Műszaki lézerfizika

2. előadás: A geometriai optika áttekintése

Ismétlés (elektromágneses hullámok)

A látható fény hullámhossz tartománya:

a) néhány nanométer
b) néhány tized nanométer
c) néhány száz mikrométer
d) néhány tized mikrométer

Válasszuk ki azt a hullámhosszat, amelyik infravörös sugárzásnak felel meg!

a) 5 nm
b) 50 nm
c) 500 nm
d) 5000 nm

Az elektromágneses hullámok terjedési sebessége:

a) vákuumban kisebb, mint közegben
b) vákuumban frekvenciafüggő, közegben független tőle
c) vákuumban frekvencia független, közegben függhet tőle
d) arányos a törésmutatóval.

Ismétlés (interferencia)

Mit bizonyítanak az interferenciás kísérletek?

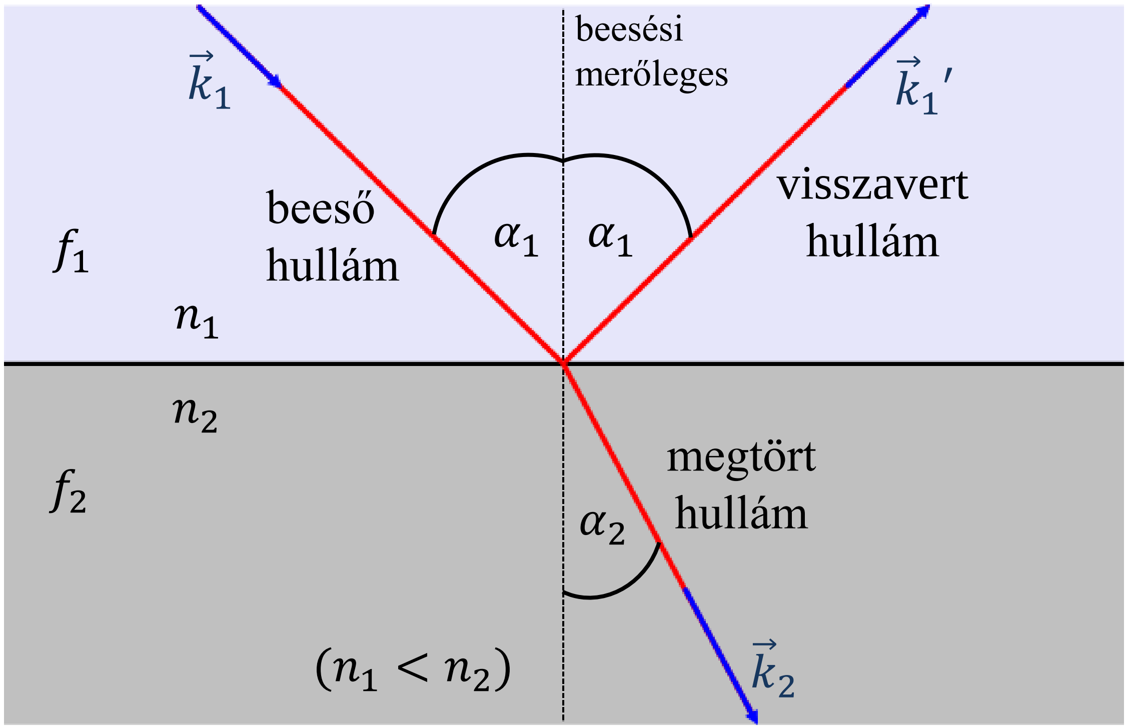
a) a fény részecske természetét
b) a fény hullámtermészetét
c) a transzverzális hullám voltát
d) a fény elektromágneses természetét

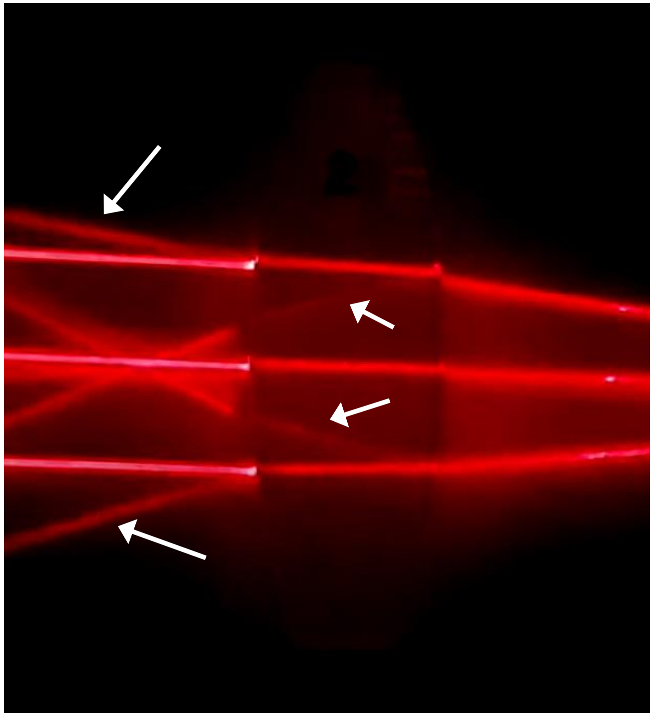
Válasszuk ki a hamis állítást!

a) Két hullám interferenciája során az eredő hullám intenzitása eltér a két hullám intenzitásának összegétől
b) Csak azonos frekvenciájú hullámok interferálhatnak
c) Csak transzverzális hullámok interferálhatnak
d) Az interferencia során az eredő hullám intenzitása akkor maximális, ha a két hullám útkülönbsége a hullámhossz egész számú többszöröse

Hullámok viselkedése két közeg határán

Két különböző közeg határához érve a hullám egy része mindig visszaverődik, a másik része pedig megtörve behatol a másik közegbe. Bizonyos esetekben a hullám teljes mértékben visszaverődik.





A visszaverődési szög megegyezik a beesési szöggel.

A törési szög és beesési szög kapcsolatát a **Snellius-Descartes törvény** adja meg.

A hullám **frekvenciája ugyanaz** a két közegben: $f_1 = f_2 = f$

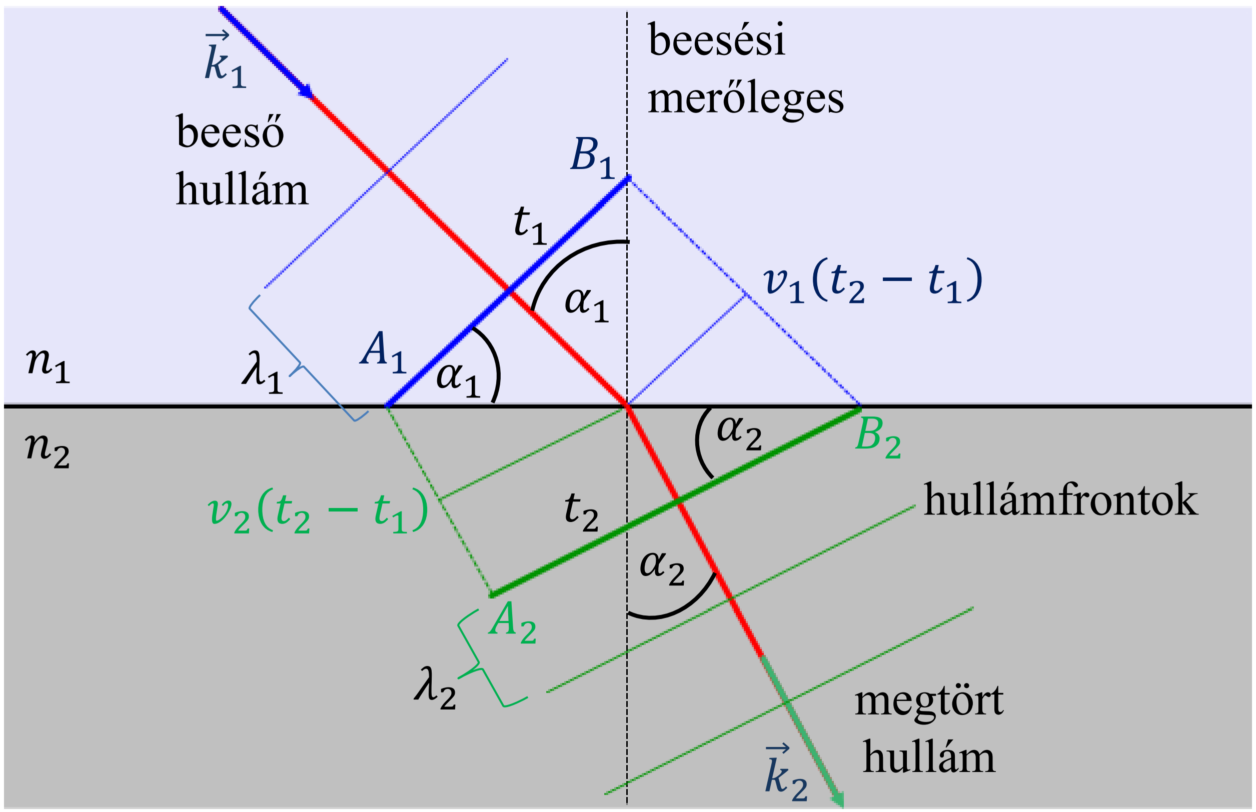
Felhasználva, hogy minden hullám esetén: $v = \lambda f$

A hullámhosszakra: $\lambda_1 = v_1/f$ és $\lambda_2 = v_2/f$ $\rightarrow$ $\dfrac{\lambda_1}{\lambda_2} = \dfrac{v_1/f}{v_2/f} = \dfrac{v_1}{v_2} = \dfrac{n_2}{n_1}$

Tehát a hullámhossz optikailag sűrűbb közegben kisebb.

Snellius-Descartes törvény

Az A_1B_1 vonal jelzi a hullám fázisfelületét a t_1 időpontban.
Az A_2B_2 vonal jelzi a hullám fázisfelületét a t_2 időpontban.



$$\sin\alpha_1 = \frac{v_1(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

$$\sin\alpha_2 = \frac{v_2(t_2 - t_1)}{A_1B_2}$$

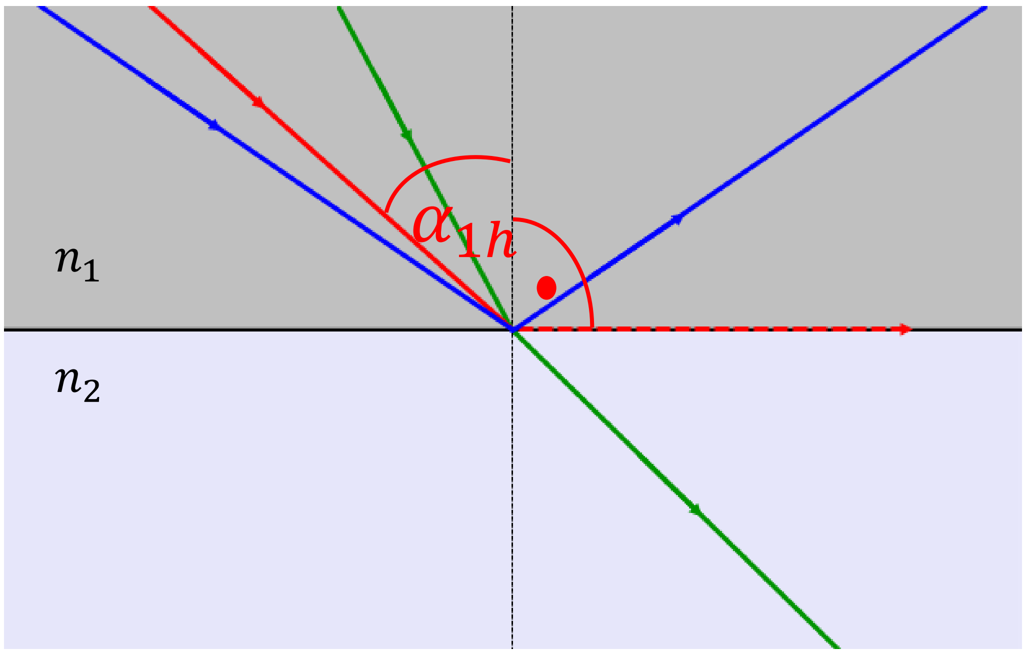
$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

$$\boxed{n_1 \sin\alpha_1 = n_2 \sin\alpha_2}$$

Ha a hullám optikailag sűrűbb közegbe érkezik, akkor a törési szög kisebb, mint a beesési szög.
Ha a hullám optikailag ritkább közegbe érkezik, akkor a törési szög nagyobb, mint a beesési szög.

Teljes visszaverődés

Amikor a hullám optikailag sűrűbb közegből lép át optikailag ritkább közegbe ($n_1 > n_2$), akkor az α_1 beesési szöget növelve a törési szög egyre jobban megközelíti a derékszöget, a megtört hullám intenzitása pedig egyre csökken.
Amikor a beesési szög meghaladja az α_1 határszöget, teljes visszaverődés áll fent.

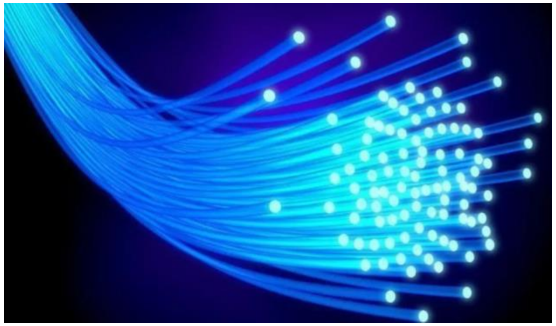


A határszögre:

$$n_1 \sin \alpha_{1h} = n_2 \sin 90°$$

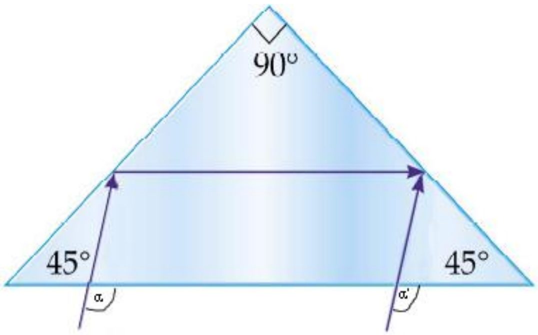
$$\sin \alpha_{1h} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Ezt a jelenséget optikai szálakban hasznosítják.

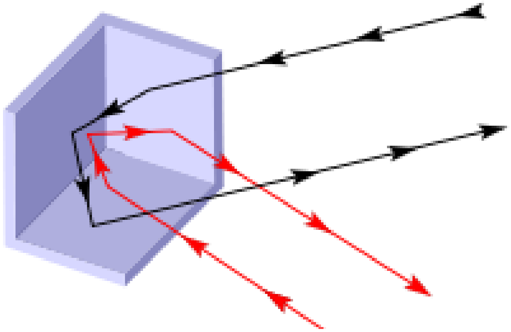


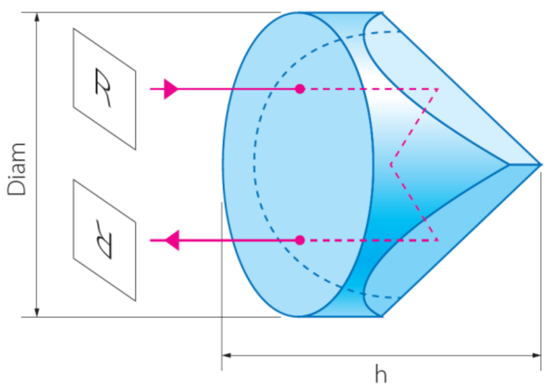
A teljes visszaverődés lézerfizikai alkalmazása: a sarokprizma

Sarokprizma két dimenzióban: **$\alpha=\alpha'$,**
belátható, ugyanabba az irányba veri vissza a fénysugarat amelyből elindult (csak egy picit eltolva)

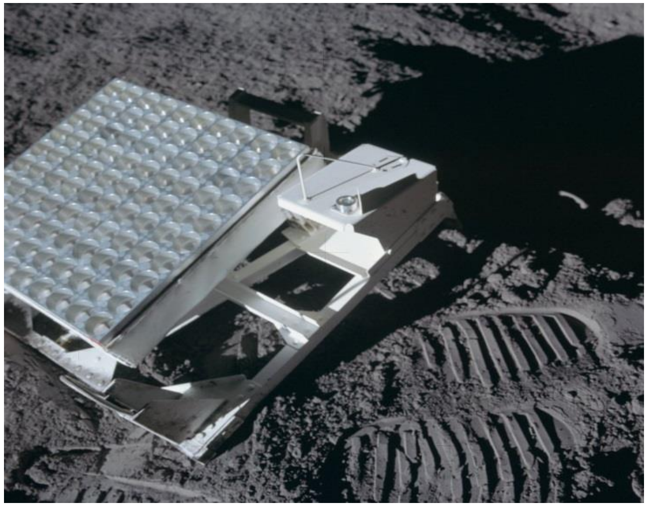


A sarokprizma három dimenzióban is működik (sőt igazán csak ott): retroreflector





Különleges felhasználása: lézertükör a Holdon



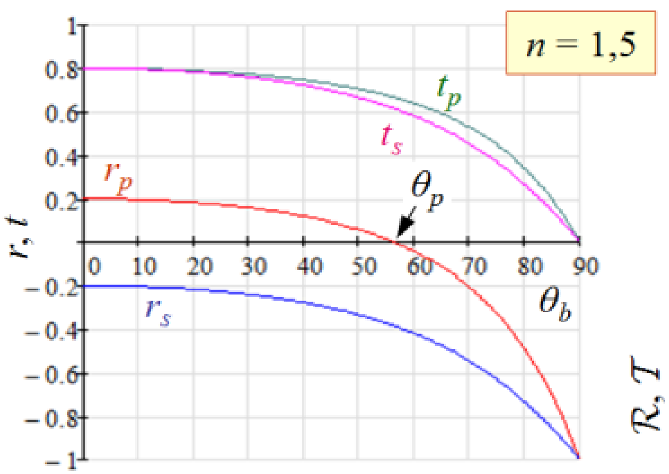
A „macskaszem” is lézertükör (csak pontatlan)

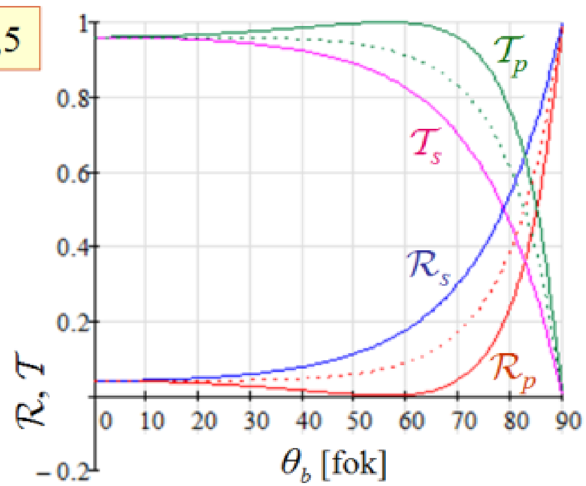
Polarizálás visszaverődéssel

A Brewster-szög jelentése közismert: ha a visszavert és a megtört fénysugár 90°-ot zár be, akkor a visszavert fény lineárisan poláros lesz. Ekkor a beesési szöget polarizációs szögnek vagy Brewster-féle szögnek nevezzük.

$$n_{21} = \frac{\sin\theta_b}{\sin\theta_t} = \frac{\sin\theta_b}{\sin(90^\circ - \theta_b)} = \frac{\sin\theta_b}{\cos\theta_b} = tg\theta_b \qquad \theta_b = tg^{-1} n_{21} = tg^{-1} 1,5 = 56,3^\circ$$

Nézzük ezt meg egy kicsivel részletesebben! Vizsgáljuk meg a beesési síkra merőleges (s) és a beesési síkban lévő (p) komponensek reflexióját és transzmisszióját!

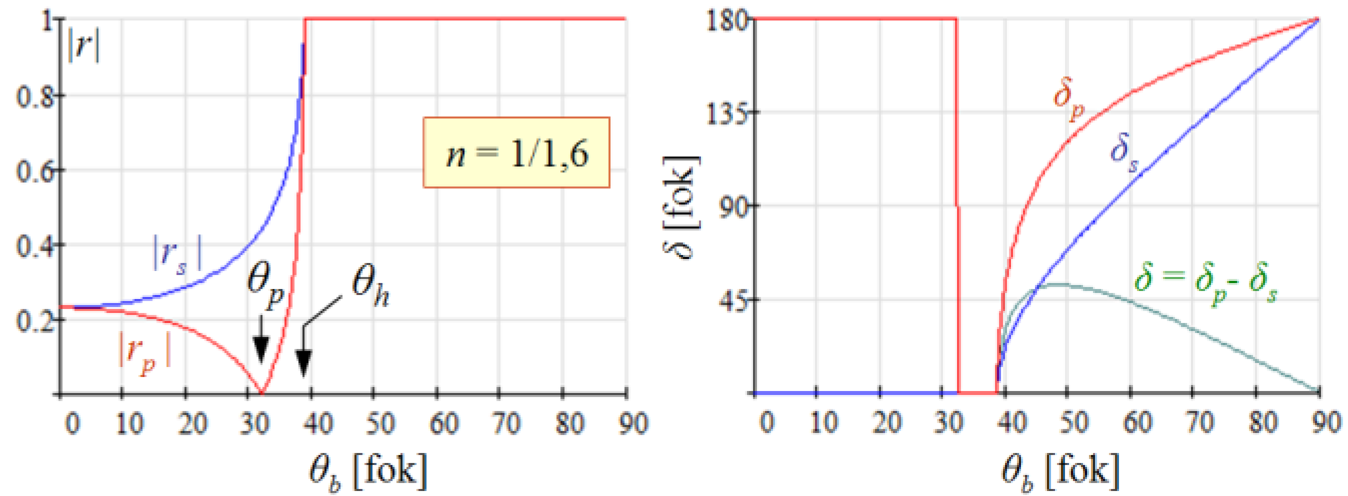




Θ_b-nél a visszavert fs. a beesési síkra merőlegesen polarizált lesz, innentől p-nek fázisugrása lesz. A merőlegesen polarizáltnak végig az van.

Polarizálás visszaverődéssel/2

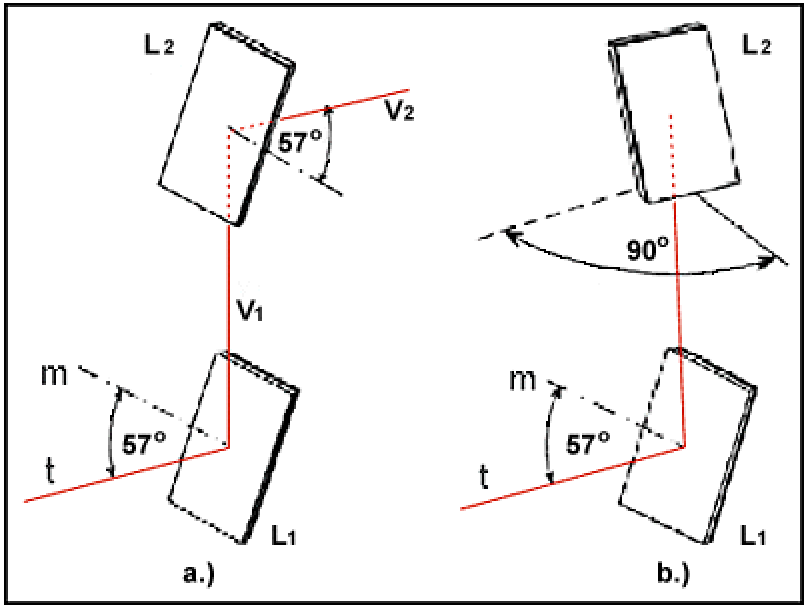
Polarizáció az n < 1 esetben is van: az előbb ismertetett Brewster-féle törvénynek megfelelően a polarizációs szög alatt beeső fény visszaverődve a felületről lineárisan poláros lesz. Egy nagyon lényeges különbség van azonban a két eset között: a beesési szöget növelve, egy bizonyos határszög után az r_p és r_s reflexiós együtthatók komplex értéket vesznek fel. Mindkettőnek az abszolút értéke pontosan egységnyi lesz. Ennek következtében a felület egy tökéletesen visszaverő tükörként viselkedik (teljes visszaverődés).



Az amplitúdók előjelén láthatjuk, hogy a Brewster-szög alatt ilyenkor az s hullám esetén nincs fázisugrás, a p hullám esetén pedig van π fázisugrás. Tehát a fázisugrások pont ellentétesen viselkednek, mint az n > 1 esetben.

Polarizálás visszaverődéssel/3

Ha üveglapra kb. 57°-os beesési szögben fénynyalábot ejtünk, az arról visszaverődő fény síkban polárossá válik. A visszavert fényben az E elektromos térerősség vektorok az üveglemez felületén párhuzamos egyenes mentén rezegnek. A fény síkban poláros voltáról meggyőződhetünk úgy, hogy az első lemezről (a polarizátorról) visszaverődő fény útjába egy második üveglemezt (analizátor) helyezünk, amelyre ismét 57 º-os beesési szögben érkezik a fénysugár.



ha a polarizátor és analizátor síkja párhuzamos, a felső lemezről visszaverődik a fény.

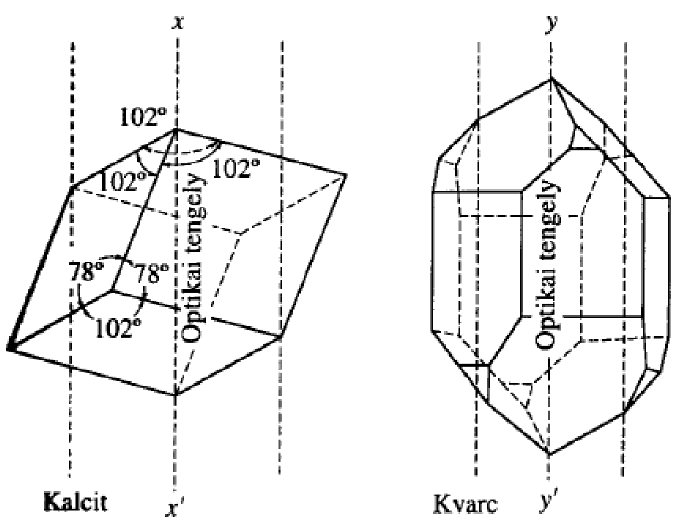
Ha az analizátort elforgatjuk, a visszaverődő fény intenzitása nullára csökken

(Malus kísérlete, 1809)

Kettős törés

Erasmus Bartholinus dán professzor a kereskedőktől kapott egy átlátszó kristályt, úgynevezett **izlandi pát**ot (mészpát v. nagykristályos kalcit), amelyen keresztülnézve meglepve tapasztalta, hogy a tárgyaknak kettős képe látszik.

A legtöbb kristály **optikailag anizotrop**, amely azt jelenti, hogy a fizikai tulajdonságok szempontjából az irányok nem egyenértékűek, így bizonyos fizikai mennyiséget irányfüggőek lehetnek. Az ilyen **kristályra eső természetes fény két, egymásra merőleges síkban poláros sugárra bomlik**. Egyetlen (esetleg két) olyan irány van csupán, amelyben a természetes fény változás nélkül halad: ezt az irányt a kristály **optikai tengely**ének nevezzük. A természetes fénysugár a kristályban irány szerint is kettéválik. Ez alól csak az optikai tengely irányában és az erre merőleges irányban haladó sugarak kivételek.



Kettős törés/2

A mészpát számos királyformában megtalálható a természetben, de leginkább romboéder formára hasadva fordulnak elő.

Amikor polarizálatlan fény esik egy mészpátra, akkor a visszaver sugáron kívül a megszokott, megtört sugár helyett **kettő** figyelhető meg. Ezt a jelenséget a mészpát esetén **kettőstörés**nek nevezzük. Megmérve a törési szögeket különböző beeséseknél, azt tapasztalhatjuk, hogy **az egyik sugár eleget tesz a Snellius-Descartes-féle törési törvénynek**:

$$\frac{\sin\phi}{\sin\phi'} = n$$

míg a másik fénysugár nem. Azt a sugarat, amely teljesíti a fénytörés törvényét, közönséges (**ordinárius**) vagy O sugárnak nevezzük. Ezek a sugarak szabályosan viselkednek, terjedési sebességük nem irányfüggő. A másikat pedig különleges (**extraordinàris**) vagy E sugárnak nevezzük, aminek a sebessége irányfüggő.

Mivel a mészpátkristálynak a szemben lévő oldalai mindig párhuzamosak, ezért a két megtört sugár a beeső fénnyel, s így egymással is párhuzamosan hagyja el a kristály. **Az O sugár mindig a beesés síkjában található.** Ez az különleges sugárról csak ritkán mondható el. Ha a beeső fénysugár merőleges a felszínre, akkor az E sugár valamilyen szögben megtörik, s a beeső fénysugárral párhuzamosan hagyja el a kristályt, míg az O sugár egyenesen, eltérés nélkül fog továbbhaladni. A kristály O sugár körüli elforgatása ebben az esetben azt eredményezi, hogy az E sugár a rögzített O tengely körül forog körbe.

Kettős törés/3

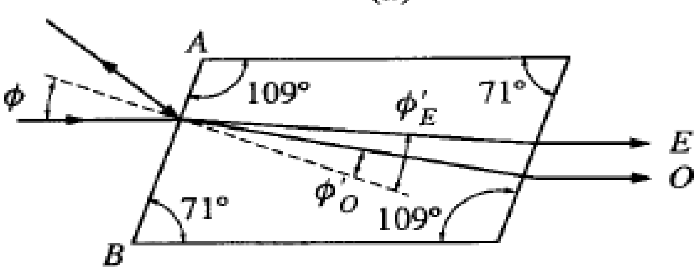
Mind az ordinárius, mind az extraordinárius sugarakra definiálhatjuk a törésmutatót a szokásos deffinícióval:

$$\mathbf{n_o=c/v_o} \qquad\qquad \mathbf{n_{eo}=c/v_{eo}}$$

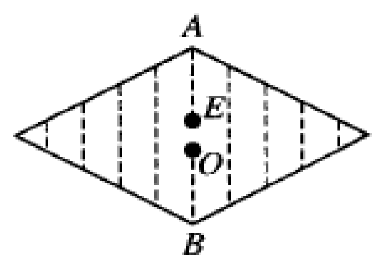
ahol a v_o és v_{eo} a fázissebesség az ordinárus és extraordinárius sugarakra, c a vákuumbeli fázissebesség. Mivel az extraordinárius sugarakra a fénysebesség irányfüggő, így az ezekre vonatkozó törésmutató szintén irányfüggő. Nyílván az optikai tengely irányában a kétfajta sugárra vonatkozó törésmutató megegyezik.

A két törésmutató eltérése a legtöbb kristályra 1% alatti. A már említett mészpátra viszont a 10%-ot is meghaladja: n_o=1,658; n_{eo}=1,486 (589 nm-nél) és n_o=1,683; n_{eo}=1,498 (400 nm-nél).

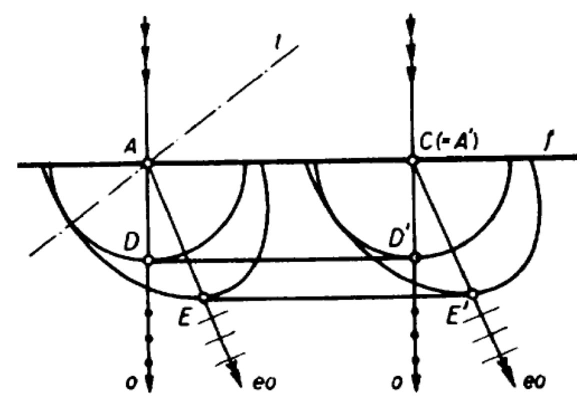
(a)



(b)



merőleges beesés



Kettős törés/4

Megjegyzések:

1, A kettős törés ad lehetőséget a fázistolásra, tehát a két egymásra merőleges polarizációjú hullám fáziskülönbségének a megváltoztatására.

Csináljunk pl. mészpátból a sárga színre $\lambda/2$ lemezt (π fázistolás)!

Emlék: n_o=1,658; n_{eo}=1,486 (589 nm-nél)

Mivel anyagban a hullámhossz rövidül ($\lambda = \lambda_{vákuum}/n$), az ordinárius sugár hullámhossza lesz rövidebb, belőle kell egy féllel több:

$$d= m\cdot\lambda_{eo} = (m+1/2)\cdot\lambda_o \text{ ahol m egy szám (nem feltétlenül egész)}$$

$$d= m\cdot\lambda_v/n_{eo} = (m+1/2)\cdot \lambda_v/n_o$$

$$m\cdot n_o = (m+1/2)\cdot n_{eo} \rightarrow m\cdot(n_o - n_{eo}) = n_{eo}/2 \rightarrow 2m\cdot= n_{eo}/(n_o - n_{eo}) \rightarrow m\cdot= 4,32$$

Azaz d=4,32·0,589/1,486 = **1,71 μm, tehát λ/2 lemez vastagsága legalább ennyi** (ha az optimális irányítással hasítottuk le a fóliát a kristályról (nem valószínű, hogy ez a mészpáttal menne)

2, A kettős törés külső tényezőkkel is befolyásolható, pl. a, mechanikai feszültség, vagy b, elektromos feszültség

a, plexi vonalzó keresztezett polarizációs szűrők között

B, Kerr-effektus $n_{eo} - n_o = K_\lambda \lambda E^2$

Geometriai optika

Egy átlátszatlan test nyílásából indulva a fény egyenesekkel határolt **fénynyaláb** formájában terjed. A minden határon túl elvékonyodott fénynyalábot **fénysugár**nak nevezzük, és egy irányított egyenesnek fogjuk fel. Valójában nem minden határon túl, a hullámhossz mindenképpen egy abszolút határ!
A **geometriai optika** keretében erre a fénysugárra használunk egyszerű matematikai és geometriai módszereket.
Mindenfajta méretnek (nyaláb átmérők, akadályok és nyílások mérete) nagyobbnak (lehetőleg sokkal nagyobbnak) kell lennie a hullámhossznál! Ellenkező esetben csak a hullámoptika használható!
Homogén közegben a fény **egyenes vonal**ban terjed.

Két közeg határfelületén a beeső fény egy része **visszaverődik**, másik része **megtörik** és behatol a másik közegbe.

A fényvisszaverődés törvényei:

- a beeső fénysugár, a beesési merőleges, a visszavert fénysugár egy síkban vannak
- a beesési szög egyenlő a visszaverődési szöggel

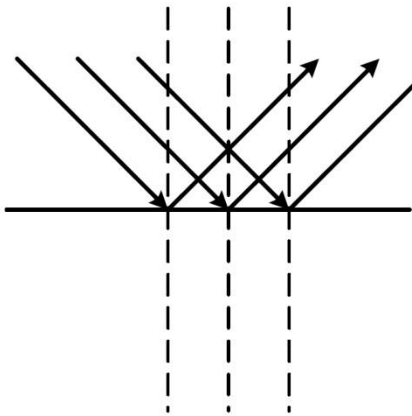
A fénytörés törvényei:

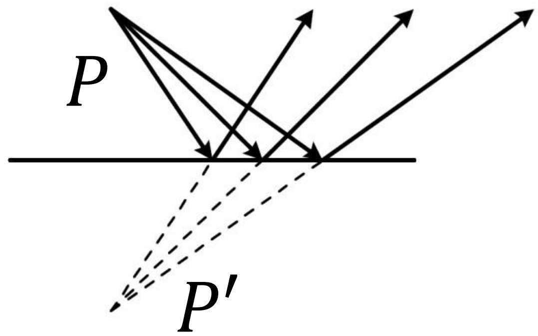
- a beeső fénysugár, a beesési merőleges, a megtört fénysugár egy síkban vannak
- a beesési szög és a törési szög kapcsolatát a Snellius-Descartes törvény adja meg:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

Visszaverődés sík határfelületen (síktükör)

A párhuzamos fénysugarak párhuzamosan verődnek vissza.
A széttartó vagy összetartó fénysugarak visszaverődés után is széttartóak, összetartóak.

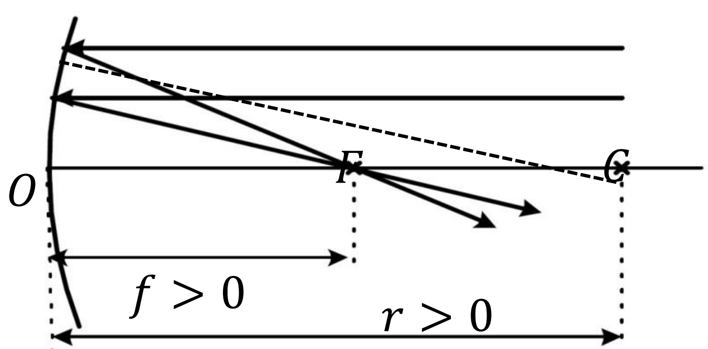




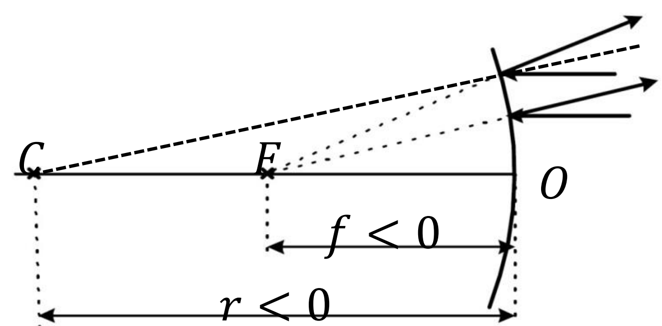
A ***P*** pontszerű forrásból induló széttartó fénysugarakat visszafelé meghosszabbítva az egyenesek a ***P'*** pontban találkoznak. Ez a ***P*** fényforrás **látszólagos** képe.

Fény visszaverődése gömbtükörről

A **homorú gömbtükör** a ráeső **párhuzamos** fénysugarakat **összetartó**vá, a **domború gömbtükör** pedig **széttartó**vá teszi.
A beesési merőlegeseket a kör C középpontjából kell húzni.



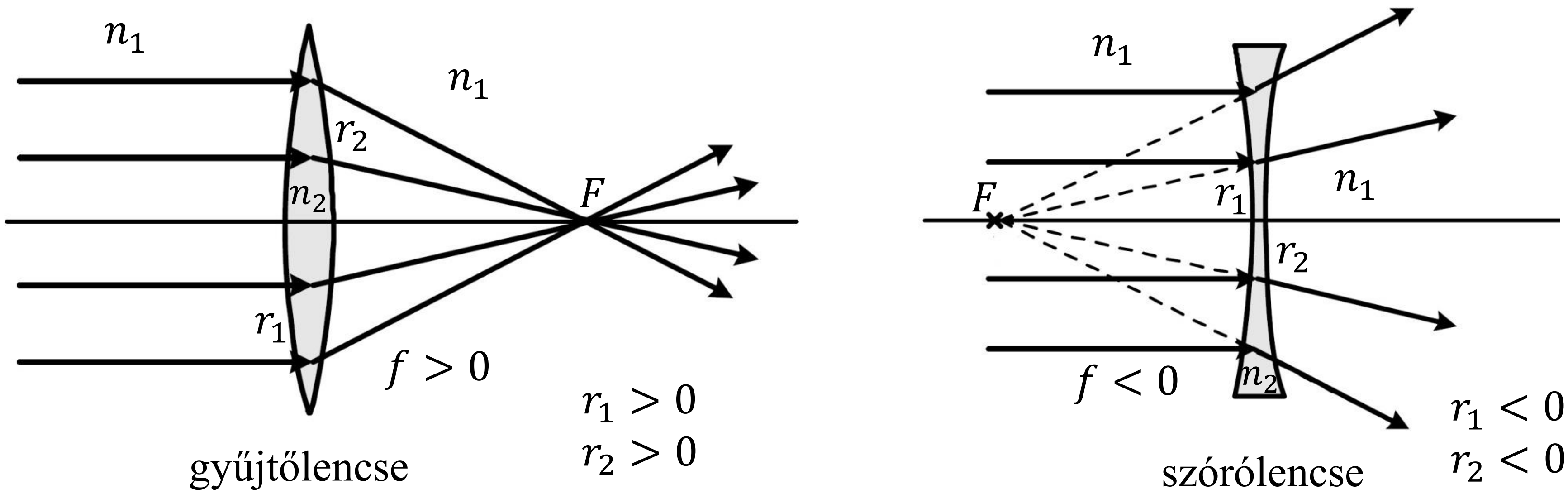
homorú gömbtükör



domború gömbtükör

Fény törése vékony lencsékben

A **gyűjtőlencse** a ráeső **párhuzamos** fénysugarakat **összetartó**vá, a **szórólencse** pedig **széttartó**vá teszi.



A sugarak, illetve a meghosszabbításaik az F fókuszban találkoznak.
A fénysugarak az **optikai tengely**hez nagyon közel vannak, így a szögek is kicsik.
A lencse nagyon vékony, így a fénysugarak eltolódása elhanyagolható.

A szórólencséknél virtuális fókuszról beszélünk, ugyanis maguk a sugarak nem találkoznak egy pontban: $f < 0$

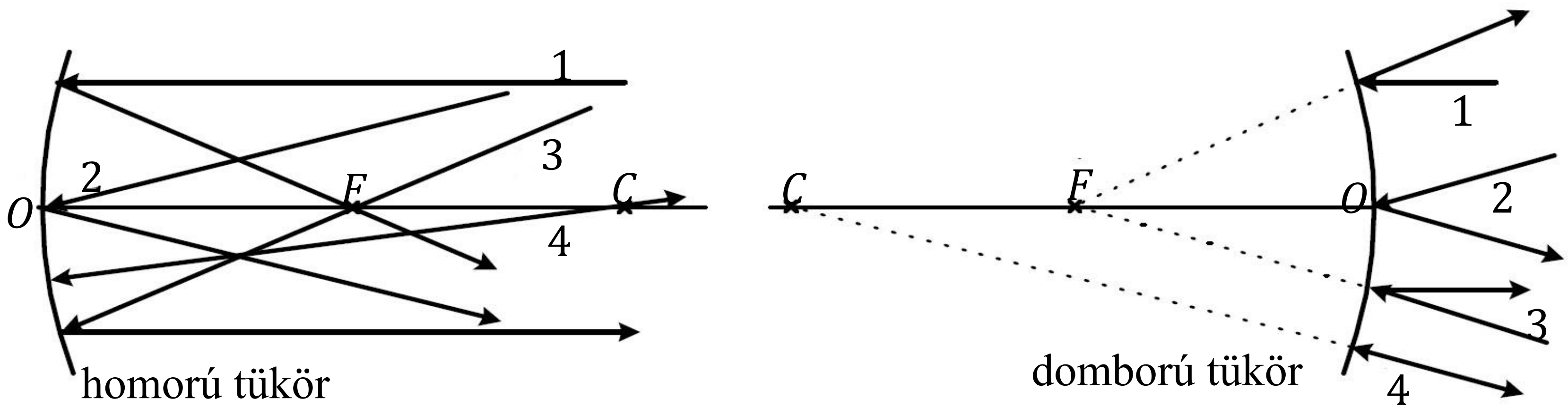
Lencsék fókusztávolsága: $\boxed{\frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1\right)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)}$

Dioptria: $\boxed{D = \frac{1}{f}}$

(az f méterben!)

Jellegzetes fénysugarak - gömbtükrök

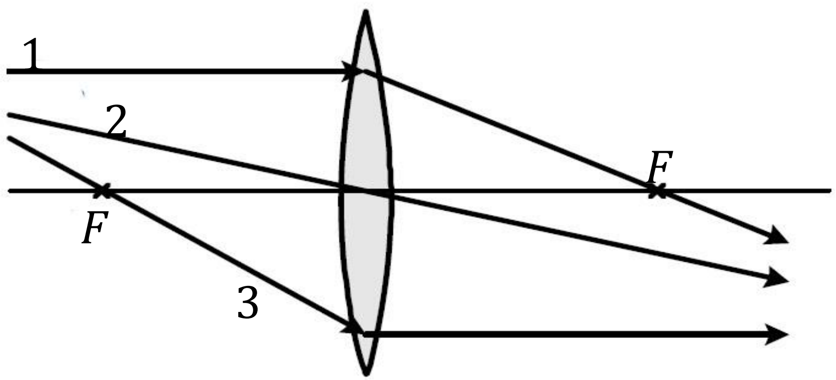
A kialakuló kép megszerkesztéséhez fel lehet használni néhány jellegzetes fénysugarat, amelyek metszéspontja megadja az adott pontszerű fényforrás képének helyét.



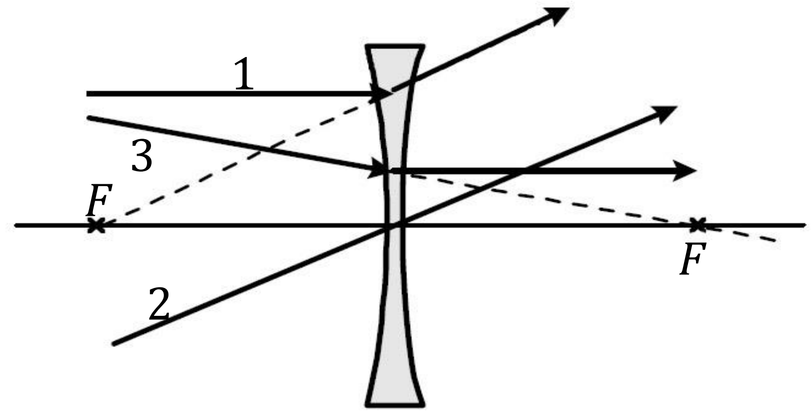
1: Az optikai tengellyel párhuzamos sugarak a fókuszon keresztül verődnek vissza. Domború tükörnél a sugaraknak a tükör mögötti meghosszabbításai mennek át a fókuszon.
2: Az optikai középpontba futó sugarak a visszaverődésük után ugyanakkora szöget zárnak be az optikai tengellyel, mint a beeséskor.
3: A fókuszponton áthaladó sugarak az optikai tengellyel párhuzamosan verődnek vissza. Domború tükörnél az olyan sugarak verődnek vissza az optikai tengellyel párhuzamosan, amelyek tükör mögötti meghosszabbításai átmennek a fókuszon.
4: A geometriai középponton átmenő sugarak önmagukban verődnek vissza. Domború tükörnél azok a sugarak verődnek önmagukban vissza, amelyeknek a tükör mögötti meghosszabbításai átmennek a geometriai középponton.

Jellegzetes fénysugarak - lencsék

A kialakuló kép megszerkesztéséhez fel lehet használni néhány jellegzetes fénysugarat, amelyek metszéspontja megadja az adott pontszerű fényforrás képének helyét.



gyűjtőlencse

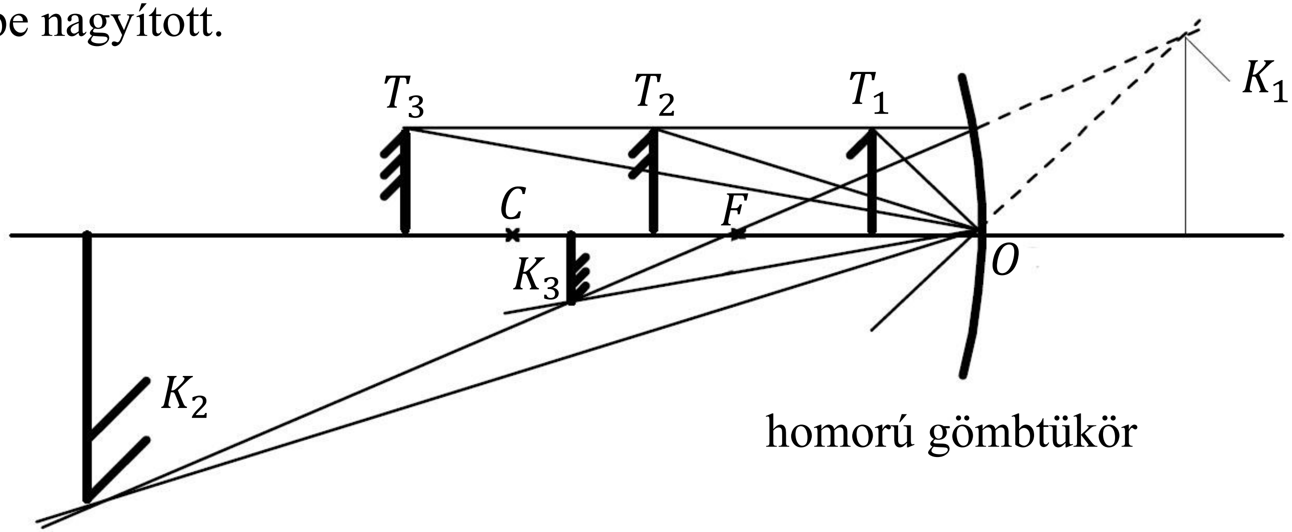


szórólencse

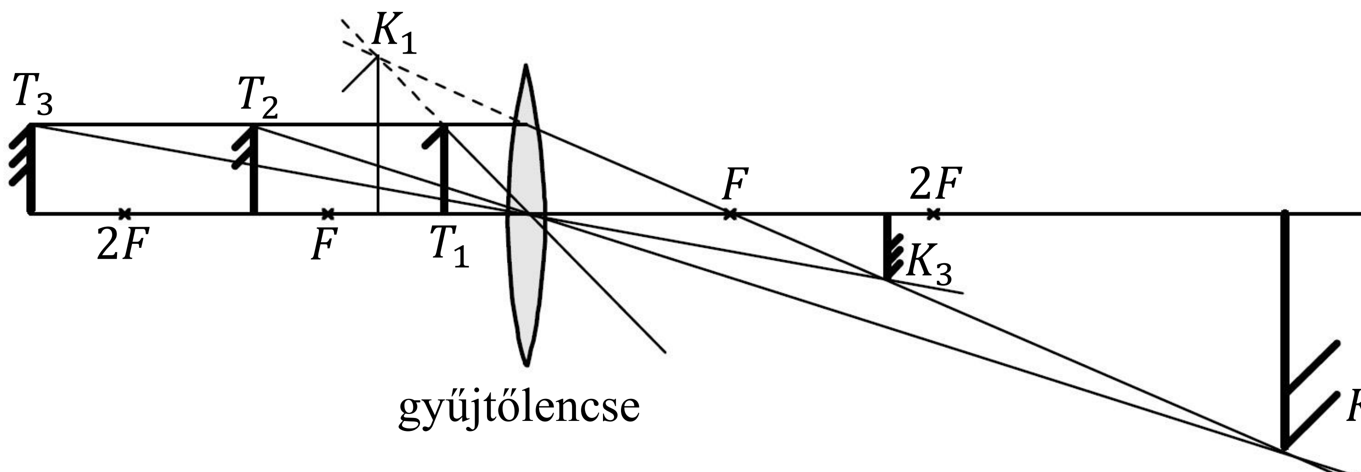
1: Az optikai tengellyel párhuzamos sugarak a fókuszon keresztül haladva törnek meg. Szórólencsénél a sugaraknak a visszafelé meghosszabbításai mennek át a fókuszon.
2: Az optikai tengelyre érkező sugarak egyenesen haladnak tovább.
3: A fókuszponton áthaladó sugarak az optikai tengellyel párhuzamosan haladnak a törés után. Szórólencsénél az olyan sugarak haladnak a törés után az optikai tengellyel párhuzamosan, amelyek meghosszabbításai mennek át a fókuszon.

Homorú gömbtükör és gyűjtőlencse képalkotása

A fókuszon kívül elhelyezett tárgyról valódi, a fókuszon belül levő tárgyról pedig virtuális kép keletkezik. A valódi kép fordított, a virtuális kép egyenes állású. A geometriai középponton, illetve a kétszeres fókusztávon kívül elhelyezett tárgy képe kicsinyített, az azon belül elhelyezett tárgy képe nagyított.



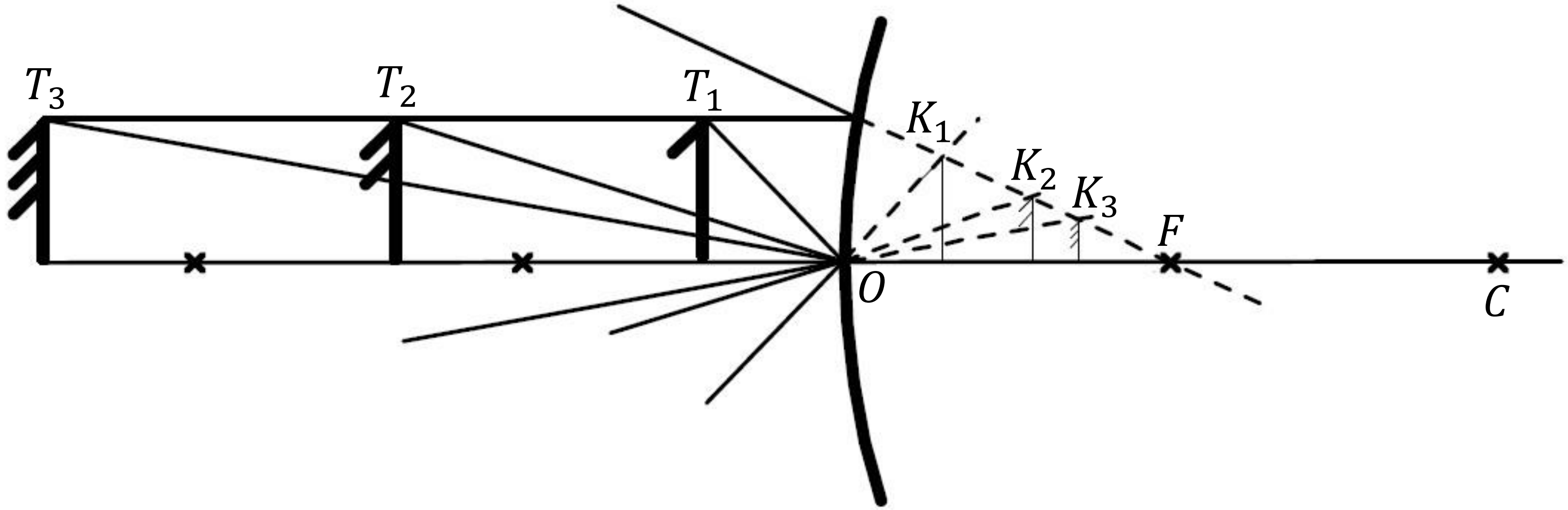
homorú gömbtükör

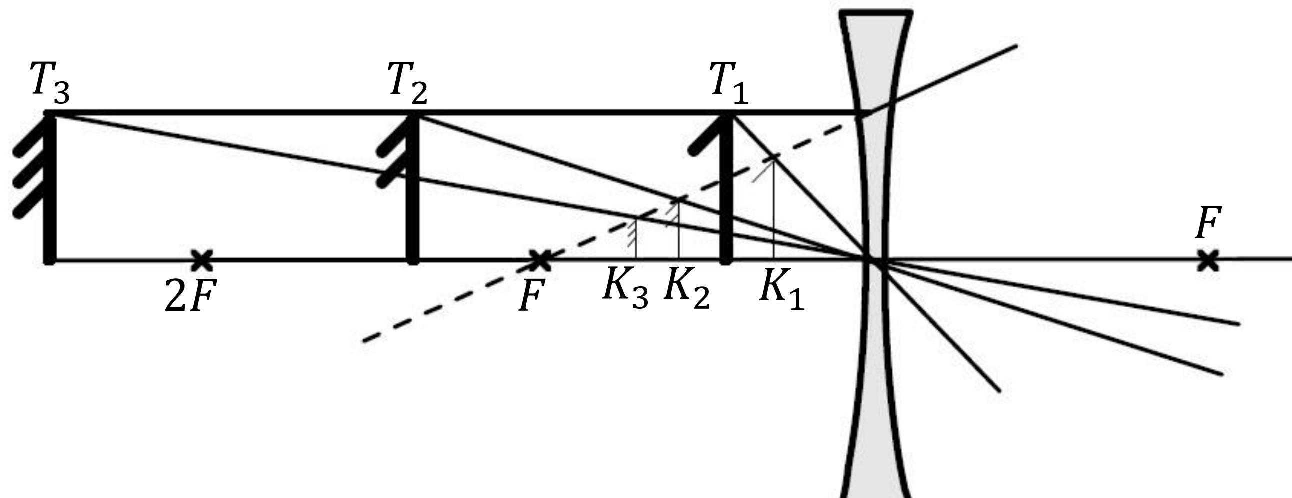


gyűjtőlencse

Domború gömbtükör és szórólencse képalkotása

A domború gömbtükör és a szórólencse minden esetben virtuális, kicsinyített és egyenes állású képet alkot.





Képalkotásra vonatkozó törvények

A kis nyílásszögű gömbtükrök és a vékony lencsék leképezési törvénye a leképező eszköztől mért tárgy- és képtávolság, valamint a fókusztávolság közötti összefüggést adja meg:

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

$$\frac{1}{f} = \sum \frac{1}{f_i} \qquad D = \sum D_i$$

több lencse esetén

A nagyítás a kép és a tárgy méreteinek arányát adja meg:

$$\boxed{N = \frac{K}{T}}$$

egyenes állású képnél $N > 0$, mert $K > 0$
fordított állású képnél $N < 0$, mert $K < 0$

A hasonló háromszögek felhasználásával a nagyítás szintén kifejezhető a tárgy- és képtávolsággal:

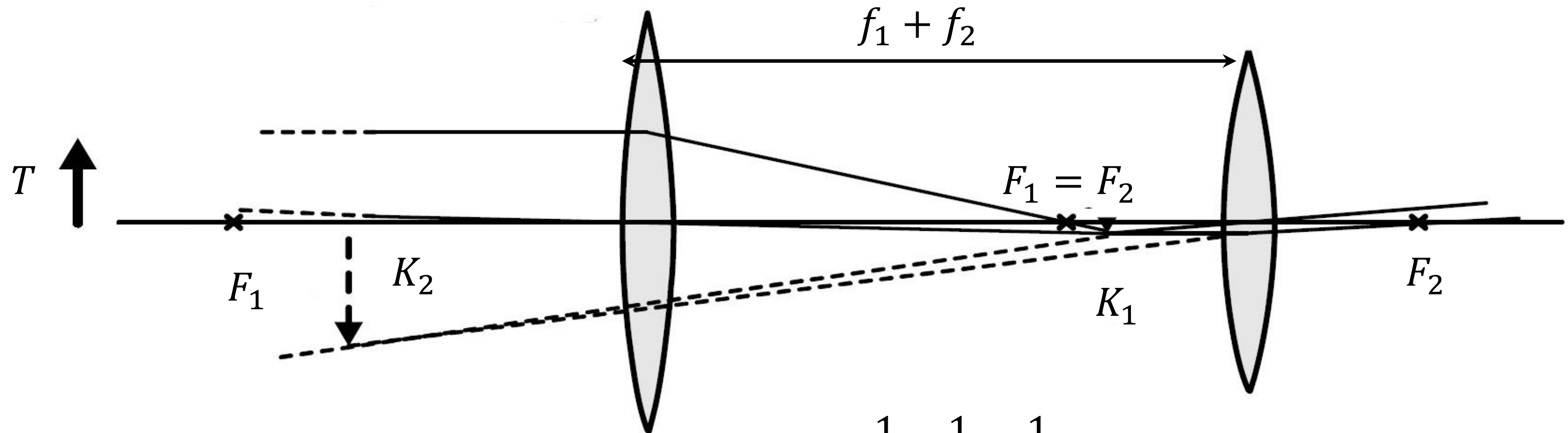
$$\boxed{N = -\frac{k}{t}}$$

Előjel konvenciók:

- az r és f pozitív, ha a tükör homorú és negatív, ha a tükör domború.
- a t pozitív, ha a tükörhöz vagy lencséhez érkező sugarak széttartanak (valódi tárgy) és negatív, ha összetartanak (látszólagos tárgy).
- a k pozitív, ha a kép valódi és negatív, ha a kép látszólagos.
- vékony lencséknél az r pozitív, ha a gömbfelület kívülről nézve domború és negatív, ha kívülről nézve homorú.
- síkfelület esetén a görbületi sugár végtelen.
- gyűjtőlencsék fókusztávolsága pozitív, szórólencséké negatív.

Távcső (csillagászati)

A tárgylencse fordított kicsinyített képet létesít a nagyon távoli tárgyról, a két lencse **közös fókusz**ának közelében. A szemlencse egyszerű nagyítóként erről állít elő látszólagos képet (látószög nagyítás).



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

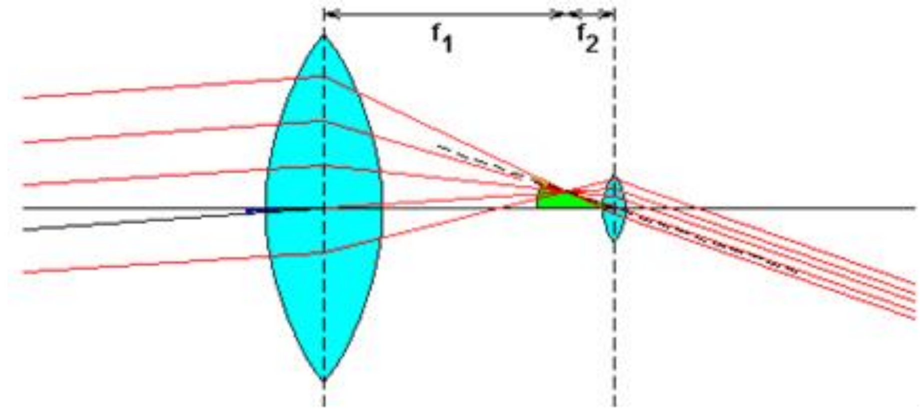
tárgylencse
(objektív)

szemlencse
(okulár)

$$T_2 = K_1$$

$$N = N_1 N_2 = \frac{k_1}{t_1} \cdot \frac{k_2}{t_2} = \frac{k_1}{t_1} \cdot \frac{k_2}{f_1 + f_2 - k_1}$$

Távcső/fordított távcső = nyalábszűkítő/nyalábtágító



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

Távcső= nyalábszűkítő

a távcső megnöveli a látószöget: mintha közelebb mentünk volna
→növeli a nyaláb divergenciáját

szűkíti a fénynyalábot: a távcsőből kisebb átmérőjű nyaláb jut ki, mint ami bement

ezáltal növeli a fényerőt (csak a kis tárgyaknál)

Fordított távcső = nyalábtágító
Inverted telescope = beam expander

a fordított távcső lecsökkenti a látószöget: mintha távolabb mentünk volna
→csökkenti a nyaláb divergenciáját (azaz párhuzamosít)

tágítja a fénynyalábot: a távcsőből nagyobb átmérőjű nyaláb jut ki, mint ami bement

Erre igen sok alkalmazásban szükség lesz

Diszperzió

Egy közeg törésmutatója általában függ a rajta áthaladó fény hullámhosszától. Emiatt a különböző színű fénysugarak különböző mértékben törnek meg.

Az ilyen eszközökkel a fehér fény színeire bontható: