

7. OPTIKA II. Fizikai optika

A fényforrások időben és térben változó elektromágneses teret keltenek maguk körül. Ez az elektromágneses tér hullám alakjában terjed, az \mathbf{E} elektromos és a \mathbf{H} mágneses térerősség a fény terjedési irányára merőleges síkban harmonikus rezgést végeznek (transzverzális hullám).

Az Optika I. mérésben vizsgált fénytörés és -visszaverődés magyarázhatók a fény részecsketermészetével is. Vannak azonban olyan kísérletek, amelyek csak a fény hullámtermészetével magyarázhatók: ilyen az elhajlás (diffrakció), az interferencia, és a polarizáció jelensége.

Interferencia esetén azt tapasztaljuk, hogy a megfelelő méretű réseken keresztül érkező, vagy rácstről visszaverődő fény sötétebb és világosabb foltokat hoz létre az ernyőn, vagyis a fény intenzitása változik a hely függvényében. A fényintenzitás (I) az \mathbf{E} elektromos térerősség abszolút érték négyzetének időátlagával arányos.

Az \mathbf{E} elektromos térerősség monokromatikus síkhullám esetén

A fényforrástól távol, átlátszó, homogén, izotrop közegben az elektromágneses tér monokromatikus síkhullámok összegére bontható. Monokromatikus hullám egyetlen frekvenciával jellemezhető. Az elektromos térerősség egy ilyen síkhullámban t időben az \mathbf{r} helyvektorú pontban

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_0), \text{ ahol} \quad (1)$$

\mathbf{E}_0 a síkhullám amplitúdója,

$$\varphi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_0 \text{ a fázis, amiben} \quad (2)$$

ω a körfrekvencia: $\omega = 2\pi\nu$, ahol ν a frekvencia,

φ_0 a fázisállandó,

\mathbf{k} a hullámszámvektor; a hullám *terjedési iránya* megegyezik \mathbf{k} vektor irányával.

A fény *transzverzális* hullám, \mathbf{E}_0 merőleges a terjedési irányra, így \mathbf{k} -ra is. Az \mathbf{E}_0 vektor irányát tekintjük a *polarizáció irányának*.

Az (1) síkhullám időben és térben periodikus függvény.

Rögzített \mathbf{r} helyen az elektromos térerősség nagysága az időnek harmonikus függvénye,

mivel $\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \text{konst.}$ \rightarrow a fázis $\varphi(t) = -\omega t + \varphi_0 + \text{konst.}$

A *periódusidő*, T , az a legrövidebb idő, melynek elmúltával az adott helyen ugyanaz lesz a térerősség és a térerősség időderiváltja is, vagyis a T idő alatt 2π -vel változik a fázis:

$$\Delta\varphi = \omega T = 2\pi, \text{ azaz } \omega = 2\pi/T = 2\pi\nu, \text{ ahol } 1/T = \nu \text{ a frekvencia.}$$

Rögzített t időben az elektromos térerősség nagysága a helynek harmonikus függvénye,

mivel $\omega t = \text{konst.}$ \rightarrow a fázis $\varphi(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_0 + \text{konst.}$

A térbeli periódus a *hullámhossz*, λ , két szomszédos fázissík távolsága, melyeken a fázis 2π -vel különbözik:

$$\Delta\varphi = k \lambda = 2\pi, \text{ azaz } \lambda = 2\pi / k. \quad (3)$$

Eszerint a \mathbf{k} hullámszámvektor nagysága a hullámhossz reciprokával, a *hullámszámmal* arányos, annak a 2π -szerese.

A *hullámfront* azoknak a pontoknak az összessége, melyeken a φ fázis értéke egy adott időpontban azonos. A hullámfront minden pontjában ugyanaz a térerősség, és időben azonos módon változik.

Az (1) alakú síkhullámok hullámfrontjai síkok, melyek egyenlete a t időpontban

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_0 = \text{konst.}$$

Ha a hullám az x tengely irányában terjed, a hullámfront, azaz a fázissík egyenlete

$$\varphi(x, t) = kx - \omega t + \varphi_0 = \text{konst.}$$

Egy adott φ^* fázisú hullámfront helyzete a t függvényében $x = \frac{\omega}{k} t + \frac{\varphi^* - \varphi_0}{k}$, azaz a front

$$v = \omega / k \quad (4)$$

sebességgel – ún. *fázissebességgel* – mozog az x tengely mentén.

(3) és (4) összevetésével kapjuk a fény hullámhossza, terjedési sebessége és frekvenciája (avagy periódusideje) közötti összefüggést:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{1}{v} \rightarrow \lambda = v T, \quad (5)$$

vagyis a fázis egy periódusidő alatt éppen egy hullámhossz távolságra jut el.

Vákuumban a fázissebesség c , azaz vákuumban a hullámfront egy periódusidő alatt $\lambda_0 = cT$ távolságot tesz meg.

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. A törésmutató függ a frekvenciától (diszperzió): átlátszó közegben a frekvencia növekedésével kissé nő.

A közegbeli terjedési sebesség

$$v = c/n, \quad (6)$$

így a közegbeli hullámhossz

$$\lambda = \frac{c}{n} T = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (7)$$

A λ hullámhossz közegről közegre változik, a λ_0 vákuumbeli hullámhossz azonban éppúgy jellemzi a hullámot, mint a frekvencia.

A látható tartományban a λ_0 vákuumbeli hullámhossz 380 és 760 nm között van.

Monokromatikus síkhullámok interferenciája

Tekintsünk két síkhullámot, melyek az x tengelyen azonos irányban haladnak, azonos frekvenciájúak ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$), azonos irányban (pl. az y tengely irányában) polarizáltak, de a fázisállandójuk különböző: $\varphi_{10} \neq \varphi_{20}$. A két síkhullámban az y irányú térerősség

$$E_1 = E_{10} \sin(kx - \omega t + \varphi_{10}) \quad \text{ill.} \quad E_2 = E_{20} \sin(kx - \omega t + \varphi_{20}).$$

Az eredő térerősség $E = E_1 + E_2$. Beláthatjuk, hogy ez szintén síkhullám:

$$E = E_0 \sin(kx - \omega t + \varphi_0),$$

melynek amplitúdója

$$E_0 = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\varphi_{10} - \varphi_{20})}. \quad (8)$$

Látható, hogy az amplitúdó függ a $\Delta\varphi = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ fáziskülönbségtől: az eredő amplitúdó

$$\begin{aligned} &\text{maximális, ha } \Delta\varphi = m \cdot 2\pi, \text{ ahol } m \text{ egész szám, és} \\ &\text{minimális, ha } \Delta\varphi = (2m+1) \cdot \pi. \end{aligned} \quad (9)$$

Interferencia esetén azért jön létre fáziskülönbség az ernyőre érkező hullámok között, mert különböző hosszú utat tettek meg a fényforrástól az ernyőig. A hullámok fázisa a találkozáskor

$$\varphi_1 = k x_1 - \omega t + \varphi_{10} \quad \text{ill.} \quad \varphi_2 = k x_2 - \omega t + \varphi_{20},$$

a fáziskülönbség köztük

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = k(x_1 - x_2) + (\varphi_{10} - \varphi_{20}) = k \Delta x + \Delta\varphi_0.$$

Ha a beérkező hullámok fázisállandója megegyezik ($\Delta\varphi_0 = 0$), akkor

$$\Delta x = \frac{\Delta\varphi}{k}, \quad (10)$$

és (3) felhasználásával kapjuk, hogy

$$\Delta x = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} \cdot \lambda. \quad (11)$$

Tehát az erősítés-gyengítés feltételét a $\Delta\varphi$ fáziskülönbség helyett megfogalmazhatjuk a két hullám közötti Δx úthossz-különbségnek a hullámhosszhoz mért arányával is: (9) felhasználásával kapjuk, hogy

két fényhullám maximálisan

erősíti egymást, ha $\Delta x = m \cdot \lambda$, vagyis az úthossz-különbség a hullámhossz egész számú többszöröse; illetve

gyengíti egymást, ha $\Delta x = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$, vagyis az úthossz-különbség a félhullámhossz páratlan számú többszöröse. (12)

[Megjegyzés: ha bevezetjük az $s = n \cdot d$ *optikai úthossz*t (mely a közegbeli tényleges d úthossz és az n törésmutató szorzata, vagyis az az úthossz, amit az adott idő alatt vákuumban tett volna meg a hullám), akkor a fentihez hasonló feltételek fogalmazhatók meg a λ_0 vákuumbeli hullámhosszra.]

Koherencia

Az előbbi levezetésnél feltettük, hogy a beérkező hullámok fázisállandója megegyezik. A fényforrásokban a fény kibocsátása úgy történik, hogy a valamilyen módon magasabb energiaállapotokba gerjesztett atomok vagy molekulák 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. Egy közönséges fényforrásnál a következő foton fázisállandója nem egyezik meg az előzőével, a kibocsátott fotonok – elemi hullámvonulatok – fázisa időben véletlenszerűen változik.

Koherensnek nevezzük az olyan fénynyalábot, amely monokromatikus, és benne az összetevők fázisainak különbsége időben állandó. A közönséges fényforrások nem koherens fényt bocsátanak ki.

A *lézerek* monokromatikus, párhuzamos és koherens fénynyalábot szolgáltató fényforrások. (Persze a lézerefény 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 emisszióval 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) fotonokat bocsát ki.

A fény intenzitása

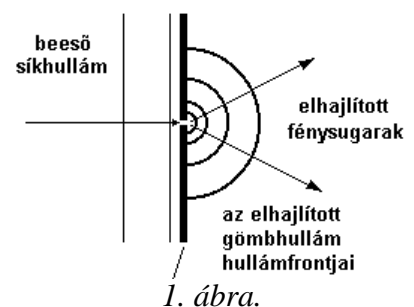
A fény *intenzitása* monokromatikus síkhullámban az amplitúdó négyzetével, E_0^2 -tel arányos. *Két, egymással párhuzamos polarizáció-irányú koherens fénynyaláb interferenciára képes.* Ez azt jelenti, hogy az eredő fénynyalábban a térerősségek (8) szerint a fáziskülönbségtől függően erősítik vagy gyengítik egymást, és az eredő intenzitás

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}\cos(\varphi_{10} - \varphi_{20}). \quad (13)$$

Fényhullám elhajlása résen

A fény mint elektromágneses hullám kielégíti az elektromágneses tér Maxwell-egyenleteit és az egyenletekhez tartozó határfeltételeket. Végtelen, homogén, izotrop közegben egyetlen síkhullám is megoldás, azonban ha a közegben inhomogenitások, a fénysugár útjában akadályok vannak, akkor egyetlen síkhullám már nem felel meg a határfeltételeknek. Két különböző optikai tulajdonságú (törésmutatójú) közeg határfelületénél megmutatható, hogy az első közegben az elektromágneses tér két hullám (a beeső haladó hullám és egy visszavert hullám) összege lesz, a második közegben pedig egy megtört, az eredetitől különböző hullámszámvektorú hullám terjed; a \mathbf{k} hullámszámvektor irányáról törés, ill. visszaverődés esetén ugyanazokat állíthatjuk, mint geometriai optikában a fénysugarak irányáról.

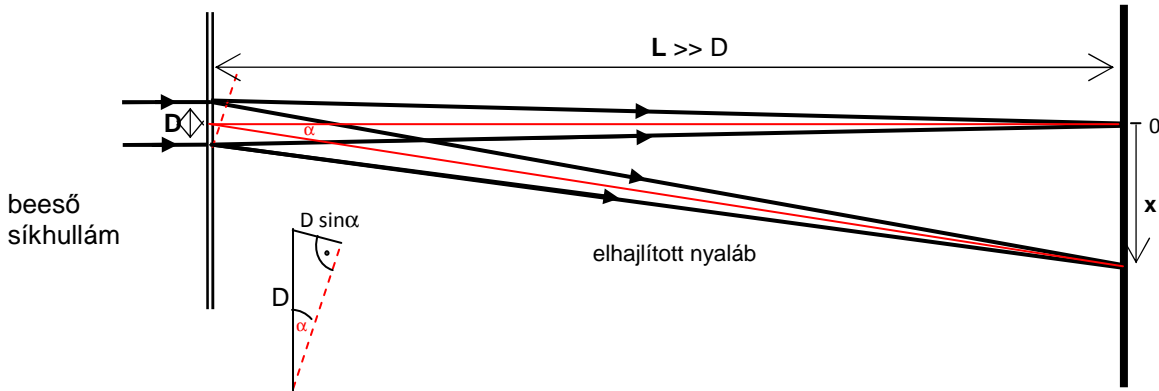
Ha a közegben lévő akadály mérete összemérhető a hullámhosszal, akkor viszont az akadály közelében elvész a síkhullám-jelleg. Ilyen esetben a fény terjedése a *Huygens-elvvel* szemléltethető: a hullámfront minden pontja elemi gömbhullámok kiindulópontja, és ezek burkolója adja az új hullámfrontot. Ha a fény útjába egy lemezt teszünk, melyen egy nagyon kicsi lyuk van, akkor a lemez mögött a hullámfrontok gömbfelületek lesznek (1. ábra). Nagy távolságból nézve egy ilyen gömbfelületnek csak egy kis térszögű részét észleljük, és ez a hullámfront-darab már síkkal is helyettesíthető, a hullám pedig a megfigyelés környezetében síkhullámmal.



1. ábra. A fény elhajlása kis nyíláson

Bárhonnan nézzük a lemezt, a rajta lévő nyílásból mint pontszerű fényforrásból fény jut a szemünkbe. A fénysugarakhoz kötődő szemléletünk szerint a lemez mögötti térbe minden irányba fénysugarak indulnak ki a lemezen lévő nyílásból, amelyek a hullámfrontokra merőlegesen, a beeső fénysugár minden irányba elhajlik.

Tegyük egy párhuzamos, monokromatikus fénynyaláb útjába a terjedési irányra merőlegesen most egy olyan lemezt, melyen két párhuzamos keskeny rés van D távolságban egymástól (2. ábra). A réseken a fény elhajlik, nagy távolságból olyan a hullámkép, mint ha a résekből az ábra síkjában minden irányban síkhullámok indulnának ki.



2. ábra. Elhajlás kettős résen

Tekintsük azt az irányt, mely a lemez normálisával α szöget zár be. Ebben az irányban a két réstől származó párhuzamos fénynyaláb közti

úthossz-különbség (az ábráról): $D \cdot \sin \alpha$,

fáziskülönbség ((11) felhasználásával): $\Delta \varphi = 2\pi D \cdot \sin \alpha / \lambda$. (14)

A két fénynyalábhoz tartozó térerősségek összeadódnak az eredő nyalábban. Mivel az amplitúdók a két elhajlított nyalábban megegyeznek, a fényintenzitás (13) szerint

$$I = 2 I_0 (1 + \cos \Delta \varphi).$$

A résektől bizonyos L távolságban elhelyezett ernyőn sötét és világos csíkokat fogunk észlelni a maximális gyengítés és maximális erősítés irányainak megfelelően: (9), (12) felhasználásával

	erősítés:	$m \cdot 2\pi$,	$m \cdot \lambda$.
maximális	ahol $\Delta \varphi =$		avagy $D \cdot \sin \alpha =$
gyengítés:		$(2m+1) \cdot \pi$,	$(2m+1) \cdot \lambda/2$.

Az el nem térített (a lemez normálisának irányában haladó) nyalábnak megfelelő pont az ernyőn az $x = 0$ koordinátájú pont, és így $\text{tg} \alpha = x / L$. (16)

Az optikai rács

Ha egy átlátszó lemezt egyenlő távolságban, párhuzamosan bekarcolunk, vagy valamilyen más eljárással párhuzamos, periodikusan váltakozva átlátszó és átlátszatlan csíkokat hozunk létre rajta, *transzmissziós optikai rácsot* kapunk. 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-sorozat az el nem hajlított nyalábnak megfelelő transzmittált 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 (15) adja meg.

Gyakori eset, hogy az első néhány elhajlított képhez tartozó szög kicsi, ilyenkor jó közelítéssel $\text{tg} \alpha \approx \sin \alpha$. Ebben az esetben, ha az m -edik és $(-m)$ -edik elhajlított kép (erősítési hely) távolsága az ernyőn $2x_m$, a rács és az ernyő távolsága L és a rácsállandó D , akkor (15)-nek és (16)-nak megfelelően

$$x_m = L \cdot \text{tg} \alpha \approx L \cdot \sin \alpha = \frac{L \cdot \lambda}{D} m , \quad (17)$$

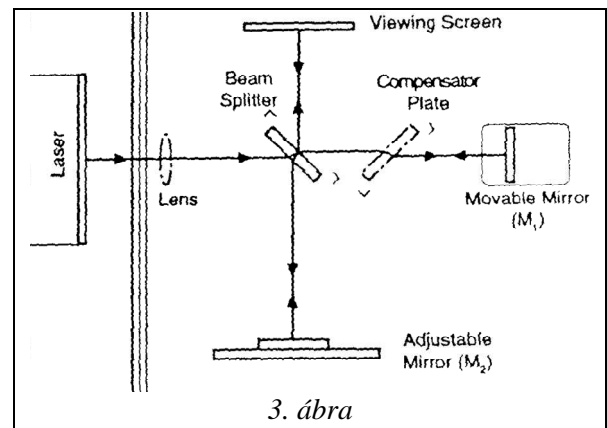
ahonnan a rácsállandó kiszámítható.

A transzmissziós rácshoz hasonló módon *reflektáló* felületen periodikus, tükröző és nem-tükröző, egymással párhuzamos csíkokból álló mintázatot létrehozva *reflexiós rácst* kapunk. Sűrű beesés esetén a rácst koherens fénynyalábbal megvilágítva a rác által visszavert és elhajlított kép a transzmissziós rácshoz hasonló, az ernyőn a fényforrás elhajlási képét kapjuk, egy fényfolt-sorozatot a reflektált kép mindkét oldalán.

A Michelson-féle interferométer

Először Th. Young hozott létre interferenciaképeket 1803-ban úgy, hogy keskeny fénynyalábot irányított két szorosan egymás mellett elrendezett résre. Young kísérlete fontos bizonyítéka volt a fény hullámtermészetének. 1881-ben A. A. Michelson hasonló elven működő interferométert épített. Michelson eredetileg az éternek, az elektromágneses sugárzások, így a fény terjedését is biztosító feltételezett közegnek a kimutatására szerkesztette meg interferométerét. Részben az ő erőfeszítéseinek is köszönhetően az éter feltételezését ma nem tekintjük életképes hipotézisnek. Ezen túlmenően azonban a Michelson-féle interferométer széleskörűen elterjedt a fény hullámhosszának mérésére, illetve ismert hullámhosszúságú fényforrás alkalmazásával rendkívül kis távolságok mérésére, és optikai közegek vizsgálatára.

A 3. ábrán a Michelson-féle interferométer vázlatja látható. A lézer sugárnyalábja sugárosztóra (beam splitter) esik, amely a beeső fény 50%-át visszaveri és másik 50%-át átengedi. A beeső fény így két nyalábra oszlik. Az egyik a (tengelye mentén előre-hátra) mozgatható tükörré (M_1) esik, a másik az álló tükörré (M_2) verődik. Mindkét tükör a sugárosztóra veri vissza a fényt. A mozgatható tükörről visszavert fény egyik fele most a megfigyelő ernyőre (viewing screen) esik be, és az álló tükörről visszaverődő fény fele a sugárosztón áthaladva szintén a megfigyelő ernyőre esik.



Ily módon az eredeti sugárnyaláb először kettéosztódik, majd a keletkezett nyalábok egy része visszafelé egyesül egymással. Mivel a nyalábok ugyanabból a fényforrásból származnak, így koherensnek tekinthetők. Így, amikor lencsét helyezünk a lézer fényforrás és a sugárosztó közé, a fénynyaláb kitágul és a megfigyelő ernyőn sötét és világos gyűrűkből álló kép jelenik meg (4. ábra).

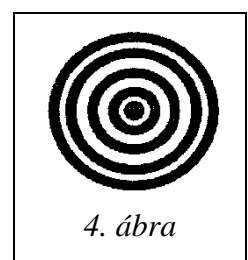
Mivel a két interferáló nyaláb ugyanabból a forrásból származik, fázisuk eredetileg azonos volt. Relatív fázisuk, amikor a megfigyelő ernyő bármely pontjában találkoznak, attól az optikai úthossztól függ, amelyet ezen pont eléréséig megtettek.

M_1 mozgásával az egyik nyaláb úthossza változtatható. Mivel a nyaláb az M_1 és a sugárosztó közötti utat kétszer teszi meg, M_1 -et $\frac{1}{4}$ hullámhossznyival közelítve a sugárosztóhoz, a nyaláb úthossza $\frac{1}{2}$ hullámhossznyival csökken. Eközben megváltozik az interferenciakép. A maximumok sugara oly módon csökken, hogy a korábbi minimumok helyét foglalják el. Ha M_1 -et tovább mozgatjuk $\frac{1}{4}$ hullámhossznyival a sugárosztó felé, a maximumok sugara tovább csökken úgy, hogy a maximumok és a minimumok ismét helyet cserélnek, és az új elrendezés megkülönböztethetetlen lesz az eredeti képtől.

Lassan mozgatva a tükröt egy meghatározott d_N távolságon és közben leszámolva N -et, vagyis annak számát, hányszor jutott a gyűrűkép az eredeti állapotába, meghatározható a fény hullámhossza:

$$\lambda \equiv \frac{2d_N}{N},$$

illetve ha a fény hullámhossza ismert, akkor meghatározható a d_N távolság.



Mérési feladatok

1.A. Lézer hullámhosszának meghatározása vonalzóval (mint reflexiós ráccsal)

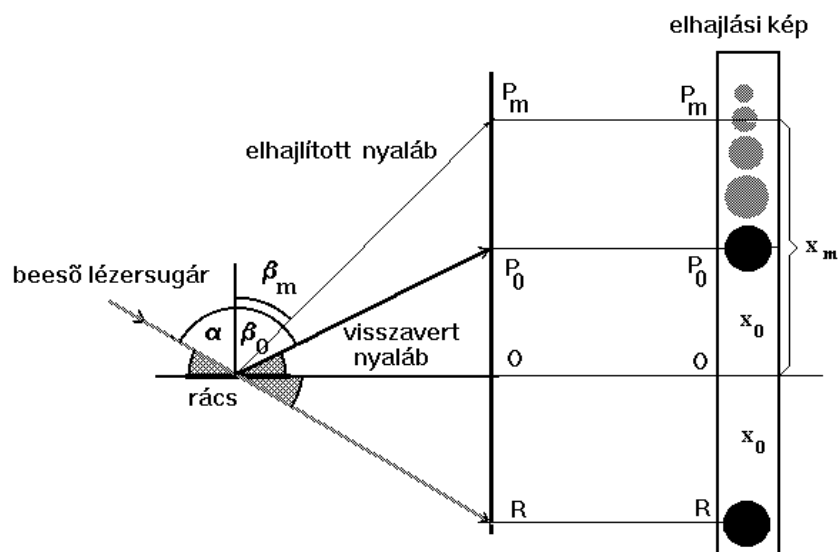
Eszközök:

- optikai sín, lovasok
- pozícionálható lézercióda
- vízszintes korong mint tartó
- fém vonalzó, bekarcolt 1 mm-es ill. 0,5 mm-es beosztással
- ernyő
- milliméterpapír
- mérőszalag

Feladat:

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 reflexiós rácsként használt fém 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.)

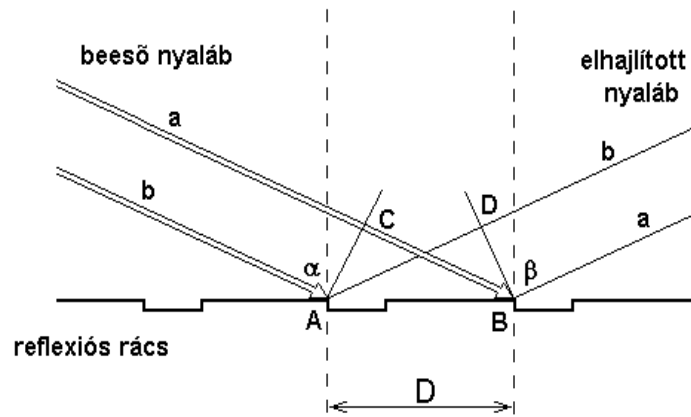
Jelöljük meg a pöttyök helyét (P_0, P_1, \dots, P_m) a milliméterpapíron, mérjük meg a mérőszalaggal a vonalzón látható fényfolt közepének távolságát az ernyőtől (L), és (a korongot levéve) jelöljük meg az eltérítetlen lézersugár foltját (R) is.



5. ábra. A mérési elrendezés lézer hullámhosszának meghatározásához (a távolságok és a szögek torzítva vannak az ábrázolás kedvéért)

Reflexiós rácsként fém vonalzót használunk.¹ 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 (sűrű beosztást hozunk létre), akkor az ernyőn egy sorozat fénypöttyöt kapunk, a különböző rendű rácsképeket.

¹ Az eredeti ötlet, hogy tolmérő felhasználható reflexiós rácsként, és tolmérővel így 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.



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

Az úthossz-különbség két szomszédos beosztásról származó elhajlított hullám (a és b) között

$$\Delta s = \overline{CB} - \overline{AD} = D \cdot \sin \alpha - D \cdot \sin \beta, \quad (19)$$

ahol α a beesési szög (rögzített érték), β pedig az elhajlási szög. Az ernyő P_0, P_1, \dots, P_m pontjaihoz tartozó β_m szögek a megfelelő rendű elhajlási szögek; m az *elhajlás rendje*.

Maximális erősítést azoknál a β_m elhajlási szögeknél kapunk, melyekre az úthossz-különbség a hullámhossz egész számú többszöröse:

$$D \cdot (\sin \alpha - \sin \beta_m) = m \cdot \lambda. \quad (20)$$

Kiértékelés:

Az 5. ábrán látjuk a kiértékeléshez szükséges mennyiségeket.

A P_0 pont a legfényesebb fényfolt középpontja, ami a nulladrendben elhajlított fénynyalábtól származik. Ez tulajdonképpen az egyszerű visszavert sugár, úgyhogy $\beta_0 = \alpha$.

Az $\overline{RP_0}$ szakasz felezőpontja az O pont, ettől mérjük az egyes fényfoltok távolságát: $x_m = \overline{OP_m}$.

A vonalozón lévő fényfolt távolsága az ernyőtől L . Látható, hogy

$$\operatorname{tg} \beta_m = L / x_m. \quad (21)$$

Ebből meghatározhatók az elhajlási szögek, ill. kifejezhetjük $\sin \beta_m$ -et:

$$\sin \beta_m = \sin \left(\operatorname{arctg} \frac{L}{x_m} \right) = \frac{L}{\sqrt{L^2 + x_m^2}}. \quad (22)$$

Másrészt (20)-ból kifejezve $\sin \beta_m$ -et:

$$\sin \beta_m = \sin \alpha - m \cdot \lambda / D \quad (23)$$

látható, hogy ez egy egyenes m függvényében, melynek meredeksége $-\lambda/D$.

λ tehát meghatározható a $\sin \beta_m - m$ diagram pontjaira illesztett egyenes meredekségéből.

D , a rácsállandó esetünkben 0,5 mm.

A jegyzőkönyvben beadandó:

Készítsünk táblázatot, melyben feltüntetjük m -et, x_m -et, és $\sin \beta_m$ értékét 6 értékes jegy pontossággal kiszámítva!

Ábrázoljuk $\sin \beta_m$ -et az elhajlás rendjének, m -nek a függvényében!

Számoljuk ki a lézerdíoda hullámhosszát és annak hibáját, az egyenes meredekségét és annak szórását a legkisebb négyzetek módszerével meghatározva!

1.B. Transzmissziós rács rácsállandójának meghatározása

Egy, a fény hullámhosszával összemérhető rácsállandójú transzmissziós rács alkalmas az elhajlás jelenségének megfigyelésére. A létrehozott elhajlási kép segítségével megmérhető a rácsállandó is.

Eszközök:

- optikai sín, lovasok, diatartó, ernyő
- diakeretbe foglalt transzmissziós rács
- pozícionálható lézerdióda

Feladat:

Az előző méréshez hasonlóan helyezzük el az optikai sínen a lézert és az ernyőt, majd közéjük a diatartóban a transzmissziós rácsot, és állítsuk elő az elhajlási képet. Mérjük meg az első 2-3 erősítési hely pozícióját az ernyőn, és mérjük meg a rács távolságát az ernyőtől.

Kiértékelés:

Transzmissziós rács elhajlási képében két erősítési hely távolsága (17) alapján

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{D},$$

így az erősítési helyek távolságából a rácsállandó kiszámolható.

A jegyzőkönyvben beadandó:

Az erősítési helyek távolsága, és a rácsállandó értéke.

1.C. Hajszál vastagságának mérése

A hajszál vastagsága összemérhető a fény hullámhosszával, így alkalmas méretű akadály arra, hogy megfigyeljük rajta az elhajlás jelenségét. A hajszál szélein elhajló fénynyalábok által létrehozott elhajlási képből megmérhető a hajszál vastagsága is.

Eszközök:

- optikai sín, lovasok, diatartó, ernyő
- pozícionálható lézerdióda
- hajszál diakeretben
- mérőszalag

Feladat:

Az előző méréshez hasonlóan helyezzük el az optikai sínen a lézert és az ernyőt, majd közéjük a diatartóban a hajszálat. A lézer pozícionálásával állítsuk elő az elhajlási képet. Jelöljük meg a kioltási helyek pozícióját az ernyőn, és mérjük meg a hajszál távolságát az ernyőtől (L).

Kiértékelés:

A hajszál által létrehozott elhajlási kép esetén két szomszédos kioltási hely távolsága általában

$$\Delta x = \lambda L / D,$$

kivéve a nulladrend melletti két kioltási hely távolságát, ami $2 \cdot \Delta x$.

Δx értékéből kiszámolható a hajszál vastagsága. (λ értékét az **1.A.** feladatban meghatároztuk.)

A jegyzőkönyvben beadandó:

A papíron megjelölt kioltási helyekről állapítsuk meg Δx -et, és számoljuk ki a hajszál vastagságát! Vessük össze a most kiszámolt értéket az Optika I. mérésnél kiszámolt értékkel!

2.A. Demonstráció: a Michelson-féle interferométer összeállítása és besabályozása

- Szereljük a lézertartót, a sugárosztót és a tükröket az interferométer alapra! Jelen esetben az egyik tükör álló, de a dőlésszöge állítható; a másik tükör a vízszintesen befogott kerámiacső végére van rögzítve.
- Helyezzük el a sugárosztót a lézernyalábbal 45° -os szöget bezáróan a jelzések közé, úgy, hogy a visszavert nyaláb az M_2 tükör közepére essék.

Ekkor két fényes pontsorozatot kell látnunk a megfigyelő ernyőn. Az egyik pontsorozat az egyik tükrőről, a másik a másik tükrőről jön létre; mindkét pontsorozat egy fényes pontot és két vagy több kevésbé fényes pontot tartalmaz (a többszörös visszaverődés miatt).

- Állítsuk a sugárosztó szögét addig, amíg a két pontsorozat a lehető legközelebb kerül egymáshoz, majd rögzítsük a sugárosztó helyzetét!
- A tükrök hátoldalán lévő csavarokkal állítsuk be azok hajlásszögét úgy, hogy a két pontsorozat a megfigyelő ernyőn egybeessék!
- Helyezzünk egy (18 mm fókusztávolságú) lencsét a lézer és a sugárosztó közötti nyaládba, és állítsuk be úgy, hogy a széttartó nyaláb a sugárosztóra koncentrálódjék!

Ekkor koncentrikus gyűrűknek kell megjelenüek a megfigyelő ernyőn. Ha nem így volna, állítsunk a tükrök dőlésszögén, amíg a gyűrűk meg nem jelennek.

2.B. Közös mérési feladat: kerámiacső lineáris hőtágulási együtthatójának meghatározása

A kerámiacső feszültség ráadásával fűthető, és a hőmérsékletét tudjuk mérni egy benne elhelyezett Pt ellenálláshőmérővel.

A Pt ellenálláshőmérő ellenállása $R(T) = R_0 (1 + \alpha \cdot (T - T_0))$,
névleges ellenállása $T_0 = 0^\circ\text{C}$ -on $R_0 = 1000\ \Omega$,
hőmérsékleti koefficiense $\alpha = 3,92 \cdot 10^{-3}\ \text{K}^{-1}$.

- Olvassuk le az ellenállásmérő műszerről az ellenállást.
- Számoljuk ki ezek alapján, hány Ω -ot kell mutasson az ellenállásmérő műszer, ha 25°C -kal akarjuk emelni a kerámiacső hőmérsékletét.
- Jelöljük meg az ernyőn egy kioltási pontot a belső gyűrűk egyikén.
- Kezdjük el fűteni a kerámiacsövet. A koncentrikus gyűrűk sugara most folyamatosan változik, az ernyőn kijelölt pontban hol erősítés, hol kioltás lesz (az adott pont hol világos, hol sötét lesz).
- Figyeljük, mikor érjük el a 25°C -os hőmérsékletnövelésnek megfelelő ellenállásértéket, és közben számoljuk, hányszor lett újra sötét a megfigyelt pont (N).

Jegyezzük fel a kerámiacső hosszát.

A jegyzőkönyvben beadandó:

- Számoljuk ki, mennyivel változott meg a kerámiacső hossza! ($\lambda = 650\ \text{nm}$)
- Számoljuk ki a kerámiacső lineáris hőtágulási együtthatóját!

Kérdések, gyakorló feladatok:

Minimumkérdések:

- a fénysebesség értéke;
- hogyan változik a fény sebessége, frekvenciája, hullámhossza más közegbe lépve;
- azonos periódusidejű harmonikus függvények összege, maximális erősítés ill. gyengítés feltétele;
- Huygens-elv;
- interferencia jelensége;
- a mérési elrendezések rajzai.

Igaz-e, hogy *

- a 0,5 μm hullámhosszú elektromágneses sugárzás a látható fény tartományába esik?
- az elsőrendű elhajlási képek távolsága arányos a hullámhosszal?
- ha az elektromágneses hullám más közegbe lép be, a hullámhossza változatlan marad?
- interferencia esetén az eredő amplitúdó akkor minimális, ha a fáziskülönbség 2π egész számú többszöröse?

* A válaszokhoz képletet vagy indoklást is kérünk!

Gyakorló feladatok:

1. Üvegbe levegőből érkező 760 nm hullámhosszú fénysugár beesési szöge 60° , a törési szög 30° . Mekkora az üvegben a fény

- hullámhossza,
- terjedési sebessége és
- frekvenciája?

Adjuk meg a hullámszámvektor nagyságát is az üvegben!

Megoldás:

A beesési és törési szögből számolható az üveg törésmutatója: $n = \sin 60^\circ / \sin 30^\circ = 1,732$.

Az üvegbeli hullámhossz: $\lambda = \lambda_0 / n$, ahol $\lambda_0 = 760$ nm a vákuumbeli hullámhossz, tehát $\lambda = 439$ nm.

A terjedési sebesség az üvegben $v = c / n = 3 \cdot 10^8 / 1,732 = 1,732 \cdot 10^8$ m/s.

A frekvencia $\nu = c / \lambda_0 = v / \lambda = 3,95 \cdot 10^{14}$ Hz.

A \mathbf{k} vektor nagysága $k = 2\pi / \lambda = 2\pi / (439 \cdot 10^{-9}) = 1,43 \cdot 10^7$ m^{-1} (iránya a terjedés iránya).

2. Transzmissziós rácsot merőlegesen beeső koherens fénynyalábbal világítunk meg, a hullámhossz 633 nm (He-Ne lézer). Az elsőrendű elhajlási képek távolsága (50 ± 1) cm, a rács és az ernyő távolsága (60 ± 1) cm. Számítsuk ki a rácsállandót és a rácsállandó hibáját!

Megoldás:

(15) szerint $D \cdot \sin \alpha = \lambda$, ahol α az első rendben elhajlított sugár és a rácssík normálisa által bezárt szög, $\lambda = 633$ nm a hullámhossz. $\text{tg} \alpha = x/L$, ahol $L = (0,60 \pm 0,01)$ m, és x az elsőrendű képpont távolsága a nulladrendű képponttól. A két elsőrendű kép távolsága $2x = (0,50 \pm 0,01)$ m, vagyis $x = (0,25 \pm 0,005)$ m.

Behelyettesítve

$$D = \frac{\lambda}{\sin(\arctg(x/L))} = \lambda \cdot \frac{\sqrt{x^2 + L^2}}{x} = 1,65 \mu\text{m}.$$

A rácsállandó hibája: $\Delta L = 0,01$ m, $\Delta x = 0,005$ m

$$\Delta D = \sqrt{\left(\frac{\partial D}{\partial L} \cdot \Delta L\right)^2 + \left(\frac{\partial D}{\partial x} \cdot \Delta x\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\lambda \cdot L}{x \sqrt{x^2 + L^2}} \cdot \Delta L\right)^2 + \left(-\frac{\lambda \cdot L^2}{x^2 \sqrt{x^2 + L^2}} \cdot \Delta x\right)^2} = 0,04 \mu\text{m}.$$