2. OPTIKA

2.1. Elmélet

Az optika tudománya a látás élményéből fejlődött ki. A tárgyakat azért látjuk, mert fényt bocsátanak ki, vagy a rájuk eső fényt visszaverik, és ezt a fényt a szemünk érzékeli. A látási információt tudatunk azt a szemléletet felhasználva dolgozza fel, hogy a fényforrásokból, a fénylő tárgyakról egyenes vonalban fénysugarak indulnak ki és jutnak a szemünkhöz. Ennek megfelelően a tárgyakat arrafelé látjuk, amely irányból a fény róluk a szemünkbe érkezik. A tükör előtt állva magunkat a tükör mögött látjuk, mert a rólunk kiinduló fénysugarak a tükörről visszaverődbe jutnak a szemünkbe. A víz alatt lévő tárgyakat a valóságosnál kisebb mélységben látjuk, mert a fénysugár megtörik, amikor a vízből kilép, viszont mi a levegőben terjedő fénysugár irányában látjuk őket.

2.1.1. Geometriai optika

A geometriai optika a fénysugarak terjedésével foglalkozik. A fénysugár a fényforrásból egy keskeny térszögbe kiinduló fénynyaláb határesete, amikor ez a térszög végtelenül kicsi.

A geometriai optika alaptörvényei:

a.) Homogén közegben a fény egyenes vonalban terjed.

b.) A fény a közegtől függő, véges sebességgel terjed.

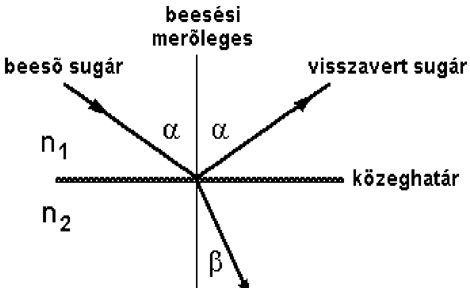
Vákuumban a fény terjedési sebessége $c = 2{,}997925 \cdot 10^8$ m/s. A törésmutató, n, a vákuumbeli c fénysebesség és a v közegbeli fénysebesség hányadosa:

$$n = c / v. \qquad (1)$$

c.) Két közeg közötti határfelületre érve a fény egy része a közeghatárról visszaverődik, más része behatol a második közegbe, de itt "megtörik", terjedési iránya általában megváltozik. A határfelület normálisa és a beeső fénysugár iránya meghatározza a *beesési síkot*. A visszavert fénysugár és a határfelületen áthaladt és megtört fénysugár a beesési síkban marad. A beeső fénysugár és a beesési merőleges szöge, α a *beesési szög*. A visszavert fénysugár ugyanakkora szöget (α) zár be a beesési merőlegessel, mint a beeső fénysugár. A *törési szög* (β) a megtört sugár és a beesési merőleges közötti szög. α és β között a *Snellius-Descartes törvény* áll fenn:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \qquad (2)$$

ahol n_1 az első, n_2 a második közeg (vákuumra vonatkoztatott) törésmutatója.



2.1. ábra. Törés és visszaverődés két közeg határfelületén

A törés és visszaverődés törvényei nemcsak sík felületeknél érvényesek, hanem görbült felületeknél is, azzal a különbséggel, hogy a görbült határfelület különböző pontjaiba érkező fénysugarak számára a beesési merőleges különböző irányú lesz, mégpedig a beesés pontjában a felületre simuló sík normálisa.

A teljes visszaverődés

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

$$\sin \beta = n_1 \sin\alpha / n_2.$$

A beesési szöget növelve az α_h határszögnél $\beta = 90°$, vagyis $\sin \alpha_h = n_2/n_1$.

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

A képalkotás

Ha egy tárgy minden egyes pontjából kiinduló fénysugarak a visszaverődés és törés után újból egy pontban metszik egymást, képalkotásról beszélünk. Ha a fénysugarak ténylegesen metszik egymást a képpontban, a kép valós, ernyővel felfogható. Ha a visszavert illetve megtört sugarak széttartók és hátrafelé meghosszabbítva metszik csak egymást, a kép *virtuális*.

A tükrök és a lencsék képalkotásának törvényei a visszaverődés és törés törvényeiből vezethetők le. A kép megszerkesztéséhez néhány speciális fénysugarat használhatunk fel: (1) az optikai tengellyel (szimmetriatengellyel) párhuzamos fénysugarak a visszaverődés illetve törés után a fókuszponton mennek keresztül; (2) az optikai centrumba beérkező sugár a tükörnél szimmetrikusan verődik vissza, a lencsén pedig irányváltozás nélkül halad át; (3) a fókuszponton át beérkező fénysugarak pedig az optikai tengellyel párhuzamosan haladnak tovább. Mindez akkor érvényes, ha a lencse vagy tükör átmérője sokkal kisebb, mint a görbületi sugara. A fókusztávolság a tükrök esetében a görbületi sugár fele, homorú tükörnél pozitív, domborúnál negatív. A vékony lencsék fókusztávolságát a "lencsekészítők törvénye" adja meg:

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

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.

Egy, a tükörtől vagy lencsétől t távolságban lévő tárgy képe a leképező eszköztől k távolságra keletkezik:

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

ahonnan $$k = \frac{t-f}{t\,f}\ .$$

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

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

$$N = K / T = k / t\ . \qquad (5)$$

Ha a kép virtuális, a nagyítás negatív szám.

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

A geometriai optika korlátai, a fény hullámtermészete

Ha a fénysugár nagyon keskeny résen vagy szűk blendén halad keresztül, a rés vagy blende mögötti ernyőn sötét-világos csíkokat, illetve koncentrikus köröket kapunk. Egy nagyon apró tárgy pedig nem vet éles árnyékot, sőt, az ernyőn ott kapjuk a legerősebb megvilágítást, ahol a tárgy árnyékának kellene lenni. Ezek a jelenségek a fény hullámtermészetének megnyilvánulásai.

2.1.2. A fény mint elektromágneses hullám

A fényforrások időben és térben változó elektromágneses teret keltenek maguk körül. Ez az elektromágneses tér *hullám* alakjában terjed.

> Távol a fényforrástól, átlátszó, homogén, izotróp közegben az elektromágneses tér harmonikus *síkhullámok* összegére bontható. Egy ilyen hullámban az elektromos vagy mágneses tér egyszerű szinusz vagy koszinusz függvénnyel írható le. Ha a hullám a pozitív x tengely irányában terjed, akkor az E *térerősség nagyságát* mint az idő (t) és helyzet (x) függvényét leíró függvényalak
>
> $$E(x,t) = E_0 \cos(kx - \omega t + \varphi_0), \quad \text{ahol}$$
>
> E_0 a hullám amplitúdója, a *maximális térerősség*,
> k a *hullámszám*,
> ω a *körfrekvencia* és
> φ_0 a *fázisállandó*.
> A térerősség iránya merőleges a terjedési irányra.

A térerősség két pontban azonos, ha a koszinusz függvény fázisa megegyezik, vagy 2π egész számú többszörösével tér el. Azokat a felületeket a hullámban, ahol ez teljesül, *fázissíkoknak* vagy *hullámfrontnak* nevezzük. Egy x tengelyre merőleges sík minden pontjában azonos a térerősség és időben azonos módon változik.

A *periódusidő*, T, az a legrövidebb idő, melynek elmúltával adott helyen ugyanaz lesz a térerősség és a térerősség időderiváltja is. A periódusidő reciproka a *frekvencia*:

$$\nu = 1 / T,$$

a körfrekvencia pedig $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$.

A hullám nemcsak időben, hanem térben is periodikus. A térbeli periódust *hullámhossznak* (λ) nevezzük. Ez egyenlő annak a két egymáshoz legközelebbi síknak a távolságával, ahol a hullám értéke azonos időpontban maximális. Ezeken a síkokon kx értéke 2π-vel különbözik:

$$kx_2 - kx_1 = 2\pi, \qquad \text{így} \qquad \lambda = x_2 - x_1 = 2\pi / k,$$

illetve a hullámszám $k = 2\pi / \lambda$.

Adott hullámfront helyzete időben változik, miközben a fázis konstans marad. Legyen most ez a fázis φ_0, így $kx - \omega t + \varphi_0 = \varphi_0$, azaz $x = \dfrac{\omega}{k} t$,

tehát a front állandó $v = \omega / k$ sebességgel – ún. *fázissebesség* – mozog.

Vákuumban a fázissebesség c.

Ha a hullám egy más közegbe lép be, frekvenciája azonos marad, terjedési sebessége azonban változik a közeg optikai sajátságaitól függően.

A vákuumbeli és közegbeli terjedési sebesség hányadosa a *törésmutató*, $n = c / v$. A törésmutató függ a frekvenciától (*diszperzió*), átlátszó közegben a frekvencia növekedésével kissé nő.

A hullámhossz közegről közegre változik: $\lambda = \lambda_0 / n$. A vákuumbeli hullámhossz, λ_0 azonban éppúgy jellemzi a hullámot, mint a frekvencia. A látható tartományban a (vákuumbeli) hullámhossz 380 és 760 nm között van.

Az **E** elektromos térerősség és a hullámszám vektormennyiségek. A **k** hullámvektor iránya a terjedési iránnyal egyezik meg. A fény transzverzális hullám, a térerősség merőleges a terjedési irányra. Az elektromos térerősség irányát tekintjük a polarizáció irányának.

Hullámok interferenciája

Egy x tengely irányában terjedő, y tengely irányában polarizált, ω körfrekvenciájú, k hullámszámú, φ_0 fázisállandójú síkhullám esetén az y irányú térerősség:

$$E = E_0 \cos(kx - \omega t + \varphi_0).$$

Két, csak fázisállandójában különböző síkhullám összegéről belátható, hogy szintén síkhullám:

$$E = E_1 + E_2 = E_{10} \cos(kx - \omega t + \varphi_{10}) + E_{20} \cos(kx - \omega t + \varphi_{20}) = E_0 \cos(kx - \omega t + \varphi_0),$$

melynek amplitúdója E_0 és fázisállandója φ_0,

ahol $E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2\, E_{10}\, E_{20} \cos(\varphi_{10} - \varphi_{20})$

és $\operatorname{tg} \varphi_0 = \dfrac{E_{10} \sin\varphi_0 + E_{20} \sin\varphi_{20}}{E_{10} \cos\varphi_0 + E_{20} \cos\varphi_{20}}$.

Látható, hogy E_0, **az eredő hullám amplitúdója a $\Delta\varphi = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ fáziskülönbségtől függ**: az eredő amplitúdó maximális, ha $\Delta\varphi = 0$ vagy $\Delta\varphi = m \cdot 2\pi$ (2π egész számú többszöröse), és minimális, ha $\Delta\varphi = (2m+1)\cdot\pi$ (π páratlan számú többszöröse) a fáziskülönbség.

A fázisállandók különbsége úthosszkülönbségnek is felfogható a két összetevő fényhullám között: $\Delta s = \dfrac{\Delta\varphi}{k} = \dfrac{\lambda}{2\pi}\Delta\varphi$ (mivel $k = 2\pi/\lambda$). A két fényhullám maximálisan erősíti egymást, ha $\Delta s = \dfrac{\lambda}{2\pi}\Delta\varphi = \dfrac{\lambda}{2\pi}\cdot m \cdot 2\pi = m \cdot \lambda$, vagyis úthosszaik különbsége a hullámhossz egész számú többszöröse, és maximálisan gyengíti, ha $\Delta s = \dfrac{\lambda}{2\pi}\Delta\varphi = \dfrac{\lambda}{2\pi}\cdot(2m+1)\cdot\pi = (2m+1)\cdot\dfrac{\lambda}{2}$, vagyis Δs a félhullámhossz páratlan számú többszöröse.

A fénynyaláb jellemzői

Egy meghatározott irányban terjedő fénynyalábban különböző frekvenciájú, polarizációjú és fázisállandójú hullámok terjedhetnek. *Monokromatikus* a fény, ha a frekvencia azonos a nyaláb minden összetevőjére. Ha különböző polarizáció irányú hullámok terjednek a nyalábban, akkor ezek helyettesíthetők két adott, egymásra merőleges irányban polarizált hullámmal. Az eredő térerősség egy pontban e két egymásra merőleges térerősség eredője: az **E** vektor végpontja vagy egy egyenes mentén mozoghat, (akkor *lineárisan polarizált* a fény), vagy leírhat kört (*cirkulárisan polarizált* fény) illetve ellipszist (*elliptikusan polarizált* fény).

Koherencia. A fényforrásokban a valamilyen módon magasabb energiaállapotokba gerjesztett atomok vagy molekulák sugároznak ki fényt – egy fotont emittálnak, miközben a gerjesztett állapotból az alapállapotba vagy alacsonyabb energiájú állapotba kerülnek. A foton kibocsátása az átmenet alatt, véges ideig történik, ezért a foton egy véges hullámvonulat, véges hossza van: ez a *koherenciahossz.* A következő foton fázisállandója nem egyezik az előzőével, és ha az emisszió spontán következik be, a fotonok iránya és fázisa véletlenszerű. Így egy közönséges fényforrásból származó fénynyalábban a fotonok -elemi hullámvonulatok- fázisa időben véletlenszerűen változik.

Koherensnek egy olyan fénynyalábot nevezünk, melynél az alkotó hullámok frekvenciája és terjedési iránya, valamint polarizációjának iránya is azonos, és a fázisállandó időben állandó. Két azonos frekvenciájú és polarizációjú fénynyaláb *interferál*, gyengítik vagy erősítik egymást. A természetes fényforrások fénye nem koherens. Egy ilyen nem-koherens fénynyalábban egy foton csak önmagával interferálhat - a koherenciahosszán belül.

A *lézerek* monokromatikus, párhuzamos és koherens fénynyalábot szolgáltató fényforrások. (Persze, a lézerfény sem abszolút monokromatikus, párhuzamos és koherens, de a közönséges fényforrásokhoz viszonyítva nagymértékben az.) Ez annak köszönhető, hogy a lézerben a fénykibocsátás *indukált emisszióval* történik, szemben a közönséges fényforrásokkal, ahol spontán emisszióval. Az indukált emissziónál egy gerjesztő foton hatására az atomi rendszer úgy kerül egy alacsonyabb energiájú állapotba, hogy a gerjesztő fotonnal tökéletesen azonos (azonos frekvenciájú, terjedési irányú és fázisú) fotont bocsát ki.

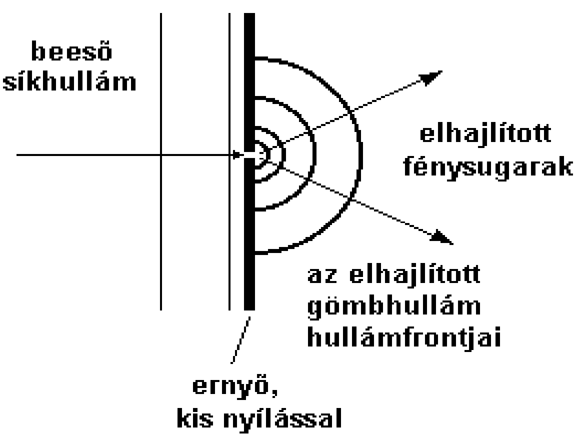
A fény intenzitása

A fény intenzitása (I) a térerősség abszolút-érték négyzetének időátlagával arányos; monokromatikus síkhullámban az amplitúdó négyzetével, $\mathbf{E}_0^2$ -tel arányos.

Két, egymással párhuzamos polarizáció-irányú *koherens* fénynyaláb *interferenciára* képes. Az eredő intenzitás $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\varphi_{10} - \varphi_{20})$. Ez azt jelenti, hogy az eredő fénynyalábban a térerősségek a fáziskülönbségtől függően erősítik vagy gyengítik egymást.

Fényhullámok elhajlása

A fénytörés és -visszaverődés törvényei levezethetők a hullámelméletből is, síkhullámok terjedését tekintve. A hullámhosszal összemérhető méretű akadály esetén azonban elvész a síkhullám-jelleg az akadály közelében. A Huygens-elvvel szemléltethető a fény terjedése ilyen esetben: a hullámfront minden pontja elemi gömbhullámok kiindulópontja, és ezek eredője adja az új hullámfrontot. Ha a fény útjába egy ernyőt teszünk, melyen egy nagyon kicsi lyuk van, akkor az ernyő mögött a hullámfrontok gömbfelületek lesznek (2.2. ábra), melyek azonban az ernyőtől kellően nagy távolságra a megfigyelés környezetében újra jól közelíthetők síkhullámmal.

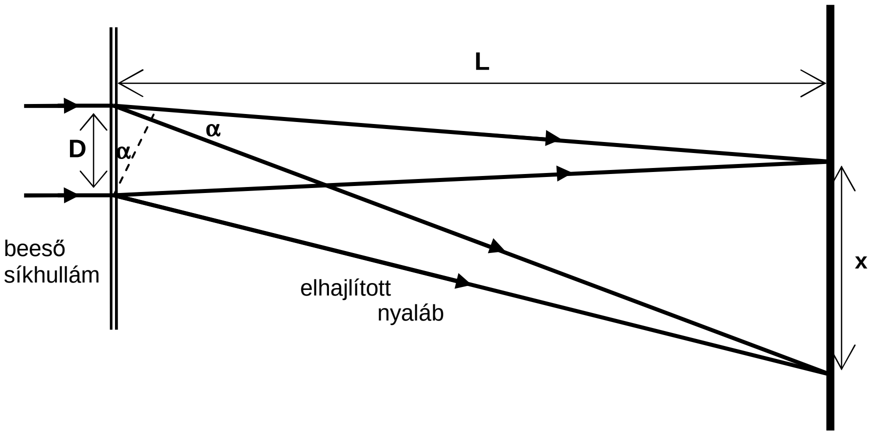


2.2. ábra. A fény elhajlása ernyőn lévő kis nyíláson

Tegyünk most egy párhuzamos, monokromatikus fénynyaláb útjába a terjedési irányra merőlegesen egy ernyőt, melyen két párhuzamos keskeny rés van D távolságban egymástól (2.3. ábra). A réseken a fény elhajlik; nagy távolságból olyan a hullámkép, mintha a résekből az ábra síkjában minden irányban síkhullámok indulnának ki. Tekintsük azt az irányt, mely az ernyő normálisával α szöget zár be. Ebben az irányban a két réstől származó párhuzamos fénynyaláb közti úthosszkülönbség $\Delta s = D \sin\alpha$, és a fáziskülönbség

$$\Delta\varphi = 2\pi \sin\alpha \, D / \lambda \, . \qquad (6)$$

A két fénynyalábhoz tartozó térerősségek összeadódnak az eredő nyalábban: $E = E_1 + E_2$. Mivel az amplitúdók a két elhajlított nyalábban megegyeznek, az intenzitás $I = 2I_0(1+\cos\Delta\varphi)$.



2.3. ábra. Elhajlás kettős résen

Ha $\Delta\varphi$ π páratlan számú többszöröse, azaz $D{\cdot}\sin\alpha$ a félhullámhossz páratlan számú többszöröse, teljes kioltást kapunk; ha $\Delta\varphi$ 2π egész számú többszöröse, azaz $D{\cdot}\sin\alpha$ a hullámhossz egész számú többszöröse, maximális erősítést kapunk. A résektől bizonyos L távolságban elhelyezett ernyőn sötét és világos csíkokat fogunk észlelni a maximális gyengítés és maximális erősítés irányainak megfelelően:

$$D{\cdot}\sin\alpha = (2m+1) \cdot \lambda/2 : \qquad \text{kioltás,}$$
$$D{\cdot}\sin\alpha = m \cdot \lambda : \qquad \text{maximális erősítés.} \qquad (7)$$

Az optikai rács

Ha egy átlátszó lemezt egyenlő távolságban, párhuzamosan bekarcolunk, vagy valamilyen más eljárással párhuzamos, periodikusan váltakozó átlátszó és átlátszatlan csíkokat hozunk létre rajta, *transzmissziós optikai rácsot* kapunk. Hasonló módon, reflektáló felületen periodikus, tükröző és nem-tükröző, egymással párhuzamos csíkokból álló mintázatot létrehozva kapjuk a *reflexiós rácsot*. A rácsot koherens fénynyalábbal megvilágítva és a rács által elhajlított fényt ernyőn felfogva a fényforrás elhajlási képét kapjuk, egy –a rács csíkjaira merőleges egyenesen elhelyezkedő– fényfolt-sorozatot, az el nem hajlított nyalábnak megfelelő transzmittált vagy reflektált kép mindkét oldalán (úgy, mint a kettős rés esetén, csak nagyobb intenzitással).
Ha a fény merőlegesen esik a síkrácsra, az elhajlási kép szimmetrikus, és a kioltás és erősítés feltételét (7) adja meg. Így ha az m-edik és (–m)-edik elhajlított kép távolsága az ernyőn $2x_m$, a rács és az ernyő távolsága L és a rácsállandó D, akkor (7)-nek megfelelően

$$x_m = L \,\mathrm{tg}\, \alpha = L\, m\, \lambda \,/\, \sqrt{D^2 - (m\lambda)^2} \, , \qquad (8)$$

ahonnan a rácsállandó kiszámítható. Ha $m\lambda \ll D$, akkor $D = m\,\lambda\, L / x_m$.

2.2. Mérési feladatok

2.2.1. Geometriai optika: visszaverődés és törés, teljes visszaverődés

2.2.1.1. Tükrök és lencsék: a sugármenet vizsgálata, a fókusztávolság meghatározása

Eszközök: – halogénlámpás kísérleti fényforrás tápegységgel, blendékkel;
– rugalmas tükör, homorú és domború tükrök, konvex és konkáv lencse-szeletek.

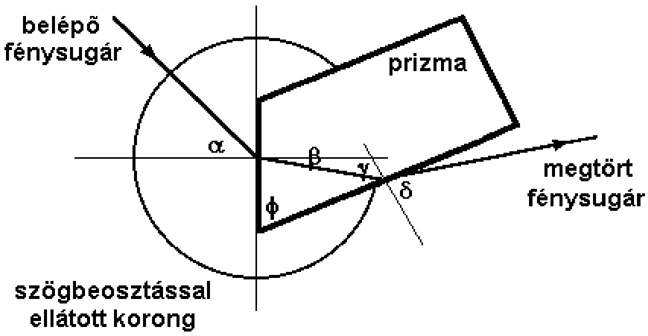
A fókusztávolság az a pont, ahol a főtengellyel párhuzamosan beeső fénysugarak a tükörről visszaverődve, illetve a lencsén áthaladva metszik egymást.
Helyezzük a háromréses blendét a fényforrás kimenő ablakára. Helyezzük a tükör- illetve lencseszeleteket merőlegesen a fénysugarakra, határozzuk meg a fókusztávolságot és a fókusztávolság előjelét! Fordítsuk meg a blendét, hogy 5 fénysugarunk legyen. Figyeljük meg, egy pontban metszi-e egymást az összes fénysugár! Állítsuk a tükröt ill. a lencsét úgy is, hogy ferdén essenek rá a fénysugarak.

Feladat: Papírra rajzoljuk át a sugármenetet domború/homorú lencse esetében, és olvassuk le a fókusztávolságot a sugarak alapján!

2.2.1.2. Fénytörés és teljes visszaverődés prizmán, színbontás a prizmán; a prizma törésmutatójának meghatározása

Eszközök: – optikai sín, lovasok;
– halogénlámpás fényforrás, a lámpára helyezhető rés;
– diatartó, diakeretben levő rés;
– szögbeosztással ellátott forgatható optikai korong;
– trapéz alakú prizma.

Helyezzük az optikai sín végére a lámpát, és a lámpa elejére illesszük fel a rést. A lámpa után tegyünk fel egy lovast diatartóval, és a diatartóba fogjuk bele a diatartóban lévő rést. Ezután helyezzük el (nem túl messze) a forgatható szögbeosztásos korongot. A réseket állítsuk be úgy, hogy a fénysugár a korong középpontján haladjon át. Forgassuk a korongot úgy, hogy a 0 fok a lámpa/rések felé essen. A 2.4. ábra szerint helyezzük a prizmát az optikai korong közepére úgy, hogy a prizma ferde lapjának normálisa egybeessen a korong 0 szögnek megfelelő tengelyével. (Ezt ellenőrizhetjük azzal, hogy ekkor a bejövő fénysugár önmagában verődik vissza.) Forgassuk a prizmát a szögbeosztásos koronggal együtt. Figyeljük meg, hogy a 0 beesési szögnél teljes visszaverődés történik.
Figyeljük meg a prizma színbontását! Milyen színű fény törik meg (változtat irányt) a legjobban? A fénytörés mértékét a prizma törésmutatója határozza meg. Minél nagyobb a törésmutató (minél inkább különbözik a környezetétől), annál erősebben törik a fény. 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 ibolyáé a legnagyobb. Így az ibolya színű fénysugár törik meg a legjobban.
A korong forgatásával határozzuk meg azt az α beesési szöget, melynél a szomszédos lapra érkező fénysugár éppen nem lép ki a prizmából (ahol $\delta = 90°$), külön a vörös és külön az ibolya szélén a spektrumnak (α_v ill. α_i).



2.4. ábra. Prizma törésmutatójának mérése

A mérés kiértékelése:
ϕ a prizma törőszöge; az α, β, γ, δ beesési illetve törési szögeket a felület normálisától (beesési merőleges) mérjük.
A „kilépő” fénysugárra $n \sin\gamma = \sin\delta$. Most $\sin\delta = 1$ (mert $\delta = 90°$) $\rightarrow$ $n \sin\gamma = 1$.
Mivel $\phi = \beta + \gamma \rightarrow \gamma = \phi - \beta$, $\sin\gamma = \sin(\phi - \beta) = \sin\phi \cos\beta - \cos\phi \sin\beta$.
A belépő fénysugárra $\sin\alpha = n \sin\beta$.
Ezekből $n \sin\gamma = n (\sin\phi \cos\beta - \cos\phi \sin\beta) = n \sin\phi \cos\beta - \cos\phi \sin\alpha = 1$
$\rightarrow$ $n \cos\beta = (1 + \cos\phi \sin\alpha) / \sin\phi$.
Ezt és az $n \sin\beta = \sin\alpha$ egyenletet négyzetre emelve és összeadva kapjuk, hogy
$n^2 = (1 + 2 \cos\phi \sin\alpha + \cos^2 \phi \sin^2 \alpha)/ \sin^2 \phi + \sin^2 \alpha = (1 + 2 \cos\phi \sin\alpha + \sin^2 \alpha) / \sin^2 \phi$,
amiből a törésmutató

$$n = \sqrt{(1 + 2\cos\phi \sin\alpha + \sin^2\alpha) / \sin^2\phi} \;. \qquad (9)$$

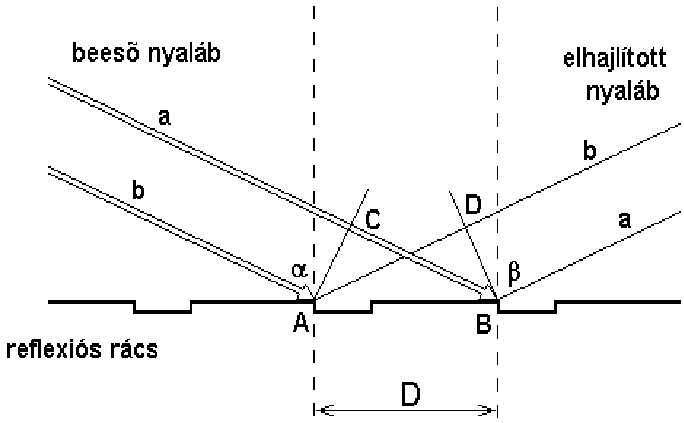
A méréssel kapott α értéket és a ϕ értékét behelyettesítve megkapjuk a törésmutatót.
A mérésnél használt prizma törőszöge $\phi = 60°$.

A jegyzőkönyvben beadandó
2.2.1.1. A domború/homorú lencse fókusztávolsága a vázolt sugármenettel.
2.2.1.2. A prizma törésmutatójának meghatározása: a mérési elrendezés vázlata, a kritikus beesési szög értéke, a törésmutató számított értéke vörös és ibolya fényre.
Szorgalmi feladat: Tegyük fel, hogy a törőszög hibája elhanyagolható, a kritikus α szöget viszont fél fok pontossággal tudjuk meghatározni. Határozzuk meg a törésmutató-mérés pontosságát! Az alkalmazandó képletet a mérésvezetőtől kell megkérdezni.

2.2.2. Lézer hullámhosszának meghatározása reflexiós ráccsal

Eszközök:
- optikai sín, lovasok
- pozicionálható lézerdióda
- vízszintes korong
- fém vonalzó, bekarcolt 1 mm-es ill. 0,5 mm-es beosztással
- ernyő
- milliméterpapír
- mérőszalag

Reflexiós rácsként fém vonalzót használunk. A vonalzó az 1 ill. 0,5 mm-es skálájával tulajdonképpen egy 1 ill. 0,5 mm rácsállandójú reflexiós rács. A bekarcolt jelek mentén a fény elhajlik, a szomszédos beosztásokon elhajlott fénynyalábok interferálnak egymással, és ha a beesési szög elég nagy (súrló beesést hozunk létre), akkor az ernyőn egy sorozat fénypöttyöt kapunk, a különböző rendű rácsképeket. [Az eredeti ötlet, hogy tolómérő felhasználható reflexiós rácsként, és tolómérővel ily módon nemcsak egy cső vagy valami munkadarab szélessége, hossza, hanem a fény hullámhossza is mérhető, annak ellenére, hogy a hullámhossz sokkal kisebb, mint a legfinomabb beosztás, a Trinity College Fizika Intézetéből (Dublin, Írország) származik.]



2.5. ábra. A fény elhajlása a reflexiós rácson súrló beesésnél

Vizsgáljuk meg, mennyi az úthosszkülönbség két szomszédos beosztásról származó elhajlított hullám (**a** és **b**) között (2.5. ábra)!

$$\Delta s = \overline{CB} - \overline{AD}. \tag{14}$$

Ha adott az α beesési szög, akkor maximális erősítést azoknál a β_m elhajlási szögeknél kapunk, melyekre az úthosszkülönbség a hullámhossz egész számú többszöröse,

$$D\cdot(\sin\alpha - \sin\beta_m) = m\cdot\lambda\ . \tag{15}$$

D, a rácsállandó esetünkben 0,5 mm.

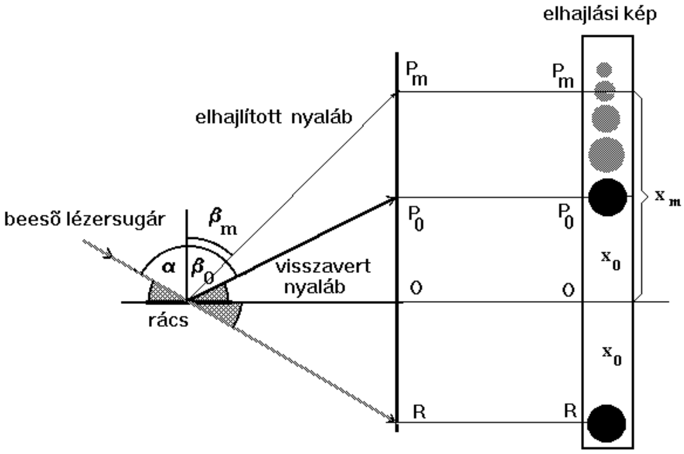
<u>Feladat:</u>

Ragasszunk egy milliméterpapír-csíkot az ernyőre, és tegyük az ernyőt az optikai sín végére egy alacsony lovasba. A sín másik végére tegyük fel a lézert (alacsony lovasban), és állítsuk be úgy, hogy a lézersugár az ernyő alsó részét érje. Ezután helyezzük a vonalzót a forgatható korongra (magas lovason) úgy, hogy a lézersugár a 0,5 mm-es skálára essen. A vonalzó és a korong helyét, valamint a lézert állítsuk be úgy, hogy a legfényesebb pötty (az egyszerű visszavert sugár) alatt legfeljebb egy pötty, fölötte viszont legalább 8 pötty legyen látható az ernyőn. (Ha szükséges, emeljük meg a lézertartót a lovasban.) Jelöljük meg a pöttyök helyét ($\mathbf{P_0}$, $\mathbf{P_1}$,....) a milliméterpapíron, mérjük meg a mérőszalaggal a vonalzón látható fényfolt közepének távolságát (L) az ernyőtől, és (a korongot levéve) jelöljük meg az eltérítetlen lézersugár foltját (**R**) is.

<u>Kiértékelés:</u>

A 2.6. ábrán látjuk kissé eltorzítva a mérési elrendezést a kiértékeléshez szükséges mennyiségek feltüntetésével. Az el nem térített lézersugár helye az ernyőn **R,** az elhajlási kép fényfoltjainak helye rendre $\mathbf{P_0}$, $\mathbf{P_1}$,…. A $\mathbf{P_0}$ pont, a legfényesebb fényfolt középpontja, a nulladrendben elhajlított fénynyalábtól származik. A nulladrendben elhajlított nyaláb tulajdonképpen az egyszerű visszavert sugár, úgyhogy $\beta_0 = \alpha$. Az $\overline{\mathbf{RP_0}}$ szakasz felezőpontja az **O** pont. Ettől a ponttól mérjük az egyes fényfoltok távolságát: $x_m = \overline{\mathbf{OP_m}}$. A vonalzón lévő fényfolt távolsága az ernyőtől L. Látható, hogy

$$\mathrm{tg}\ \beta_m = L\ /\ x_m\ . \tag{16}$$



2.6. ábra. A mérési elrendezés lézer hullámhosszának meghatározásához

Ebből meghatározzuk az elhajlási szögeket, majd $\sin\beta_m$-et:

$$\sin\beta_m = \sin\left(\operatorname{arctg}\frac{L}{x_m}\right) = \frac{L}{\sqrt{L^2 + x_m{}^2}}$$

ábrázoljuk m függvényében.
Másrészt (14)-ből kifejezve $\sin\beta_m$-et:

$$\sin\beta_m = \sin\alpha - m\cdot\lambda/D \qquad (17)$$

látható, hogy ez egy egyenest ad m függvényében, melynek meredeksége $-\lambda/D$.
λ tehát meghatározható a mérési pontokra illesztett egyenes meredekségéből a rácsállandó ismeretében.

A jegyzőkönyvben beadandó
Vázoljuk (rajzzal is!) a mérés elvét és a mérési elrendezést!
Készítsünk táblázatot, melyben feltüntetjük m-et, x_m-et, és $\sin\beta_m$ értékét 6 tizedes pontossággal kiszámítva.
Ábrázoljuk $\sin\beta_m$-et az elhajlás rendjének, m-nek a függvényében!
Határozzuk meg a λ hullámhosszt az egyenes meredekségéből!
Szorgalmi feladat: alkalmazzuk a legkisebb négyzetek módszerét.

2.2.3. Bemutató: Polarizáció

A fényhullám elektromos térerősségének irányát tekintjük a polarizáció irányának. A polarizátorok egy irányban polarizált fényhullámot engednek át, az erre az irányra merőleges elektromos teret nem, így a polarizátor mögött a polarizátor áteresztési irányának megfelelően lineárisan polarizált fényt kapunk.

– lámpa fénye két polarizátoron keresztül
– Brewster-szög
– dikroizmus, polaroid fólia
– optikai aktivitás vizsgálata
– kettőstörés vizsgálata