

3. OPTIKA I.

Az optika tudománya a látás élményéből fejlődött ki. A tárgyakat azért látjuk, mert vagy ők maguk fénysugarakat bocsátanak ki (fényforrások), vagy a fényforrások megvilágítják őket. A tárgyakat arrafelé látjuk, amely irányból a fény róluk a szemünkbe érkezik.

Az Optika I. mérésben fénytöréssel, -visszaverődéssel és polarizációval kapcsolatos méréseket végzünk. A fénytörés, -visszaverődés leírásához nem szükséges figyelembe venni a fény hullámtermészetét, a jelenségek leírhatók a fénysugarak terjedésével (geometriai optika), a polarizáció megértéséhez azonban a fényt már hullámként kell értelmezni (hullámoptika, fizikai optika).

1. Geometriai optika

A geometriai optika a fénysugarak terjedésével foglalkozik. A fénysugár a fényforrásból egy keskeny térszögbe kiinduló fénynyaláb határeseteként, amikor ez a térszög végtelenül kicsi. Matematikailag ez egy olyan görbe, amelynek egy adott pontbeli érintője megegyezik a fény adott pontbeli terjedési irányával. Gyakorlati szempontból a fényforrástól elég távol úgy tekinthetjük, hogy a fényforrás minden irányba fénysugarakat bocsát ki.

1.1. A geometriai optika törvényei:

- Homogén közegben a fény egyenes vonalban terjed.
- A tér egy pontján akárhány fénysugár áthaladhat egymás zavarása nélkül.
- Ha a fénysugár a tér egyik pontjából egy bizonyos útvonalon halad a tér másik pontjába, akkor az onnan visszafelé indított fénysugár ugyanazon az úton fog haladni.

- A fény a közegtől függő, véges sebességgel terjed.

Vákuumban a fény terjedési sebessége $c = 2,99792458 \cdot 10^8$ m/s, azaz $c \approx 3 \cdot 10^8$ m/s.

Az abszolút – azaz vákuumra vonatkoztatott – **törésmutató**, n , a vákuumbeli c fénysebesség és a közegbeli v fénysebesség hányadosa:

$$n = c / v. \tag{1}$$

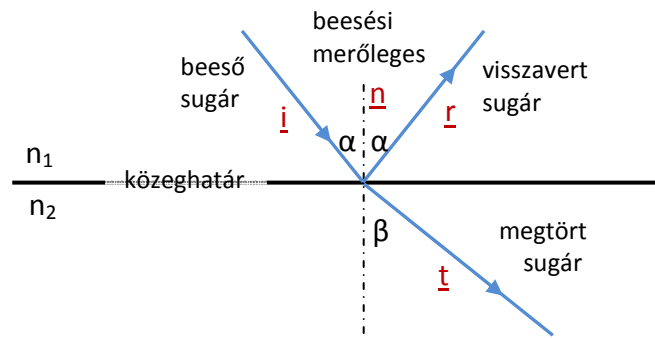
- Két közeg közötti határfelületre érve a fény egy része a közeghatárról visszaverődik (reflexió), másik része behatol a második közegbe (transzmisszió), de itt megtörik, terjedési iránya általában megváltozik. A határfelület normálisa (\underline{n}) és a beeső fénysugár iránya (\underline{i}) meghatározza a *beesési síkot*. A visszavert fénysugár (\underline{r}) és a határfelületen áthaladt és megtört fénysugár (\underline{t}) a beesési síkban marad. A beeső fénysugár és a beesési merőleges szöge, a *beesési szög* (α).

A visszavert fénysugár ugyanakkora szöget (α) zár be a beesési merőlegessel, mint a beeső fénysugár; ez a **visszaverődés törvénye**.

A *törési szög* (β) a megtört sugár és a beesési merőleges közötti szög. α és β között a **Snellius-Descartes törvény** áll fenn:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \tag{2}$$

ahol n_1 az első közeg törésmutatója, n_2 a másodiké.



1. ábra: Törés és visszaverődés két közeg határfelületén

Megjegyzések:

- A törés és visszaverődés törvényei görbült felületeknél is érvényesek, ilyenkor a görbült határfelület különböző pontjaiba érkező fénysugarak számára a beesési merőleges az adott pontbeli érintősík normálisa lesz.
- n_1 és n_2 abszolút (vákuumra vonatkoztatott) törésmutatók. A gyakorlatban gyakran relatív törésmutatót használunk. A második közeg elsőhöz viszonyított relatív törésmutatója:

$$n_{21} = n_2 / n_1 = v_1 / v_2.$$
- A levegő törésmutatója jó közelítéssel 1, jelen mérés során is 1-nek vesszük.
 (Pl. üveg törésmutatója levegőben $n_{\text{üveg, levegő}} = n_{\text{üveg}} / n_{\text{levegő}} = v_{\text{levegő}} / v_{\text{üveg}} \approx n_{\text{üveg}} = c / v_{\text{üveg}}.$)
- Optikailag sűrűbb (azaz nagyobb törésmutatójú) közegbe lépve a törési szög kisebb lesz a beesési szögnél, viszont ha a fénysugár az ellenkező irányba halad (optikailag ritkább közegbe lép), akkor a törési szög nagyobb lesz a beesési szögnél.
- Különböző színű, azaz különböző frekvenciájú fénysugarakra a törésmutató eltérő (*diszperzió*). Az átlátszó közegek törésmutatója kissé növekszik a frekvencia növekedésével. A látható tartományban a vörös fény frekvenciája a legkisebb, az ibolyaé a legnagyobb, így az ibolya színű fénysugár törik meg a legjobban.

1.2. A teljes visszaverődés

Ha a fény egy nagyobb törésmutatójú közegből lép át egy kisebb törésmutatójú közegbe, a törési szög nagyobb a beesési szögnél:

$$\sin \beta = \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha, \quad \beta > \alpha, \quad \text{ha } n_2 < n_1.$$

A beesési szög növelésével a törési szög egyszer csak eléri a 90° -ot ($\sin \beta = 1$). Ez az α_h határszög kifejezhető a Snellius-Descartes törvényből:

$$\sin \alpha_h = (n_2/n_1) \cdot \sin 90^\circ = n_2/n_1, \quad \text{ahol } n_2/n_1 < 1.$$

A határszögnél nagyobb beesési szöghöz nem tartozik megtört fénysugár, a fény teljes egészében visszaverődik.

OLVASMÁNY: A Fermat-elv

A geometriai optika egyik alapvető tétele a Fermat-elv, amely szerint a fény egy A pontból a B pontba azon az úton jut, amelynek megtételéhez a legkisebb idő szükséges. Fermat elvéből következik, hogy a fény homogén közegben egyenes vonalban terjed, illetve ez alapján könnyen igazolható a visszaverődés és a törés törvénye is.

Egy homogén közeg n törésmutatójának és a d geometriai úthosszának szorzata az s optikai úthossz: $s = n \cdot d$.

Az optikai úthossz egyenlő azzal az úttal, amelyet a fény ugyanakkora idő alatt a vákuumban tenne meg.

A Fermat-elv szerint tehát két adott pont között a fény azon úton halad, amelyen az optikai úthossz minimális.

1.3. A képképzés

Ha egy tárgy minden egyes pontjára igaz, hogy az egy-egy pontjából kiinduló minden fénysugár a visszaverődés ill. törés után újból egy pontban metszi egymást, képképzésről beszélünk.

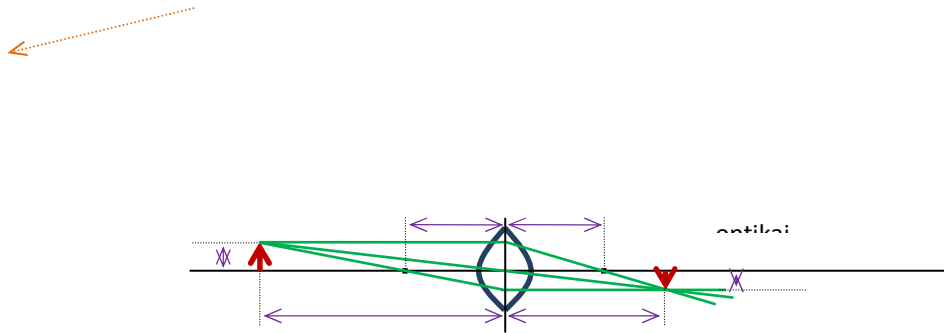
Ha a fénysugarak ténylegesen metszik egymást a képpontban, a kép *valós*, ernyővel felfogható.

Ha a visszavert ill. megtört sugarak széttartók és csak hátrafelé meghosszabbítva metszik egymást, a kép *virtuális*. (A virtuális kép látható, de ernyőn nem fogható fel.)

A tükrök és a lencsék képképzésének törvényei a visszaverődés és törés törvényeiből vezethetők le. A kép megszerkesztéséhez néhány speciális fénysugarat, az úgynevezett **nevezetes sugarakat** használhatjuk fel:

- az optikai tengellyel (szimmetriatengellyel) párhuzamos fénysugár a visszaverődés illetve törés után a fókuszponton megy keresztül;
- az optikai középpontba (a lencse vagy tükör középpontjába) beérkező sugár a lencsén irányváltás nélkül halad át, a tükörnél pedig szimmetrikusan verődik vissza;
- a fókuszponton áthaladó fénysugár az optikai tengellyel párhuzamosan halad tovább.

Mindez akkor érvényes, ha a lencse vagy tükör átmérője sokkal kisebb, mint a görbületi sugara.



2. ábra: Példa domború lencse képképzésére

A leképező eszközök fontos jellemzője a **fókusz távolság** (f), ami a *fókuszpont és az optikai középpont távolsága*. Tükrök esetében a fókusz távolság a görbületi sugár fele; homorú tükörnél pozitív, domborúnál negatív.

A vékony lencsék fókusz távolságát a "lencsekészítők törvénye" adja meg:

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3)$$

ahol n a lencse törésmutatója a környezethez viszonyítva, R_1 és R_2 a lencsefelületek görbületi sugara (a kívülről nézve domború felület görbületi sugara pozitív, a homorúé negatív). Domború lencse fókusz távolsága pozitív, homorúé negatív.

Tárgytávolság (t): a tárgy és az optikai középpont távolsága. **Képtávolság** (k): a kép és az optikai középpont távolsága. Az ezek közötti összefüggést adja meg a **leképezési törvény**:

$$\frac{1}{t} + \frac{1}{k} = \frac{1}{f} \quad (4)$$

Ha $k < 0$, a kép virtuális. Domború tükörnél vagy homorú lencsénél, ahol a fókusz távolság negatív, mindig virtuális kép keletkezik.

Síktükörnél f végtelen, ezért $k = -t$, a kép a tükör mögött ugyanolyan távol látszik, mint amilyen távol van a tárgy a tükörtől.

A **nagyítás** (N) a képnagyság (K) és a tárgynagyság (T) hányadosa:

$$N = \frac{K}{T}. \quad (5a)$$

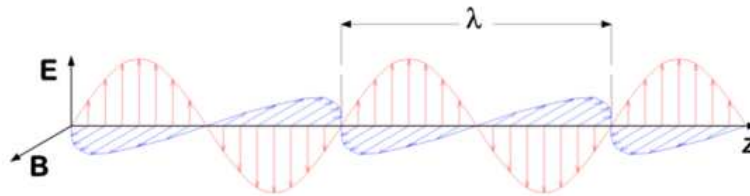
Ha a kép virtuális, a nagyítás negatív szám.

A 2. ábra szerkesztésén látható, hogy a háromszögek hasonlóságából következően a nagyítás a tárgy- ill. képtávolság hányadosaként is felírható:

$$N = \frac{K}{T} = \frac{k}{t}. \quad (5b)$$

2. Polarizáció

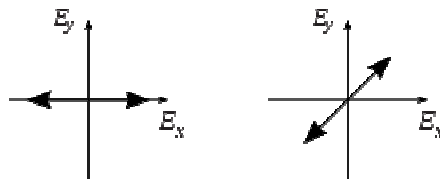
A fény transzverzális elektromágneses hullám, az **E** elektromos és a **H** mágneses térerősség a fény haladási irányára – és ugyanakkor egymásra is – merőleges síkban harmonikus rezgést végeznek. Részletesebben ezzel az Optika 2. mérésnél fogunk foglalkozni.



3. ábra: A z tengely irányába terjedő síkhullám **E** és **H** térerősség-vektora
forrás: <https://hu.wikipedia.org/wiki/Polarizáció>

A transzverzális hullám *lineárisan polarizált*, ha a rezgés (jelen esetben az **E** (ill. **H**) térerősségvektor rezgése) a haladás irányára merőleges, egyetlen síkban zajlik. Nem polarizált hullám esetén a rezgések a haladás irányára merőlegesen, minden irányban végbemehetnek.

Fényhullám esetén az **E** elektromos térerősség rezgésének irányát tekintjük a *polarizáció irányának*. A 3. ábrán látható hullám lineárisan polarizált, mivel az **E** térerősségvektor rezgési iránya nem változik, azaz a polarizáció iránya állandó.



4. ábra: Két különböző irányban lineárisan polarizált fény **E** térerősségvektorának vetülete a terjedés irányára merőleges síkra.
forrás: <https://hu.wikipedia.org/wiki/Polarizáció>

A természetes fényforrások által kibocsátott fény több elemi síkhullámból áll össze, amelyek különböző (véletlenszerű) irányba polarizáltak (és különböző frekvenciájúak).

2.1. Polarizátorok

A polarizátorok egy irányban polarizált fényhullámot engednek át, az erre az irányra merőleges elektromos teret nem, így a polarizátor mögött a polarizátor átterestési irányának megfelelően lineárisan polarizált fényt kapunk.



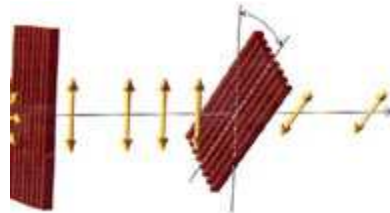
5. ábra: Lineárisan polarizált fény előállítása polarizátorral

forrás: http://www.vilaglex.hu/Lexikon/Html/Polariza_.htm

Analógiaként mechanikai hullámok polarizálását az alábbi videó mutatja be:

https://fizipedia.bme.hu/index.php/Fájl:Hullamok_polarizalasa.ogv

A lineárisan polarizált fényhullám útjába újabb polarizátort helyezve a második polarizátor az első polarizátor által létrehozott lineárisan polarizált hullámnak a saját irányára vett vetületét engedi át:



6. ábra: Lineárisan polarizált fény útjába helyezett újabb polarizátor

forrás: http://www.vilaglex.hu/Lexikon/Html/Polariza_.htm

Ha a két polarizátor egymásra merőlegesen van elhelyezve, a második polarizátor nem enged át semmit.

2.2. A Brewster-szög

A polarizáció iránya fontos szerepet játszik a fényvisszaverődésnél. Visszaverődésnél másképp viselkedik a közeghatár felületére merőlegesen és az azzal párhuzamosan polarizált fény: a felületre merőlegesen polarizált fény kisebb hányada verődik vissza, mint a párhuzamosan polarizálté.

A **Brewster-törvény** szerint a beesési szög változtatásával dielektrikumoknál mindig lehet találni egy olyan beesési szöget, amelynél a visszavert fényből hiányzik a közeghatár felületére merőlegesen polarizált komponens. Ez az a beesési szög, amelynél a visszavert és megtört sugár éppen egymásra merőleges. Ekkor a beesési szög és a törésmutató kapcsolata:

$$\sin\alpha = n \cdot \sin\beta = n \cdot \sin(90^\circ - \alpha) = n \cdot \cos\alpha \quad \rightarrow \quad n = \sin\alpha / \cos\alpha = \tan\alpha \quad (6)$$

A Brewster-szögben beeső fény visszaverődés után lineárisan polarizált lesz, a polarizátorok egyik fajtája éppen ezt a jelenséget használja fel. A polaroid napszemüvegekben a polarizátorok úgy vannak beállítva, hogy a vízszintes felületekről visszaverődött, nagyrészt polarizálódott fényt szűrjék ki és ezáltal csökkentse azok csillogását.

3. Mérési feladatok

Figyelem! A méréseknél használt halogénlámpás fényforrás használat közben nagyon felforrósodik, nem szabad a lámpatestet megérinteni!

3.1. Domború lencse fókusztávolságának meghatározása

Eszközök:

Optikai sín; lovasok; halogénlámpás fényforrás; diatartó; tárgy (diakeretben); domború lencse; ernyő.

Feladat:

Helyezzük az optikai sín egyik végére a lámpát, másik végére az ernyőt. A mérésvezető kijelöli, mekkora legyen a távolság a tárgy és az ernyő között. A tárgyat – azaz a diát a diatartóban – helyezzük el az adott távolságra a lámpa és az ernyő közé. Végül a lencsét helyezzük el a tárgy és az ernyő között. Ezután a lencse csúsztatásával keressük meg azt a pozíciót, ill. azokat a pozíciókat, amely(ek)nél a tárgyról éles képet kapunk az ernyőn. Mérjük meg a képtávolságot ill. tárgytávolságot az optikai sínnel párhuzamosan, és mérjük (ill. becsüljük) meg a kép méretét.

Kiértékelés:

A kiértékeléshez használjuk a nagyított kép adatait!

3.1/1. A leképezési törvény (4) felhasználásával számoljuk ki a lencse fókusztávolságát!

3.1/2. A távolságmérés hibájából a Gauss-féle hibaterjedési törvényt felhasználva számoljuk ki a fókusztávolság meghatározásának hibáját!

3.1/3. A tárgytávolság, képtávolság és képnagyság alapján számoljuk ki a nagyítást, valamint a tárgy nagyságát!

3.1/4. Szerkesszünk *méretarányos* vázlatot a képalkotásról, és rajzoljuk meg a nevezetes sugarakat!

3.1/5. *szorgalmi feladat:* Mitől függ az, hogy a lencse tologatásával hány helyen kapunk éles képet?

3.2. Hajszál vastagságának megbecslése

Eszközök:

Optikai sín; lovasok; halogénlámpás fényforrás; diatartó; diakeretben lévő hajszál; domború lencse ($f = 50 \text{ mm}$); ernyő.

Feladat:

Helyezzük az optikai sín egyik végére a lámpát, másik végére az ernyőt, közéjük a diatartót a hajszállal, majd a lencsét a diatartó és az ernyő közé. A lencse tologatásával állítsunk elő minél nagyobb éles képet a hajszálról. Mérjük meg a tárgytávolságot és a képtávolságot az optikai sínnel párhuzamosan, valamint mérjük/becsüljük meg a kép méretét, azaz a hajszál képének vastagságát az ernyőn.

Kiértékelés:

3.2/1. Számoljuk ki a nagyítást, és ez alapján „számoljuk ki” a hajszál vastagságát!

3.2/2. Legalább mekkora hibával határozható meg ezzel a módszerrel a hajszál vastagsága? Használjuk a Gauss-féle hibaterjedési törvényt. A számoláshoz elegendő csak a képméret hibáját figyelembe venni.

3.2/3. *szorgalmi feladat:* Mi okozhatja még a mérés hibáját?

3.3. Prizma törésmutatójának meghatározása

Eszközök:

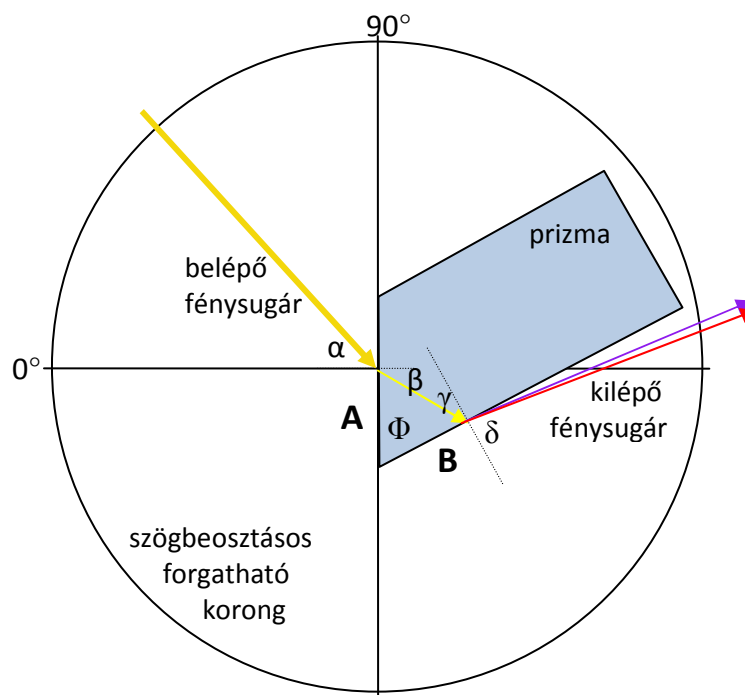
Optikai sín; lovasok; halogénlámpás fényforrás; a lámpára helyezhető rés; diatartó; diakeretben lévő rés; szögbeosztással ellátott forgatható optikai korong; prizma.

Feladat:

Helyezzük az optikai sín végére a lámpát, és a lámpa elejére illesszük fel a rést. A lámpa után 40-50 cm-re tegyük fel egy lovas diatartóval, és a diatartó csúsztatósínes oldalára csúsztassuk be a diatartóban lévő rést. Ezután helyezzük el az optikai sínen (a diatartótól néhány cm-re) a forgatható szögbeosztásos korongot. A réseket állítsuk be úgy, hogy egy párhuzamos, intenzív fénysugarat kapjunk, ami a korong középpontján halad át. Forgassuk a korongot úgy, hogy a 0 fok a lámpa felé essen. Ezek után a 7. ábra szerint helyezzük a prizmat az optikai korong közepére úgy, hogy a prizma ferde lapjának normálisa egybeessen a korong 0 foknak megfelelő tengelyével. (Ezt ellenőrizhetjük azzal, hogy ekkor a bejövő fénysugár önmagába verődik vissza.)

A fénysugár ebben a helyzetben nem lép ki a prizmából a B élen, mivel azon a közeghatáron teljes visszaverődést szenved. Forgassuk a prizmat a szögbeosztásos koronggal együtt olyan irányba, hogy a B élen a beesési szög csökkenjen.

Határozzuk meg azt az α_h beesési szöget, melynél a szomszédos lapra érkező fénysugár már éppen kilép a prizmából! Figyeljük meg a prizma színbontását: milyen színű fény lép ki először a prizmából? Az α_h határszöget külön a vörös és külön az ibolya színre (α_v ill. α_i) olvassuk le!



7. ábra: Prizma törésmutatójának mérése

Kiértékelés: Fejezzük ki a prizma törésmutatóját az α_h határszöggel:

Az első felületen α a beesési és β a törési szög, a második felületen γ a beesési és δ a törési szög. ϕ a prizma törőszöge. Az ábráról látható, hogy $\Phi = \beta + \gamma$.

A Snellius-Descartes törvényt felírva mindkét határfelületre:

$$\sin\alpha = n \cdot \sin\beta \quad \text{ill.} \quad n \cdot \sin\gamma = \sin\delta$$

γ -t kifejezve Φ -vel és β -val, és felhasználva az első felületre felírt egyenletet

$$n \cdot \sin(\Phi - \beta) = n \cdot (\sin\Phi \cdot \cos\beta - \cos\Phi \cdot \sin\beta) = n \cdot \sin\Phi \cdot \cos\beta - \cos\Phi \cdot (n \cdot \sin\beta) = n \cdot \sin\Phi \cdot \cos\beta - \cos\Phi \cdot \sin\alpha$$

Mivel azt az α_h szöget olvassuk le, ahol $\delta = 90^\circ$, vagyis $\sin\delta = 1$, ezért $n \cdot \sin\gamma = 1$, tehát

$$n \cdot \sin\Phi \cdot \cos\beta - \cos\Phi \cdot \sin\alpha = 1 \quad \rightarrow \quad n \cdot \cos\beta = (1 + \cos\Phi \cdot \sin\alpha) / \sin\Phi .$$

Ezt, és az $n \cdot \sin\beta = \sin\alpha$ egyenletet négyzetre emelve, majd azokat összeadva:

$$n^2 = (1 + 2\cos\Phi \cdot \sin\alpha + \cos^2\Phi \cdot \sin^2\alpha) / \sin^2\Phi + \sin^2\alpha = (1 + 2\cos\Phi \cdot \sin\alpha + \sin^2\alpha) / \sin^2\Phi ,$$

amiből a törésmutató

$$n = \sqrt{\frac{1 + 2 \cos\Phi \sin\alpha + \sin^2\alpha}{\sin^2\Phi}} . \quad (7)$$

3.3/1. Az α_v (vagy α_i) értéket és a Φ értékét behelyettesítve számoljuk ki a prizma törésmutatóját vörösre (vagy ibolyára). A mérésnél használt prizma törőszöge $\Phi = 60^\circ$.

3.3/2. Tegyük fel, hogy a Φ törőszög hibája elhanyagolható. A kritikus α szög hibája legyen 1° . Határozzuk meg a törésmutató-mérés hibáját a Gauss-féle hibaterjedési törvényt használva a (7) képlet alapján!

3.4. Törésmutató meghatározása Brewster-szög mérésével

Eszközök:

Optikai sín; lovasok; lámpa réssel; diatartó; diakeretben levő rés; forgatható polarizátor; szögmérős forgatható optikai korong; prizma; ismeretlen törésmutatójú anyag; fehér papír.

Feladat:

A mérési elrendezés megegyezik a 3.3. mérésnél alkalmazottal, de itt még polarizátorra is szükség lesz: az optikai sínre helyezzük fel a lámpát a réssel, a diatartót a réssel, majd egy polarizátort, és utána a szögmérős korongot. A rések állításával hozzunk létre keskeny, de intenzív fénysugarat úgy, hogy az a korong középpontján menjen át, és forgassuk a korong 0 jelzését a fénysugárhoz.

Tegyük a prizmat a korong közepéhez, és forgassuk el a korongot a prizma Brewster-szögének megfelelő helyzetbe, azaz 57 fokhoz. A visszavert sugár intenzitásának megfigyeléséhez tartsunk egy fehér papírlapot a korong széléhez. Most állítsuk úgy a polarizátort, hogy a prizmáról visszavert sugár intenzitása minimális legyen. Forgassuk ide-oda a korongot, és figyeljük meg a visszavert fénysugár intenzitásának változását!

Ezután tegyük az ismeretlen törésmutatójú anyagot a korong közepére. A polarizátoron ne állítsunk! A korong forgatásával keressük meg az ismeretlen anyag Brewster-szögét!

Kiértékelés:

A jegyzőkönyvben beadandó a mért Brewster-szög és az ismeretlen törésmutató. (Mi lehet ez az anyag?)

4. Bemutatók: polarizáció, optikai aktivitás, kettőtörés vizsgálata

Egy lehetséges módszer polarizált fény előállítására az anizotrop anyagoknál előforduló dikroizmus jelenségét használja. A dikroikus anyagok egyes polarizációs irányban a fényt elnyelik, az erre merőlegesen polarizáltat pedig átengedik. A *polaroid fóliát* tartalmazó polarizátorok működnek ezen az elven. Ilyen polarizátort használunk ennél a bemutatónál.

Eszközök:

Optikai sín; lovasok; lámpa; két polarizátor; szögbeosztással ellátott foglalatban; lencse; diatartó; celofánok diakeretekben; kvarckristálylapka diakeretben; műanyag vonalzó; cukoroldat.

4.1. Polarizáció vizsgálata

Nézzünk polarizátoron keresztül lámpa felé és forgassuk a polarizátort! Semmi változást nem észlelünk. Most nézzük a lámpa fényét két polarizátoron keresztül és forgassuk a polarizátorokat egymáshoz képest! Az áteresztett fény intenzitása erősen változik.

Vizsgáljuk meg ezután egy polarizátoron keresztül nézve sima fényes (de nem fém!) felületekről kb. 50 fokos szögben visszaverődött természetes fényt! Ha forgatjuk a polarizátort, a fény intenzitása változik. Ez azt mutatja, hogy a felületről visszavert fény nagy része (a szögtől függő mértékben) lineárisan polarizált.

4.2. Optikai aktivitás vizsgálata

Két polarizátor forgatásával beállítjuk azt a helyzetet, amikor a fényforrás képe teljesen elsötétedik. Az első polarizátor után a fény lineárisan polarizált, aminek síkjára merőlegesen helyezkedik el a második polarizátor, így azon nem jut át fény. A második polarizátort analizátornak nevezzük. Ha a keresztezett polarizátorok közé kvarcérteget helyezünk, a kép kivilágosodik az ernyőn. A kvarckristálylapka ugyanis elforgatja a polarizátor után kapott fény polarizációjának irányát, így az analizátorhoz érkező fényben lesz benne olyan komponens, mely párhuzamos annak áteresztési irányával. Próbáljuk kioltani ezt a fényt az ernyőn az analizátor forgatásával! Nem találunk olyan helyzetet, amikor teljes sötétséget kapunk, ellenben a fényfolt színe az analizátor szögétől függően változik. Ezek a színek azonban mások, mint a prizma vagy rács színbontásánál kapott spektrum tiszta színei. Az analizátor mindig csak egy színt olt ki, mivel a kvarc optikai forgatóképessége frekvenciafüggő, és így a ki nem oltott színek keverékét látjuk az ernyőn. Monokromatikus fényforrást (lézer) használva viszont ki tudjuk oltani a kvarclapka által elforgatott fényt.

A kvarclapka ez a tulajdonsága, hogy el tudja forgatni a polarizáció irányát, az *optikai aktivitás*. Ez a szimmetriacentrumot nem tartalmazó molekulájú anyagokra jellemző. Az elforgatás mértéke a rétegvastagságtól és az optikailag aktív anyag koncentrációjától függ. Hasonlóképpen optikailag aktív anyag pl. a glükóz is, ezen az elven működik a szachariméter.

4.3. Kettőtörés vizsgálata műanyag vonalzóval

Tegyünk a keresztezett polarizátorok közé átlátszó műanyag vonalzót, és állítsuk elő egy lencsével a vonalzó éles képét az ernyőn. Ha a polarizátorok között ott van a vonalzó, megjelenik a fény az ernyőn, és a vonalzó skálájának környékén, a szélén, a sarkoknál (ahol mechanikai feszültségek vannak) színes csíkokat látunk. Ennek a jelenségnek az oka a mechanikai kettőtörés. A vonalzó az előállítás körülményei miatt anizotrop, a törésmutatója irányfüggő. A kettőtörő anyagok is elforgatják a polarizáció irányát, és a forgatás mértéke itt is függ a fény frekvenciájától és az anyag vastagságától.

4.4. Optikai aktivitás (kettőtörés) vizsgálata celofánnal

Nyújtott szénláncú, polimerizált fóliák – mint a celofán – is kettőtörő tulajdonságúak.

Az előző elrendezésben az analizátort állítsuk 0 fokra, és a polarizátor forgatásával keressük meg azt a helyzetet, amikor a kép a legsötétebb (vagyis amikor a két polarizátor éppen keresztezve helyezkedik el). Ezután helyezzünk a vonalzó helyére egy lovas diatartóval a polarizátor és az analizátor közé, és tegyük bele különböző (diakeretbe foglalt) celofánokat. Forgassuk a polarizátorokat, és figyeljük meg a színváltozásokat!

5. Kérdések, gyakorló feladatok:

Az alábbi feladatokra, ill. hasonlóakra lehet számítani a beugró kiszárthelyiben.

MINIMUMKÉRDÉSEK

I. Mit mérünk? Hogyan és mivel? (Fontosabb eszközök és elvi mérési elrendezés vázlata.)

II. Fogalmak, törvények:

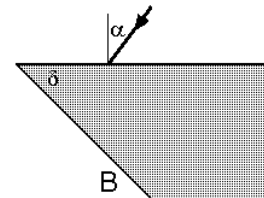
- visszaverődés törvénye
- törésmutató
- Snellius-Descartes törvény
- fókusz távolság, tárgy távolság, képtávolság
- leképezési törvény

SZÁMOLÁSI FELADATOK

1. A gyémánt levegőre vonatkoztatott törésmutatója vörös fényre 2,42, kék fényre 2,45. Mekkora törési szöggel lép ki a gyémántból a vörös ill. a kék fény, ha a beesési szög $24,2^\circ$?

2. A víz levegőre vonatkoztatott törésmutatója $4/3$. Egy 2 m mély úszómedence fenekén lámpa világít. Mekkora átmérőjű a víz felszínén az a kör alakú folt, amin keresztül a fény ki tud lépni a vízből? (A lámpát pontszerűnek tekinthetjük.)

3. Mekkora a prizma δ törőszöge, ha 36° -nál kisebb α beesési szög esetén már nem lép ki fénysugár a B élen? A prizma törésmutatója $n = 1,33$.



4. Mennyivel tolódik el a lézersugár, amíg átjut egy gyémántdarabkán, ha annak két, egymástól 3 mm-re lévő párhuzamos lapja között hatol át?

A belépő lézersugár a lappal 60° -os szöget zár be.

A gyémánt levegőre vonatkoztatott törésmutatója 2,413.

5. Egy optikai sínen elhelyezünk egy tárgyat és egy ernyőt egymástól $d = 64$ cm-re, közéjük teszünk egy 15 cm fókusz távolságú domború lencsét. Milyen tárgy távolság esetén kapunk éles képet az ernyőn?

6. Gyűjtőlencsével egy izzólámpa izzószálának $K_1 = 9$ cm nagyságú éles képét állítjuk elő egy ernyőn. A lencsével az ernyőhöz közelítve egy másik helyzetben ismét kapunk éles képet, ez a kép $K_2 = 1$ cm nagyságú. Milyen hosszú az izzószál?

Végeredmények, ill. segítség néhány feladat megoldásához:

1. Vörös: $82,75^\circ$; kék: nem lép ki.

2. A kör alakú foltot azok a lámpából kiinduló fénysugarak hozzák létre, melyek a víz felszínére a határszögnél kisebb szögben érkeznek. A többi sugár teljesen visszaverődik. A határszögre $\sin\alpha_n = 1/n = 3/4$, a határszög $\alpha_n = 48,59^\circ$. A folt sugara $h \cdot \tan\alpha_n = 2,268$ m, az átmérője $4,536$ m.

3. β az α -hoz tartozó törési szög: $\sin\alpha = n \cdot \sin\beta \rightarrow \beta = 26,23^\circ$

γ a teljes visszaverődés határszöge a B élen: $\sin 90^\circ = n \cdot \sin\gamma \rightarrow \gamma = 48,75^\circ$

A prizma törőszögét tartalmazó háromszögre: $\delta + (90^\circ - \beta) + (90^\circ - \gamma) = 180^\circ \rightarrow \delta = \beta + \gamma = 74,98^\circ$.

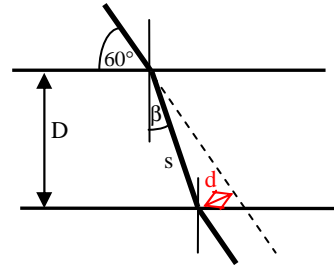
4. A beesési szög 30° , $\beta = 11,96^\circ$.

Kilépéskor a beesési szög β , a törési szög 30° .

A kilépő fénysugár párhuzamos a belépővel (plánparallel lemez).

A fénysugár által az üvegben megtett út: $s = D/\cos\beta = 3,067$ mm;

a lézersugár eltolódása $d = \sin(30^\circ - \beta) \cdot s = 0,950$ mm.



5. Írjuk fel a képtávolságot d és t segítségével, írjuk fel a leképezési törvényt, és oldjuk meg t -re.

$t_1 = 24$ cm; $t_2 = 40$ cm.

6. A tárgytávolság t_1 ill. t_2 , a képtávolság k_1 ill. k_2 , az izzószál hossza T , a képnagyság K_1 ill. K_2 .

A tárgy és az ernyő távolsága állandó: $d = t_1 + k_1 = t_2 + k_2$.

A nagyítás $k/t = K/T$, az első esetben $k_1/t_1 = K_1/T = 9/T \rightarrow k_1 = 9 t_1/T$,

a másodikban $k_2/t_2 = K_2/T = 1/T \rightarrow k_2 = t_2/T$.

A (4) leképezési törvényt átrendezve $k \cdot t = f \cdot (t+k) = f \cdot d$.

Mivel jelen esetben $t+k = d$ állandó, ezért $k_1 \cdot t_1 = k_2 \cdot t_2$.

Ebbe behelyettesítve k_1 -et és k_2 -t kapjuk, hogy $9t_1^2 = t_2^2 \rightarrow t_2 = 3 t_1 \rightarrow k_2 = 3 t_1/T$.

A $d = k_1 + t_1 = k_2 + t_2$ egyenletbe helyettesítsünk be mindent t_1 -gyel kifejezve:

$9 t_1/T + t_1 = 3 t_1/T + 3 t_1 \rightarrow T = 3$ cm.

Egyszerűbb megoldás: $\frac{K_1}{T} = \frac{k_1}{t_1}$ és $\frac{K_2}{T} = \frac{k_2}{t_2}$.

Felhasználjuk, hogy a kép és a tárgy felcserélhetőek, azaz $k_2 = t_1$ és $t_2 = k_1$, amivel

$$\frac{K_1}{T} = \frac{k_1}{t_1} = \frac{t_2}{k_2} = \frac{T}{K_2}, \text{ vagyis } \frac{K_1}{T} = \frac{T}{K_2}, T^2 = K_1 K_2 = 9 \text{ cm}^2, T = 3 \text{ cm.}$$

IGAZ-E (INDOKLÁSSAL), HOGY

1. domború tükörnél mindig virtuális kép keletkezik?
2. homorú tükörnél mindig virtuális kép keletkezik?
3. domború lencsénél mindig virtuális kép keletkezik?
4. homorú lencsénél mindig virtuális kép keletkezik?
5. a beeső ill. a visszavert fénysugárnak a beesési merőlegessel bezárt szögére érvényes a Snellius-Descartes törvény?
6. ha a fény egy nagyobb törésmutatójú közegből lép át egy kisebb törésmutatójú közegbe, a beesési szöget növelve elérhetjük, hogy a fény ne jusson át a kisebb törésmutatójú közegbe?
7. homorú tükör optikai tengelyével párhuzamos sugarak önmagukba verődnek vissza?
8. a fény terjedési sebessége üvegben nagyobb, mint vákuumban?
9. a fény mindig egyenes vonalban terjed?
10. ha a fény egy nagyobb törésmutatójú közegből lép át egy kisebb törésmutatójú közegbe, a törési szög nagyobb a beesési szögnél?