és E_1 szintek közötti lézerátmenet (3), amely során a lézerfényt alkotó fotonok egyike is kisugárzódik. A populációinverzió akkor állhat fenn, ha az alsó lézerszint igen gyorsan kiürül (4). Az ilyen típusú energiadiagrammal rendelkező lézereket négyszintű lézereknek nevezzük.

Egyes lézerekben ez (4) lépés hiányozhat (azaz az alsó lézerszint az alapállapot), ekkor a populációinverzió megvalósítása sokkal nehezebb. Ez utóbbi esetben a lézer háromszintű.

1.4.3. A gerjesztés módjai

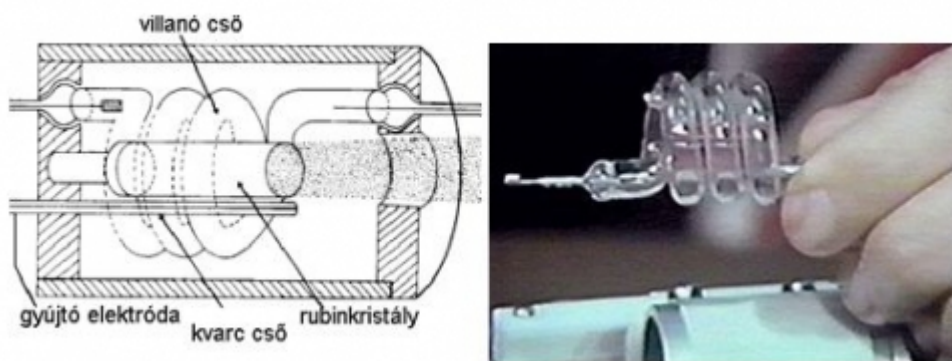
Gerjesztés fényel

Ha a lézeranyag – amelyben tehát a populációinverzió megvalósul és ezáltal a fény indukált emisszió révén erősödik – szilárd fázisú, akkor a gerjesztési energiát általában fény formájában visszük be a közegbe. Az (1) lépés tehát a fény abszorpciója, amelynek során a foton teljes energiája átadódik az atomnak. A foton energiájának tehát pontosan meg kell egyeznie az (1) lépés

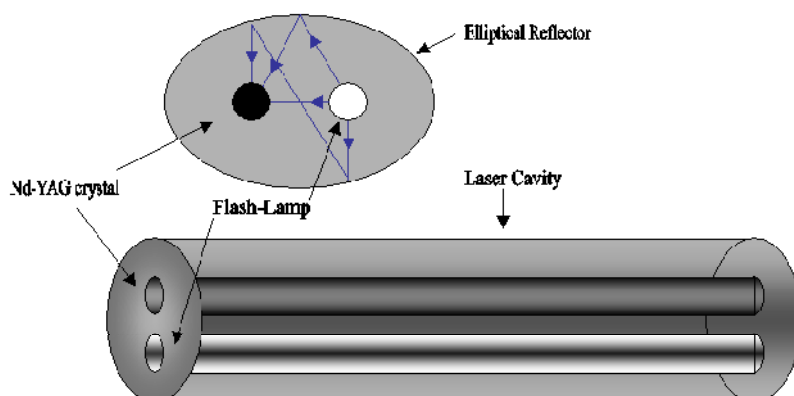
felső és alsó energia szintjeinek különbségeivel. A gerjesztés akkor hatékony, ha a fotonok zöme megfelelő energiájú. Tehát például fehér fény esetén a felső nívónak nagyon szélesnek kell lennie. Ha a felső nívó keskeny, akkor viszont közel monokromatikus fényt kell gerjesztéshez használni.

Az első lézerekben a populáció inverziót még nem tudták folyamatosan fenntartani, a fényt villanólámpa (xenonlámpa) szolgáltatta. Folyamatos működésű (CW = continuous wave) lézereket természetesen folytonos fénnel kell táplálni. Ez ma leginkább LED-del vagy egy másik lézerrel (félvezető lézerrel) lehetséges.

Geometriailag a lámpa csavarvonalaszerűen is körbeveheti a lézeranyagot. Az első működő lézerben, amely rubinlézer volt (Maiman, 1960.), ez történt. Igen hatékony a fény átvitele a lámpából a lézeranyagba, ha ezek egy ellipszoid tükör (ellipszis alapú hasáb) egy-egy fókuszvonalán vannak. (Az ellipszoid tükör egyik fókuszpontjából induló fénysugarak mindegyike eljut a másik fókuszpontba.)



1.4.3.1. ábra: Rubinlézer gerjesztése csavarvonal alakú villanó lámpával



1.4.3.2. ábra: Nd:YAG lézer gerjesztése ellipszoid tükör geometriában

A fenti geometriákban a gerjesztő fényt a lézeryanyagba a kialakuló lézersugárra merőlegesen vezetjük be. Hatékonyabb lehet a gerjesztés, ha a két fénysugár párhuzamos (vagy közel párhuzamos) egymással. Ezt a geometriát – mivel ez elválaszthatatlan a következő fejezetben ismertetendő tükörrezonátortól – itt még nem tudjuk részleteiben tárgyalni.

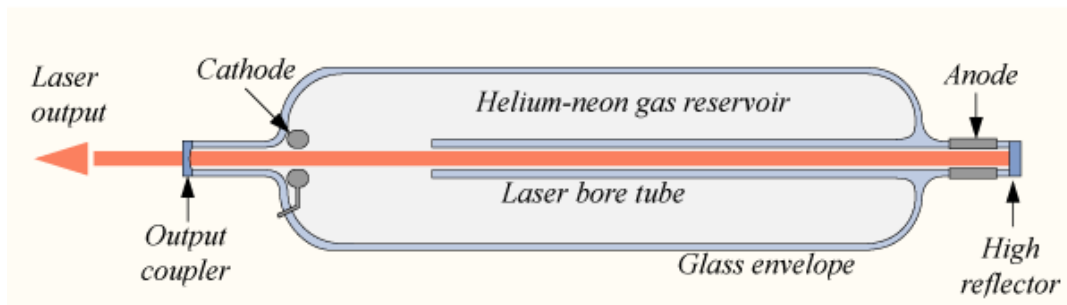
Gerjesztés elektromos kisüléssel (gázban)

Gőzfázisú lézeryanyag esetén – és félvezető lézeryanyag esetén is – a gerjesztési energiát közvetlenül elektromos árammal célszerű a lézeryanyagba bevinni. Ezért a gázlézerek lényegében (a fénycsővekhez hasonló) kisülésű csövek. A kisülés lehet önfenntartó, amikor a töltéshordozók (elektronok és ionok) maguk is a kisülési folyamatokban keletkeznek. De lehetnek nem önfenntartók is, ekkor a töltéshordozókat valamilyen más mechanizmussal kell a lézeryanyagban létrehozni.

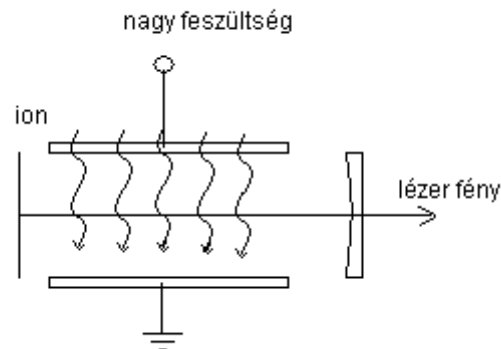
Önfenntartó kisülés csak kis nyomású gázokban lehetséges. Ekkor a gáz annyira ritka, hogy az elektronok két ütközés között az ionizációs energiának megfelelő mozgási energiára tudnak gyorsulni. Az atommal ütköző elektron – a fotonnal ellentétben – nem veszik el az ütközés során, energiája egy részét megtartja. Az ionizációs energiát meghaladó energiájú elektronok – az energiájuktól függő mértékben ugyan, de képesek ionizációra is és/vagy gerjesztésre is. Az ionizáció során elektron keletkezik (ami a kisülés fenntartásához szükséges), a gerjesztés pedig a lézerműködés első lépése. Az önfenntartó kisülést általában a lézer tengelye irányába mutató elektromos térrel (axiális felépítés) valósítják meg.

Nagy nyomású gázban az elektronok szabad úthossza túl kicsi, ezért önálló kisülés bennük nem lehetséges. Ilyenkor a szabad töltéshordozókat más módszerrel (pl. ionizáció UV fényvel, elektronágyú, stb.) kell bevinnünk. Ezekben a lézerekben az elektromos mező iránya általában merőleges a lézer tengelyére (transzverzális elrendezés). A sűrűbb gázban a fotonok természetesen gyorsabban tudnak szaporodni (egységnyi hosszra vonatkoztatva), ezért ezek a lézerek általában nagyobb teljesítményűek. Ezeket a lézereket TEA –lézereknek (Transzverzális Elektromos tér Atmoszférikus nyomás) is nevezik.

Megjegyezzük, hogy a félvezető lézerekben is a lézeryanyagon átfolyó áram által bevitt energia tartja fenn a lézerműködést. Itt azonban a felső lézernívóra nem ütközés révén jutnak fel az elektronok.



1.4.3.3. ábra: Gerjesztés axiális (tengelyirányú) elektromos kisüléssel



1.4.3.4. ábra: Gerjesztés transzverzális (keresztirányú) elektromos kisüléssel

1.4.4. A tükörrezonátor

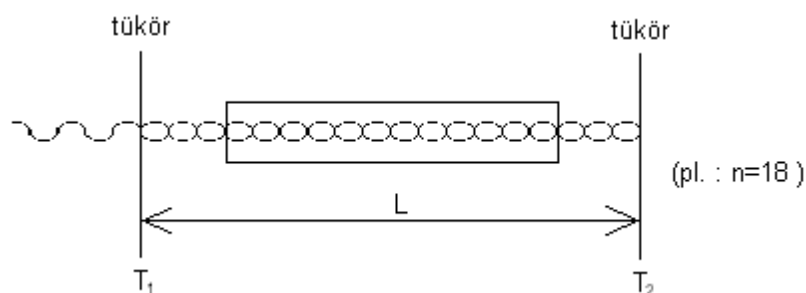
Tételezzük fel, hogy az előző pontokban leírtak mindegyike teljesül. A megfelelő lézeranyagba megfelelő módon energiát pumpálunk és két meghatározott energiaszintre teljesül a populációinverzió feltétele. Ekkor a lézeranyagban elindult megfelelő frekvenciájú sugárzás exponenciálisan erősödik. Az első foton nyilvánvalóan csak spontán emisszióval keletkezhet, de a szaporodása indukált emisszióval történik. Mivel a lézerek tengelye mentén a sugárzás sokkal hosszabb utat tud a lézeranyagban megtenni, mint más irányokban, ezért az ilyen irányú sugárzás erősödik fel a legjobban. Ezt a hatást tovább fokozhatjuk, ha a tengelyre merőlegesen egy tükröt helyezünk el és a sugárzást a lézeranyagba visszajuttatjuk. Ezáltal a sugárzás sokkal hosszabb úton fog erősödni, végleg elnyomva minden más irányú sugárzást. Ha a lézeranyag másik oldalán is elhelyezünk egy tükröt – párhuzamosan az elsővel – akkor az oda-vissza verődések sorozatán keresztül a sugárzás tetszőleges szintig erősödhet. Valójában ez az erősödés nem tart a végtelenig – ahogy korábban is utaltunk rá – mert nagy intenzitásoknál az indukált emisszió lecsökkenti N_2 -t. Ez a csökkenés határesetben N_1 -ig tarthat, ekkor az indukált emisszió egyensúlyba kerül az abszorpcióval, a sugárzás nem erősödik tovább.

A két tükör egyikének természetesen félig áteresztőnek kell lennie, hogy a sugárzás egy részét kicsatolhassuk a lézerből, azaz lézersugarat nyerjünk. A másik tükörnek azonban lehetőleg 100 %-os reflexiójának kell lennie (zárótükör). Fontos hangsúlyozni, hogy a lézertechnika tükrői általában nem közönségesek, hanem a vékony réteg interferencián alapuló tükrök. Ezek csak az erősíteni kívánt egyetlen frekvenciát (és szűk környezetét) verik vissza – de azt 100 %-osan – a többit átengedik. Ezáltal a gerjesztő fény a tükrön keresztül is becsatolható a lézeranyagba, a lézer működéséhez nem szükséges fotonok viszont ugyanitt erősödés nélkül elhagyják azt.

Ismeretes, hogy a belső és visszavert hullámok interferenciája állóhullámot eredményez. Az állóhullamban a helyfüggés a fázisból az amplitúdóba tevődik át, ami maximális amplitúdójú (duzzadóhely) és zérus amplitúdójú (csomópont) helyeket eredményez a lézer tengelye mentén. Mivel a tükrök felületén mindenképpen csomópont van és két szomszédos csomópont távolsága $\lambda/2$, ezért a két tükör távolsága ennek egész számú többszöröse kell, hogy legyen. Ha a tükrök távolsága (azaz a tükör rezonátor L hossza) ettől eltér, akkor a sugárzás a rezonátorban nem erősödik. A valóságban inkább az a helyzet, hogy a tükör rezonátor a ráeső sugárzásokból a

$$L = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{ahol } n \text{ egész szám})$$

feltételnek megfelelő sugárzásokat szelektív módon felerősíti. Az ábrán egy tükörrezonátor sematikus rajza látható, a bal oldali a félig áteresztő tükör, azaz a kicsatoló tükör. Ebben a rezonátorban csak 18 db félhullám fér el.



1.4.4.1. ábra: A tükörrezonátor sémája

A gyakorlatban n ennél általában sokkal nagyobb, például egy 0,3 m-es rezonátorban a 633 nm hullámhosszú vörös fényből kb. 948 ezer félhullám fér el.

A tükörrezonátor ettől a példaként adott hosszától sokkal rövidebb (pl. koronglézer) és sokkal hosszabb (pl. szállézer vagy fiberlézer) is lehet. Ez utóbbi lézerekben a megfelelően adalékolt vékony üvegszál (vagy más anyag) a lézeranyag és egyben a tükörrezonátor is. A tükrök szerepét a

szálvégek periodikus törésmutatójú tartománya játssza. Az üvegszálból a fény oldalt nem tud kilépni, a tükrörezonátor tehát föl is tekerceselhető, ami jelentősen csökkentheti a lézer helyigényét.

A tükrörezonátort – különösen az elektromérnöki személet szerint – felfoghatjuk úgy is, hogy ez szolgáltatja az erősítő visszacsatolását. Ez a visszacsatolás a rezonanciafrekvenciákon pozitív, ilyenkor az erősítő „begerjed”, más frekvenciákon a visszacsatolás negatív. A lézert általában pozitívan visszacsatolt rezgéskeltőként és nem külső, gyenge jelek erősítésére használjuk.

A tükrörezonátor a lézerműködésnek nem elengedhetetlen feltétele. Vannak olyan lézerek, amelyek nem tartalmazzák (pl. röntgen-lézer).

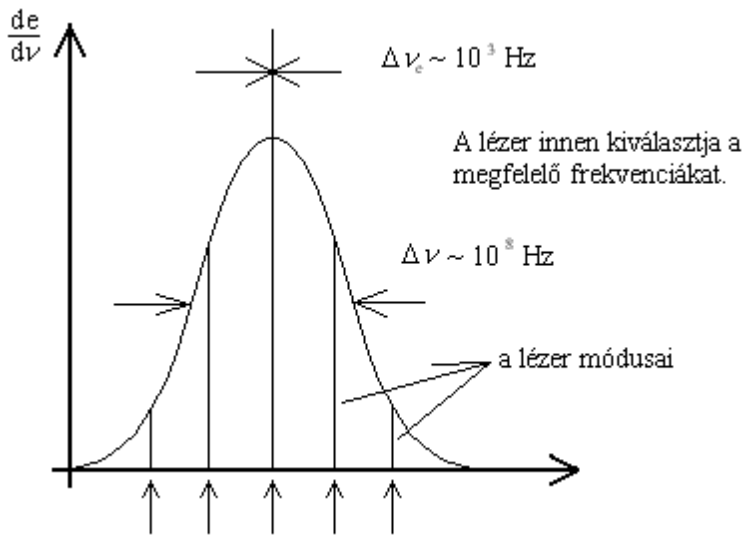
A tükrörezonátor hatása a lézerfény frekvenciájának a kiszélesedésére

A fenti képletben a hullámhosszat frekvenciára is átírhatjuk ($f = c/\lambda$), ekkor, ahol n egész szám. Kifejezve a frekvenciát $f = n \cdot c / (2L)$ azt kapjuk, hogy a rezonátor által erősített frekvenciák közötti távolság (azaz két szomszédos longitudinális módus frekvencia távolsága):

$$f_{n+1} - f_n = \Delta f_{long} = (n+1 - n)c / (2L) = c / (2L).$$

A fenti adatokkal ez a frekvencia távolság éppen $5 \cdot 10^8$ Hz. Tehát a tükrörezonátor egymástól 500 MHz távolságra lévő frekvenciákat fog erősíteni. Vegyük észre, hogy ez a frekvencia távolság ugyan kb. hat nagyságrenddel kisebb az optikai frekvenciáknál, de nagyobb a tipikus természetes vonalszélességnél. Véletlenszerűen választott rezonátorhossz esetén tehát előfordulhat az, hogy az erősíteni kívánt frekvencia éppen két módus közé esik, és a lézer az adott rezonátorhosszal nem működik.

A valóságban azonban ez ritkán fordul elő, mert a spektrumvonalak sokkal szélesebbek a természetes vonalszélességnél. Ennek az oka pedig az atomok hőmozgása miatti Doppler-kiszélesedés. Ha az atom haladási irányában bocsátja ki a fotont, akkor a nyugvó megfigyelő a foton frekvenciáját nagyobbak, ellenkező esetben pedig kisebbnek érzékeli. A relatív frekvenciaváltozás közelítőleg v/c , ami szobahőmérsékleten közepes tömegű atomokra átlagosan kb. 10^{-6} körül lehet. Azaz a Doppler-effektus már szobahőmérsékleten is a módus távolsággal egyezőre (vagy azzal nagyobbra) szélesíti a lézernívót. Ezen a szélesebb frekvenciatartományon a tükrörezonátor egy vagy néhány frekvenciát erősíteni fog, ezek lesznek a lézer longitudinális (hosszirányú) módusai. Egy-egy módus szélessége sokkal kisebb is lehet a természetes vonalszélességnél.



természetes vonalszélesség
 $\Delta f_{\text{nat}} \approx 10^7 \text{ Hz}$
 A Doppler-effektus hatására
 ez kiszélesedik
 $\Delta f_{\text{Doppler}} \approx 10^9 \text{ Hz}$
 a longitudinális
 lézermódusok frekvencia
 távolsága
 $\Delta f_{\text{long}} \approx 10^8 \text{ Hz}$
 egy módus kiszélesedése
 tipikusan
 $\Delta f_{\text{lézer}} \approx 10^6 \text{ Hz}$

megfelelnek az $L = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ feltételnek

1.4.4.2. ábra: Lehetséges frekvenciák a tükörrezonátorban

Az ábrán látható spektrumú lézer 5 darab megengedett frekvenciával, azaz 5 db longitudinális módussal rendelkezik. Ezek a módusok nemcsak frekvenciában különböznek, de a fázisaik is függetlenek egymástól. Bizonyos alkalmazásokat (pl. interferencia kísérleteket) ez a tény lehetetlenné tenné, ezekben csak egyetlen longitudinális módus maradhat. Az oldalmódusok elnyomására különböző módszerek ismertek. Használhatunk például interferométert, amely csak az egyik módust engedi át. Másik lehetőség a rövid rezonátor alkalmazása, amellyel a szomszédos módusok olyan távolra kerülhetnek, hogy az erősítési görbe alá közülük csak egy darab fér be.

A $\sigma_k \geq \frac{3 \cdot 10^7}{\Delta f} [m]$ képlet alapján kiszámíthatjuk a fenti frekvencia kiszélesedéseknek

megfelelő koherenciahosszakát is. Ezek szerint a természetes vonalszélességnek megfelelő 3m-es koherenciahosszat a hőmozgás miatti Doppler-kiszélesedés 3 cm-re rontja, viszont a tükörrezonátor (ha csak egyetlen transzverzális módus van) 30m-re javítja.

A tükör rezonátorban a fentebb ismertetett, kettő darab párhuzamosan elhelyezett síktükör helyett gyakran használnak homorú tükröt (tükröket) is. Ezek beállítása könnyebb, stabilabbak, de nagyobb divergenciájú lézernyalábot eredményezhetnek. Stabil lézernyalábot csak bizonyos elrendezésekben kaphatunk, pl:

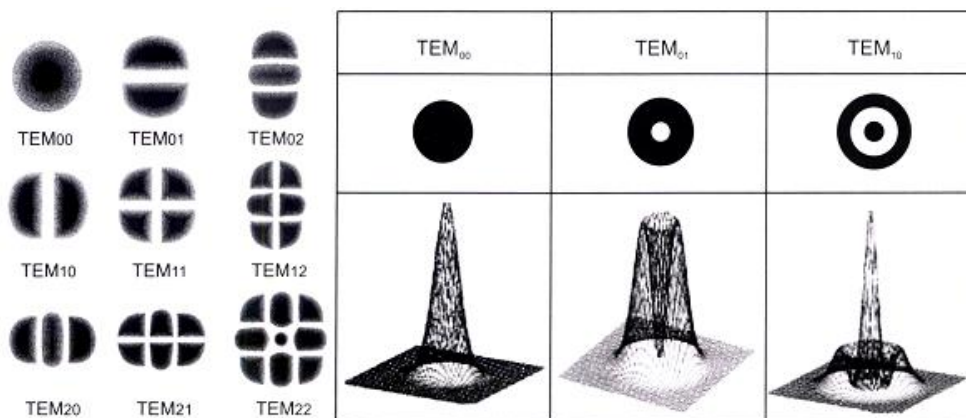
- 2 db homorú tükör konfokális elrendezésben (közös a fókuszuk),
- 2 db homorú tükör koncentrikus elrendezésben (közös a görbületi középpont),
- félgömbi elrendezés (a homorú tükör fókusza a síktükörre esik).

A tükörrezonátorban – függően a tükrök alakjától és méretétől - különféle állóhullám módusok alakulhatnak ki. Ezeket keresztirányú (transzverzális) módusoknak (TEM = Transversal Electromagnetic Mode) nevezzük. A transzverzális módusok leginkább a lézernyaláb keresztirányú intenzitás eloszlásában mutatkoznak meg. A legfontosabb módus az alaplómódus (TEM₀₀) amely egyetlen maximummal rendelkezik és eloszlása a Gauss-függvénnyel jellemezhető:

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{\sigma^2}},$$

a transzverzális alaplómódust ezért Gauss-nyalábnak is nevezik. Ez a módus eredményezi a legkisebb divergenciájú, legjobban fókuszálható nyalábot, sok alkalmazásban más módusa nem is lehet a lézernek.

Vannak azonban más transzverzális módusok is, különösen vastag, nagy teljesítményű lézereknél. Ezeknek keresztirányban több maximumuk van, metszete foltokból, esetleg kör(ök)ből áll, ami nagyobb nyalábdivergenciát eredményezhet. Az 1.4.4.3. ábra néhány keresztirányú módust szemléltet a hozzá tartozó jelölésrendszerrel és az általuk létrehozott energia-eloszlással.



1.4.4.3. ábra: A lehetséges transzverzális módusok két különböző geometriában

A TEM-nél megkülönböztethető polár koordinátarendszerben felvett teljesítmény-eloszlás (TEM_{p1}), illetve derékszögű koordináta rendszer szerinti (TEM_{nm}). Attól függően, hogy milyen a berendezés felépítése, optikai rendszere, a hozzá jobban illeszkedő módus-szerkezetet adják meg. Az indexben szereplő számok a tengelyek mentén a lokális intenzitás minimumok számát jelentik, a végtelenben lévő 0 értéket nem számítva. A TEM₀₀, mindkét rendszerben az ideális Gauss eloszlást jelenti. A TEM indexek megadása mellett a kevert módusokat a sugárminőség és a sugárparaméter jellemzi.

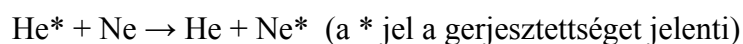
Ha több módus is lehetséges, azok a legtöbb esetben egyszerre vannak jelen a rezonátorban, természetesen – hasonlóan a longitudinális módusokhoz - egymástól független fázissal. Az interferenciás kísérletek tehát nemcsak azt követelik meg, hogy a lézernyaláb egyetlen longitudinális módusból álljon, hanem azt is, hogy transzverzális alaplómódusú legyen.

1.5. A fontosabb lézertípusok konkrét konstrukciói, működésük és jellemzőik

1.5.1. Gázlézerek: a He-Ne és a CO₂ lézer.

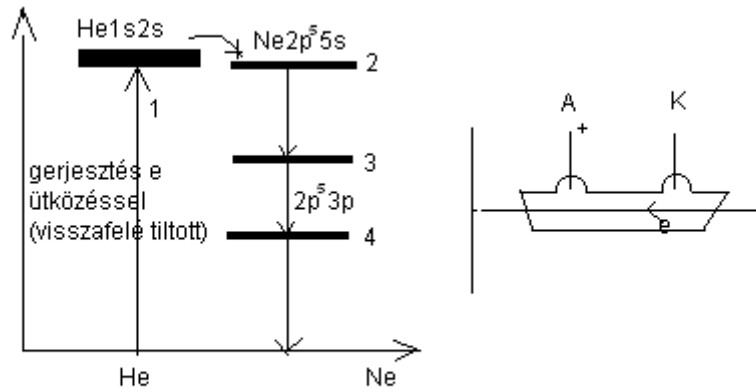
He-Ne lézer

A hélium-neon lézer egy néhány mm vastag és néhány dm hosszú kisülési cső, amelyben kisnyomású (néhány mbar) hélium-neon gázkeverék van, amelyben a hélium és neon aránya tipikusan 7:1. Az elektródák a kisülési cső két végén (vagy annak közelében) vannak elhelyezve, így az elektromos mező axiális. Az elektromos kisülésben az elektronokkal történő ütközések során a gáztatomok gerjesztődnek és ionizálódnak. A legfontosabb gerjesztés a többségben lévő hélium atomoknak az alapállapotból ($1s^2$) az első gerjesztett állapotba ($1s2s$) történő gerjesztése, amelyhez meglehetősen nagy energia szükséges (~20,5 eV). A kialakult gerjesztett állapot metastabil, mert visszafelé az emissziós folyamattal történő átmenet tiltott. Ebben a gerjesztett állapotban tehát a hélium atomok nagyon felszaporodnak. A neonatomnak azonban van egy pontosan ilyen energiájú gerjesztett állapota ($2p^55s$), amelynek ez a gerjesztési energia ütközéssel átadható. Ezt az ütközési folyamatot szokás másodfajú ütközésnek is nevezni:



A héliumatomok tehát másodfajú ütközéssel jutnak vissza az alapállapotba, a 20,5 eV-es gerjesztési energiák pedig (szinte kivétel nélkül) a neon atomokhoz jutnak. A neon atomok pedig nem adják vissza, mert a $2p^55s$ állapotuk viszonylag gyorsan elbomlik.

Fontos hangsúlyozni, hogy a másodfajú ütközés következtében a neonatomok úgy tudnak a $2p^55s$ gerjesztett állapotba kerülni, hogy az alacsonyabb energiájú gerjesztett állapotokat kihagyják. Elvben ugyan a neon $2p^55s$ gerjesztése közvetlenül elektronütközéssel is bekövetkezhet (és ekkor az alsóbb állapotok is gerjednek), de ez a neon kis aránya miatt kisebb valószínűségű.



1.5.1.1. ábra: A He-Ne lézer energiaszintjei

A populációinverzió tehát, a kisebbségben lévő neonatomok két olyan magasan gerjesztett állapota között valósulhat meg, ahol az alsó nível rövidebb élettartamú. A mai He-Ne lézerekben a $2p^55s$ állapot jelenti a felső lézernívót, a $2p^53p$ pedig az alsót, a közöttük történő átmenet során a lézer 633 nm hullámhosszúságú vörös színű fényt bocsájt ki. Mint említettük, az alsó lézernívó (a $2p^53p$ állapoton keresztül) gyorsan kiürül. Az elmondottakból következik, hogy a He-Ne lézer négyszintű (alapállapot, He($1s2s$), Ne($2p^55s$), Ne($2p^53p$)) és folytonos üzemű.

Ennek a lézer típusnak a hátránya, hogy nagyon magasan van a He $1s2s$ gerjesztett állapota (20,5 eV), a lézer foton energiája ennél éppen egy nagyságrenddel kisebb (~2,0 eV). Ez a tény eleve 10% alá viszi a hatásfokot. Számos itt nem részletezett atomfizikai folyamat ennek a töredékére csökkenti az elvi hatásfokot, a gyakorlati hatásfok pedig az 1%-ot sem éri el. A He-Ne lézerek általában csak néhány mW teljesítményűek.

A nemesgáz töltés nagy előnye, hogy az a lézerműködés során nem használódik el, nem keletkeznek a lézerműködést károsan befolyásoló a lézertől eltávolítandó vegyületek

Ha a rezonátor tükröket a kisülési csövön kívül helyezzük el, akkor célszerű a cső végeit Brewster szögben levágni. Ekkor a fény sokszoros áthaladás után a beesési síkban polárossá válik. Ezáltal a lézer működése stabilabb lesz, továbbá számos esetben a lineárisan poláros lézerfény alkalmazása is kedvezőbb.

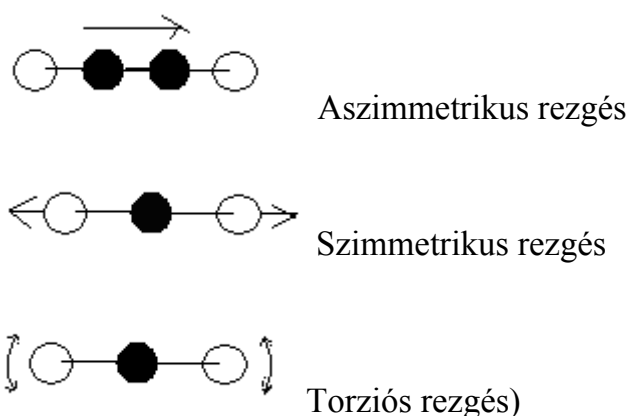
A CO₂ lézer

A molekuláris lézerekben a gerjesztés nem az atomi héjakon, hanem az ennél sokkal kisebb molekuláris energiaszinteken történik. Ezek az energiaszintek a molekulák forgásából (rotációs energiaszintek) és rezgéséből (vibrációs energiaszintek) származnak. A vibrációs szintek tipikusan néhány tized eV-nyi energiával gerjeszthetők, a rotációs szintek ennek századával. A rotációs szintek tehát igen közel vannak egymáshoz, ezeket az energiákat gyakran folytonosnak tekintjük és sávós energiaszerkezetről beszélünk. A hőmozgás energiája szobahőmérsékleten sokkal nagyobb a rotációs szintek különbségénél, de kisebb, mint a vibrációs szintek energiája. Tehát mondhatjuk, hogy szobahőmérsékleten a molekulák forognak, de még nem (vagy alig) rezegnek.

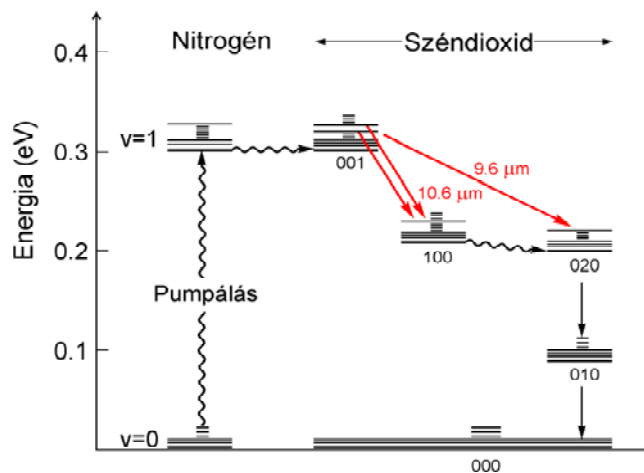
A szén-dioxid molekula háromféle rezgési módusban rezeghet. A legkisebb energiájú (~ 0,1 eV) a torziós rezgés, amikor az atomok a molekula tengelyére merőlegesen rezegnek, periodikusan v betűt formázva. Ennél nagyobb energiájú (~ 0,2 eV) a molekulatengely irányába eső szimmetrikus rezgés, amelyben a két szélső oxigénatom rezeg, de a középén lévő szénatom nyugalomban van. A legnagyobb energiájú (~ 0,3 eV) rezgési módus az aszimmetrikus rezgés, amelyben a középső szénatom rezeg a molekulatengely mentén. (Ilyenkor persze az oxigén atomok ellenütemben mozognak, hogy a tömegközéppont nyugalomban legyen.)

A lézer rezonátorába adagolt nitrogéngáz (N_2) a CO_2 molekulák aszimmetrikus rezgési szintre való szelektív gerjesztését eredményezi. Ez a folyamat nagyban hasonlít a hélium-neon lézernél leírt másodfajú ütközéshez.

A lézerműködés az aszimmetrikus és szimmetrikus rezgési módusok bizonyos forgási szintjei között jön létre. A kibocsájtott sugárzás hullámhossza – a kb. 0,1 eV energiakülönbségnek megfelelően – 10,6 μm , amely a távoli infravörös tartományba esik. A $N_2 - CO_2$ keverékhez adagolt segédgázok (pl. hélium, vízgőz) segítik az alsó lézernívó kiürülését és hűtik a gázkeveréket.



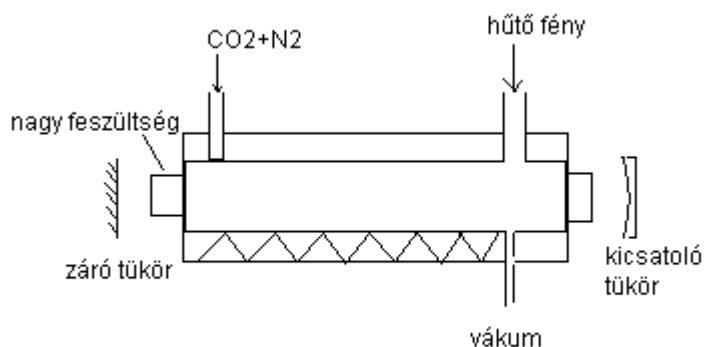
1.5.1.2. ábra: A CO_2 molekula lehetséges rezgései



1.5.1.3. ábra: A CO₂ lézer energiaszintjei

Az elmondottakból következik, hogy a CO₂ lézer is négyszintű (alapállapot, N₂(vibr), CO₂ (aszimm.), CO₂ (szimm.)) és képes a folytonos üzemre.

A széndioxid lézer nagy hatásfokú, mert a gerjesztés igen kis energiát igényel és ennek az energiának a nagy része átadódik a lézernyalábra. A lézernyaláb teljesítménye igen nagy is lehet (~10 kW), különösen a nagy nyomású verziókban (TEA lézerek). A hatalmas teljesítmény intenzív vízhűtést tesz szükségessé, hogy a lézerműködés hőmérséklete a szobahőmérséklet közelében maradjon. A molekulák a gázkisülésben széteshetnek, más molekulákká egyesülhetnek, amelyek gátolhatják a lézerműködést. Ezért CO₂ lézerben – hasonlóan a többi molekuláris lézerhez – gondoskodni kell a friss gáz folyamatos be- és az elhasznált gáz folyamatos kiáramoltatásáról.

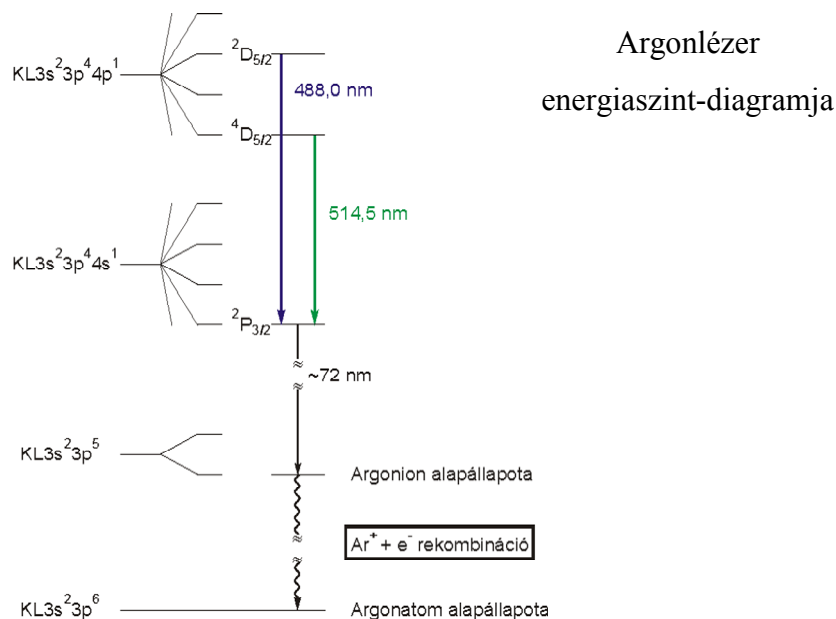


1.5.1.4. ábra: A CO₂ TEA lézer vázlata

1.5.2. Ionlézerek: az argon-ion lézer.

Az ionlézerekben a lézernívókat a gerjesztett ionállapotok jelentik. Az egyes állapotok elektronütközéssel történő gerjesztésének hatékonysága igen eltérő lehet, és nagyon eltérő lehet az állapotok élettartama is. Ezek következtében könnyen előfordulhat, hogy egy nagyobb energiájú gerjesztett ionállapotban feldúsul az ionok száma, míg valamelyik alatta lévő szinten lecsökken. A legtöbb ionfajta esetében találhatunk ilyen populációinverzióra hajlamos energiaszint kettőst.

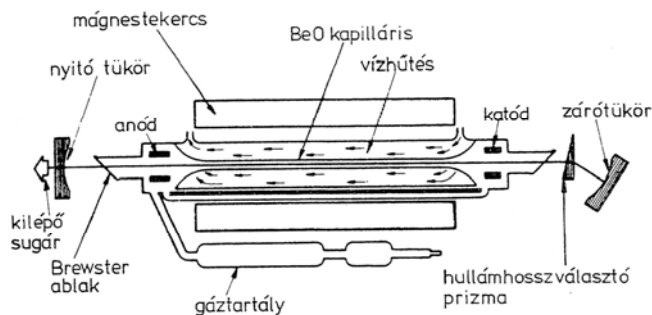
Az ionlézerek talán legfontosabb képviselője az argon-ion lézer. Mint tudjuk az argon alapállapotú elektronkonfigurációja $3p^6$, az argon-ioné $3p^5$, a legfontosabb gerjesztett argon-ionoké pedig $3p^4 4s$ és $3p^4 4p$. Ezek a szintek valójában – a $3p$ és a $4s$ vagy $4p$ elektronok perđületeinek különböző kapcsolódásai miatt – sok egymáshoz közeli szintet jelentenek. A $3p^4 4p$ állapotok populációja – atomfizikai okok miatt – általában nagyobb mint a $3p^4 4s$ állapotoké, így köztük folyamatosan populációinverzió áll fenn.



1.5.2.1. ábra: Az argon-ion lézer energiaszintjei

Az argon-ion lézer nagyobb teljesítménnyel a 488 nm-es (kék) és az 514,5 nm-es (zöld) hullámhosszakon tud működni. Vannak más, kisebb teljesítményű hullámhosszai is (pl. 457,9 nm (ibolya)). Ezek külön-külön és együttesen is működhetnek, ez utóbbi esetben az argon-ion lézer fénye kékesfehér. Az elmondottakból következik, hogy ez a lézer négy szintű ($3p^6$, $3p^5$, $3p^4 4s$ és $3p^4 4p$) és folytonos üzemű.

Az argon-ion lézer működéséhez arra is szükség van, hogy a gerjesztett ionállapotok nagy koncentrációban legyenek jelen. Ezt nagy gerjesztő áramsűrűséggel lehet elérni, ami az argont erősen ionizált, magas hőmérsékletű plazma állapotba juttatja. A magas hőmérséklettől a lézercső falát a plazma mágneses térrel történő koncentrációjával lehet valamelyest védeni. A fal ennek ellenére is nagyon felmelegszik, ezért különleges anyagból kell készíteni és erősen kell hűteni.



1.5.2.2. ábra: Az argon-ion lézer felépítése

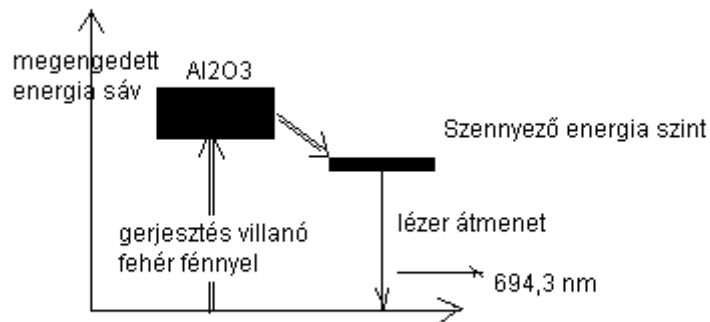
1.5.3. Szilárdtest lézerek: a rubinlézer, a Nd-YAG-lézer.

Rubinlézer

Az első működő lézer a rubinlézer volt, amelyet Maiman 1960-ban épített meg. A lézerközeg egy kb. 10 cm hosszú hengeres alakú szintetikus rubinkristály volt. A tükörrezonátort a henger simára és párhuzamosra csiszolt alakjai jelentették. A kristályt xenon villanólámpával gerjesztették, amely csavarvonalyszerűen körbevette azt.

Mint tudjuk a rubin krómionokkal szennyezett alumínium-oxid (Al_2O_3). Ez a kristály a fehér fény kék-zöld részét nagyon erősen abszorbeálja. A gerjesztés után az elektronok egy széles energiasávba jutnak. Ebből a sávból az elektronok foton kibocsájtásával visszahullhatnak az alapállapotba is, de a többségük egy sugárzásmentes folyamattal közbenső metastabil energiaszintekre kerül. (Sugárzásmentes folyamatban a felszabadult energia a kristályrácsot alkotó atomok rezgési energiáját növeli.) Igen intenzív fényforrással elérhető az, hogy az eredetileg alapállapotú elektronok több mint 50 %-át át pumpáljuk a metastabil állapotokba. Így populációinverzió alakulhat ki (legalábbis egy pillanatra) a metastabil állapotok és az alapállapot között. Az alsó és felső lézernívót tehát ezek az állapotok jelentik. A köztük tartozó átmenethez tartozó fénynek, a rubinlézer mélyvörös fényének a hullámhossza 694,3 nm.

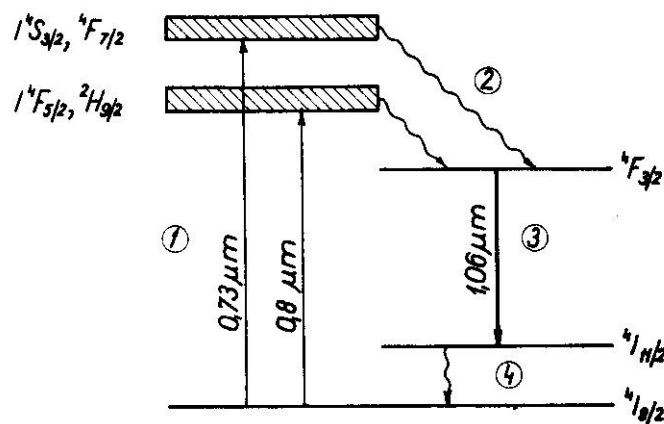
A fentiek alapján a rubinlézer háromszintű (alapállapot, abszorpciós sáv, metastabil állapot), amelyben a folyamatos populációinverziót nehéz megvalósítani. A rubinlézer hatásfoka kicsi, ennek ellenére a teljesítménye egészen nagy is (néhányszor tíz watt) lehet. Ez csak igen nagy teljesítmény betáplálásával lehet elérni, ami viszont folytonos üzemben nem oldható meg. A rubinlézerek tehát impulzus üzeműek.



1.5.3.1. ábra: A rubinlézer energiaszintjei

A Nd:YAG lézer

A rubinlézer legnagyobb hátránya az, hogy háromszintű. Négyszintű lézert úgy nyerhetünk, ha a szennyező króm ionokat neodímium (Nd) ionokra cseréljük, az alumíniumoxid mátrixot pedig üvegre vagy yttrium-alumínium-gránátra (YAG) cseréljük. Ez utóbbi azért kedvezőbb, mert a gránátnak nagyobb a hővezető képessége, ezért jobban hűthető. Az így kapott lézer, amelyet Nd:YAG lézernek nevezünk, talán a legfontosabb szilárdtest lézer, akár hatalmas (~kW) teljesítményre is képes. Az ábra a YAG anyagba ágyazott Nd^{3+} ionok energianívóit mutatja.



1.5.3.2. ábra: A Nd:YAG lézer energiaszintjei

Az (1) gerjesztés a látható és infravörös határán lévő fénnel történik, amely legtöbb esetben LED-ből, illetve félvezető lézerekből származik. (A kiindulásként alkalmazott lézertípusok tulajdonságai igen gyengék a végeredményként kapott lézertípusokéhoz képest.) A (2) folyamat itt is sugárzásmentes átmenetet jelent. A (3) lézertípus során kapott infravörös lézertípus 1064 nm hullámhosszú. Az alsó lézertípus kiürülése (4) szintén sugárzásmentes.

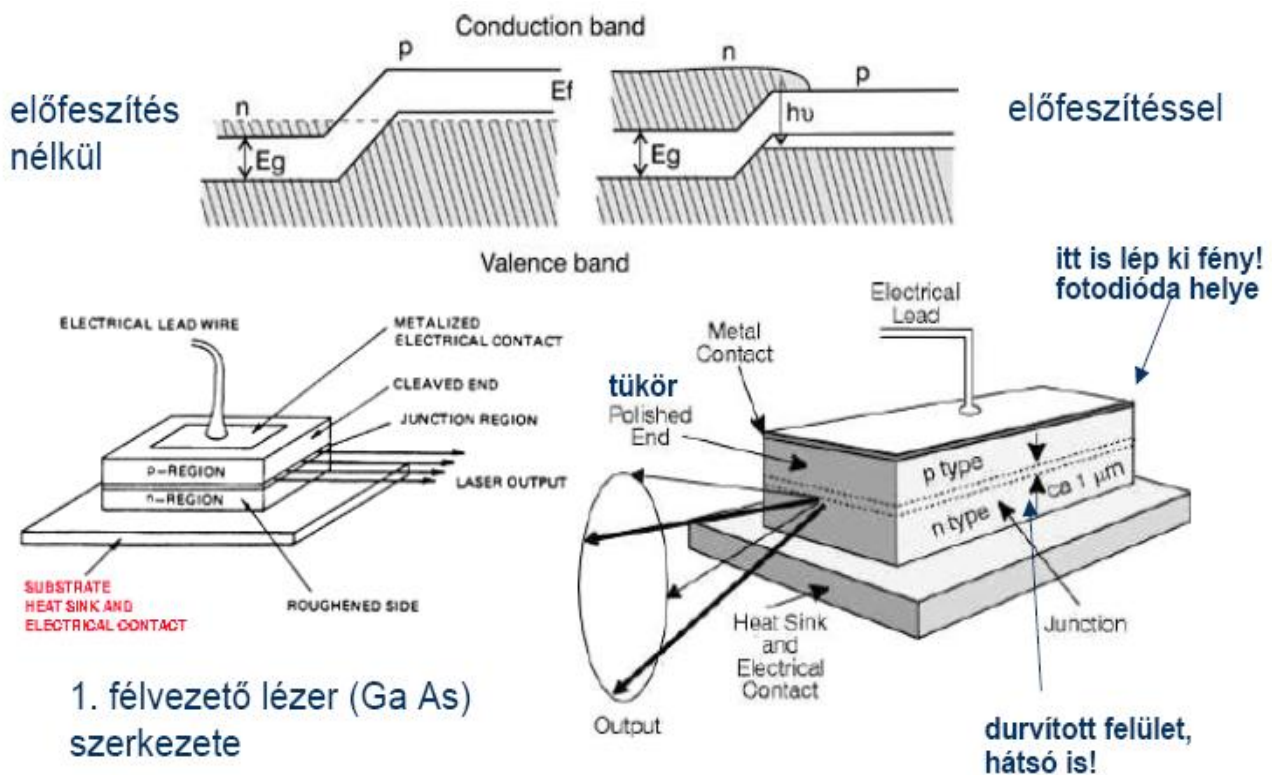
Ezt a lézertípust egy nemlineáris optikai anyaggal frekvencia kettőzéssel (azaz hullámhossz felezéssel) könnyen a láthatóba transzformálhatjuk ($\lambda/2 = 532$ nm, zöld).

1.5.4. A félvezető lézerek.

A leggyakrabban használt lézertípus a félvezető lézer, amelyet gyakran lézertípusnak is nevezünk. Egyszerűbb változata egy „n” típusú és egy „p” típusú félvezető rétegből áll. (Az „n” típusú félvezetőben a legfelső energiasávban (a vezetési sávban) lévő elektronok, a „p” típusú félvezetőben az alatta lévő sávban (a vegyérték sávban) lévő elektron hiányok (lyukak) vezetnek az elektromosságot.) A lézertípus e két réteg közötti néhány mikrométer vastag határrétegben alakul ki. Nyitóirányú áram hatására a határrétegbe az „n” típusú rétegből elektronok a „p” típusú rétegből lyukak áramlanak be. Amikor az elektronok a lyukakba „esnek” a felszabaduló energiát egy foton viszi el. Ez utóbbi azonban csak néhány különleges félvezetőben (a direkt félvezetőben, pl. GaAs) történik meg. A félvezetők többségében a felszabadult energiát a foton nem tudja elvinni, mivel ahhoz nagy lendület is társul. Ezekben a félvezetőben a felszabadult energia rácsrezgéssé alakul, azaz melegíti a határréteget.

Az alkalmas félvezető (pl. GaAs) határrétegében egyesülő lyukak és elektronok tehát fényt bocsátanak ki. Ez a fény azonban indukált emisszió révén csak akkor erősödik, ha populációinverzió áll fenn, azaz a felső sáv alján több elektron tartózkodik, mint az alsó sávban. Ez csak nagy áramsűrűségeknél teljesül, kisebb áramsűrűségeknél nincs inverzió és a fény erősödés nélkül kijön a határrétegből (LED).

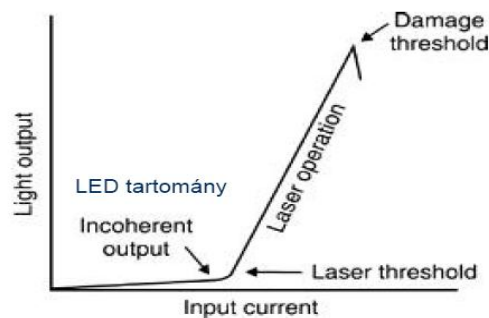
A hatékony erősítéshez tükrörezonátor is kell, ebben a lézertípusban a tükröket a félvezető kristály szigorúan párhuzamosra polírozott véglapjai jelentik. Adott áramsűrűség fölött tehát beindul a lézertípus működés, ekkor a széles spektrum és irányeloszlás hirtelen „összeugrik”.



1. félvezető lézer (Ga As) szerkezete

1.5.4.1. ábra: A félvezető lézer energiaszintjei és felépítése

Az első félvezető lézerek magas áramküszöbűek voltak, csak lehűtve és csak infravörös tartományban működtek. Az újabb ún. heteroátmenetes félvezető lézerek már igen kedvező tulajdonságúak. Ezekben például a „p” és „n” típusú GaAs rétegek között olyan rétegek is vannak, amelyekben a Ga atomok egy részét Al atomokra cserélték ($Ga_{1-x}Al_xAs$). A széles körben használt lézerpointerek is félvezető lézerek, ezek fénye kb. 650 nm-es hullámhosszú és vörös színű.



1.5.4.1. ábra: A LED/félvezető lézer karakterisztikája

1.6. A lézerfény legfontosabb tulajdonságai.

Mint korábban is említettük, a lézerefény lehet folytonos (CW), de lehet impulzus üzemű is. Ez utóbbi esetben a lézerimpulzus hosszát és ismétlődési frekvenciáját is ismernünk kell. A lézersugár – a lézer belső felépítésének megfelelően – lehet polarizált (poláros) és polarizálatlan is. Az alkalmazások jelentős része poláros lézernyalábot követel meg.

A lézersugár további tulajdonságai – irányítottság, monokromatikusság és teljesítmény – tekintetében igen különleges, ami más fényforrások által elérhetetlen.

Általánosságban elmondhatjuk, hogy az irányítottság és monokromatikusság akkor a legkedvezőbb, ha a lézer longitudinális és transzverzális alaplómódusban működik. Ezt a nem kívánatos módusok elnyomásával tudjuk elérni, tehát a teljesítmény ilyenkor nem túl nagy. A nagy teljesítményű lézernyalábok általában sok longitudinális és transzverzális módust tartalmaznak.

Az irányítottságot a lézernyaláb divergenciájával jellemezzük. Ennek minimális mértéke elméletileg

$\alpha \geq \frac{\lambda}{\pi \cdot d}$, amint azt egy korábbi fejezetben levezettük. Ezt az elvi határt csak a transzverzális alaplómódusú (TEM₀₀) lézerek tudják megközelíteni. A divergencia függvénye a lézernyaláb átmérőjének, nyalábtágítással tehát csökkenthető. Kis divergenciájú nyalábok kisebb fokra fókuszálhatók. Első közelítésben a folt átmérője (D) a lencse fókusztávolságának (f) és a nyalábdivergenciának a szorzata: $D \approx \alpha f \geq \frac{\lambda \cdot f}{\pi \cdot d}$

Ennek legkisebb értéke (ha $f \sim \pi d$) a hullámhossz körüli érték.

A monokromatikusságot a lézerefény frekvencia kiszélesedésével jellemezhetjük, ez – egyetlen longitudinális módus esetén – sokkal kisebb lehet a természetes vonalszélességnél is. A keskeny spektrumvonalhoz – amint az egy korábbi fejezetben láttuk – nagy koherenciahossz tartozik. A nagy koherenciahossznak különösen az interferenciás mérésekben van jelentősége. A kis divergencia és kis frekvencia kiszélesedés leginkább a gázlézerek lézerefényét jellemzi, a félvezető lézerek ebben a tekintetben nem kiemelkedőek.

Ha a lézerek teljesítményéről beszélünk, akkor élesen meg kell különböztetnünk a folytonos üzemű lézerek teljesítményét és az impulzusüzemű lézerek csúcsteljesítményét. A folytonos üzemű lézerek közül a kisnyomású gázlézerek (pl. He-Ne) teljesítménye gyakran a mW-ot sem éri el, a nagynyomású CO₂ lézerek és a Nd: YAG lézerek folytonos teljesítménye 10 kW is lehet. Az impulzusüzemű lézerek csúcsteljesítménye erősen függ az impulzusidők hosszától. Nyilvánvaló, hogy adott átlagteljesítmény mellett a csúcsteljesítmény akkor nagyobb, ha az impulzusidő rövidebb. Egy ps (= 10⁻¹² s) impulzusidő esetén a csúcsteljesítmény akár a 10¹⁴ W-ot is elérheti.

A nagy teljesítmény és jól fókuszálhatóság együttesen a fókuszált lézernyalábban különösen nagy teljesítménysűrűséget jelent. Ha például egy 1 kW-os lézernyalábot egy $10 \mu\text{m}^2$ -es foltra fókuszálunk, akkor az 10^{14} W/m^2 teljesítménysűrűséget jelent, amely a Nap felszínén mérhető értéket hat nagyságrenddel meghaladja. Ha pedig a spektrális teljesítménysűrűséget tekintjük, akkor azt is figyelembe kell vennünk, hogy ezt a teljesítményt a lézer keskeny frekvenciatartományban sugározza ki (pl. $\Delta f_{\text{lézer}} \approx 10^8 \text{ Hz}$). Ha ezt a Nap sugárzásának 10^{14} Hz széles spektrumához viszonyítjuk, akkor a lézer a Napot egybilliószorosan (10^{12}) is felülmúlhatja.