

Hullámjelenségek vizsgálata mikrohullámokkal

A mérés célja:

- a hullámjelenségekkel kapcsolatos ismeretek elmélyítése,
- hullámtani összefüggések kísérleti ellenőrzése,
- hullámoptikai jelenségek és eszközök modellezése.

A cél érdekében

- összefoglaljuk a hullámjelenségekre vonatkozó alapvető ismereteket,
- megvizsgáljuk a mikrohullámok visszaverődését, törését, interferenciáját és elhajlását,
- összeállítunk néhány, a hullámok interferenciáján alapuló (optikában is használatos) mérési elrendezést, és megmérjük a használt mikrohullám hullámhosszát.

Elméleti ismeretek

Kísérleteink során a hullámjelenségek tanulmányozására mikrohullámokat használunk. A mikrohullámok a fényhez hasonlóan elektromágneses hullámok, melyek hullámhossza nagyjából az 1 mm – 30 cm közötti sávba esik (frekvenciájuk ennek megfelelően 10^9 - $3 \cdot 10^{11}$ Hz között van).

Az elektromágneses hullámok általános jellemzését ismétlje át a Kísérleti Fizika tárgyban tanultak alapján.

Hullámok polarizációja

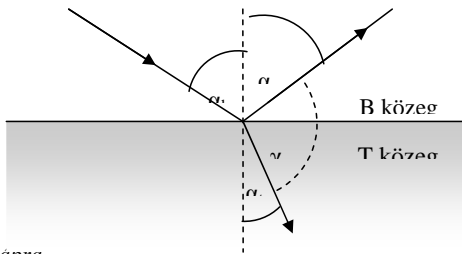
Transzverzális hullámban a változó mennyiséget jellemző vektor mindig a hullám terjedési irányára merőleges síkban van, ezen belül azonban tetszőleges irányú lehet. Ha ebben a síkban

kiválasztunk egy irányt, és a hullám útjába olyan akadályt helyezünk el, amely csak a kiválasztott irányú rezgést teszi lehetővé, akkor az akadályon túl olyan hullámot kapunk, amelyben a rezgések az akadály által kiválasztott irány és a terjedési irány által meghatározott síkban vannak. Az ilyen hullámot síkban polarizáltnak, az eljárást pedig a hullám polarizálásának nevezik. A kitüntetett sík a polarizáció síkja, a polarizált hullámot létrehozó akadály a polarizátor, a polarizátor által kiválasztott irányra pedig gyakran a polarizátor iránya vagy állása elnevezés használatos. Különböző jellegű hullámok polarizálására különböző módszerek használhatók, így pl. húrban vagy kötélben terjedő transzverzális hullámok egyszerű réssel, elektromágneses hullámok tükörrel vagy speciális anyagokból készült eszközökkel, a mikrohullámok egyszerű fémráccsal polarizálhatók. A polarizált hullámok jellegzetes tulajdonsága, hogy a polarizációs síkjukra merőleges polarizátorral kioltathatók (a rezgésnek nincs a polarizátor által kitüntetett irányban eső vetülete).

Az elektromágneses hullámok esetén a polarizáció síkja a fenti definíció alapján nem egyértelmű, hiszen itt a terjedésre merőleges síkban két egymásra merőleges vektor van. Megállapodás szerint ebben az esetben a polarizáció síkja az elektromos térerősség-vektort tartalmazó sík.

Hullám visszaverődése és törése

A hullámok mindig véges méretű közegekben terjednek, ezért előbb-utóbb elérik a közeg határát (elektromágneses hullámok esetén a közeg maga a légtüres tér is lehet). A tapasztalat szerint a hullám a közeg határáról részben visszaverődik, részben pedig általában irányváltoztatással (töréssel) továbbhalad az új közegben. A visszaverődés és törés törvényeit a 2. ábra jelöléseivel a következőképpen fogalmazhatjuk meg.



2. ábra

Visszaverődésnél a beeső síkhullám haladási iránya (b) és a visszaverő felület normálisa (m) által bezárt ún. beesési szög (α_b) megegyezik a visszavert hullám haladási iránya (v) és a beesési merőleges által bezárt ún. visszaverődési szöggel (α_r):

$$\alpha_b = \alpha_r \quad (1)$$

Szomszédos közegbe behatoló hullám haladási iránya a két közeg tulajdonságaitól és a beesési szögtől függ, s azt a

$$\frac{\sin \alpha_b}{\sin \alpha_t} = \frac{c_b}{c_t} = n_{tb} \quad (2)$$

ún. Snellius—Descartes-törvényből kaphatjuk meg. Itt α_t a megtört hullám haladási iránya (t) és a beesési merőleges által bezárt ún. törési szög. c_b és c_t pedig a hullám terjedési sebessége a beeső hullámoldalon lévő közegben (az ábrán a B közeg) és a határon áthaladó (megtört) hullám oldalán lévő közegben (az ábrán T közeg). A terjedési sebességek fenti hányadosa külön jelölést (n_{tb}) és nevet is kapott: n_{tb} a T („törő”) közegnek a B („beesési”) közegre vonatkozó – ún. relatív – törésmutatója. Használatos még egy közegnek a vákuumra vonatkozó – ún. abszolút – törésmutatója is. Kimutatható, hogy a fenti két közeg abszolút törésmutatóját n_b -vel illetve n_t -vel jelölve, a relatív törésmutató még az alábbi módon is felírható:

$$n_{tb} = \frac{n_t}{n_b} \quad (3)$$

Ha az n_{tb} relatív törésmutató kisebb mint 1 (azaz $n_t < n_b$), akkor a beesési szög növelésével előáll az az eset, hogy a törési szög eléri a $\pi/2$ értéket. A beesési szöget tovább növelve ilyenkor a határfelület tükröként viselkedik, és a hullám a visszaverődés törvénye szerint gyakorlatilag

teljesen visszaverődik. Ez a jelenség a teljes visszaverődés, az $\alpha_t = \pi/2$ értéknek megfelelő beesési szög (α_{bh}) pedig a teljes visszaverődés határszöge, amelyre fennáll, hogy

$$\sin \alpha_{bh} = n_{tb} \quad (4)$$

A visszaverődés vagy törés során megváltozhat a hullám fázisa, elektromágneses hullám esetén pedig a hullám polarizációja is. Gyakorlati szempontból is fontos tapasztalat, hogy egy bizonyos beesési szög esetén a visszavert elektromágneses hullám síkban polarizálttá válik. A visszavert hullám polarizációs síkja ilyenkor merőleges a beeső hullám és a visszavert hullám haladási iránya által meghatározott ún. beesési síkra (azaz az elektromos térerősség-vektor a visszavert hullámban párhuzamos a visszaverő felülettel). Kimutatható, hogy ez az eset akkor következik be, ha a visszavert és megtört hullám haladási iránya egymásra merőleges (vagyis a 2. ábrán $\gamma = \pi/2 = \alpha_r + \alpha_t$), amiből következik, hogy ekkor a beesési szögre fennáll a

$$\operatorname{tg} \alpha_{b \text{ Brewster}} = n_{tb} \quad (5)$$

összefüggés. Az összefüggést Brewster-törvénynek, az azt kielégítő θ_{bB} beesési szöget pedig Brewster-szögnek nevezik.

Hullámok interferenciája

A vizsgált térrészben egyidejűleg több hullám is terjedhet. Ilyenkor a tér egy pontjában a rezgési állapotot az esetek többségében a szuperpozíció elve alapján kaphatjuk meg. Eszerint a vizsgált helyen a hullámfüggvények pillanatnyi értékei egyszerűen összegződnek.

A hullámok összegződését interferenciának nevezik, amelynek eredménye a vizsgált pontban attól függ, hogy ott az összegződő hullámok milyen fázisban találkoznak. Az eredmény szélső esetben lehet például az amplitúdók összeadódása (maximális erősítés), ha a két hullám azonos fázisban találkozik, de lehet az amplitúdók kivonódása (maximális gyengítés), sőt azonos amplitúdók esetén teljes kioltás is, ha a hullámok ellenkező fázisban találkoznak. Ha a hullámforrások fázisa időben nem változik, és azonos frekvenciájú, megszakításmentes, szabályos haladóhullámokat vizsgálunk (koherens

hullámok), akkor az összegződés helyén fennálló fáziskülönbséget két dolog határozza meg: a hullámforrások rezgései közötti fáziskülönbség és a hullámok által a találkozási helyig befutott utak különbsége. Koherens hullámok esetén eszerint a hullám amplitúdója bármely helyen időben állandó, ami egy állandósult térbeli amplitúdó-eloszlást – látható hullámok esetén szemmel is megfigyelhető állandósult interferenciaképet – eredményez. Így például azonos fázisban működő hullámforrások által keltett két harmonikus hullám interferenciájánál a fáziskülönbséget kizárólag az útkülönbség szabja meg. Könnyen belátható, hogy ha a hullámforrások távolsága a vizsgált ponttól s_1 és s_2 , akkor a hullámok maximálisan erősítik egymást minden olyan helyen, amelyre fennáll, hogy a $\Delta s = k(s_2 - s_1)$ útkülönbség a hullámhossz egészszámu többszöröse

$$\Delta s_n = n\lambda \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (6)$$

A maximális gyengítés pedig a

$$\Delta s_n = (2n-1)\lambda/2 \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (7)$$

feltételnek megfelelő helyeken következik be.

Állóhullámok

A hullámok interferenciájának igen fontos speciális esete az állóhullámok kialakulása, amely annak a következménye, hogy egy közeg határára a hullám legalább részben visszaverődik. A határ felé haladó és az onnan visszaverődött hullámok interferenciája bizonyos feltételek teljesülése esetén sajátos, állandósult hullámalakzatot – ún. állóhullámot – eredményez. Ennek jellegzetessége az, hogy a közeg meghatározott tartományaiban lévő pontokban a rezgés azonos fázisban történik, a rezgés amplitúdója pedig csak a hely függvénye.

Állóhullám létrehozható pl. a harmonikus síkhullámot visszaverő, a hullám terjedési irányára merőleges két sík közötti térrészben, de csak akkor, ha a hullám hullámhossza (frekvenciája) bizonyos feltételeknek eleget tesz. A lehetséges állóhullám-hullámhosszak a visszaverő felületek közötti L távolság és a visszaverődés helyein fennálló határfeltételek szabják meg. A határfelületen a fizikai feltételek lehetnek olyanok, hogy ott számottevő rezgés nem jöhet létre, (pl. egy rugalmas húr vége rögzített, egy rezgő

légoszlop szilárd fallal határolt, de ugyanilyen hatású egy tükröző fémfelület az elektromágneses hullám elektromos összetevőjére). Más esetekben nincs, vagy alig van korlátozás a rezgés kialakulására a határon (pl. rugalmas kötél szabad végén, gázoszlop nyitott végén, az elektromágneses hullám mágneses összetevőjére tükröző fémfelületen).

Kimutatható, hogy ha a rezgés az L hosszúságú tartomány mindkét végén korlátozott, vagy, ha mindkét végen akadálytalan, akkor a lehetséges hullámhosszak a

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (8)$$

összefüggés adja meg. Egyik végén korlátozott, másik végen szabad rezgés esetén pedig a

$$\lambda_n = \frac{4L}{2n-1} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9)$$

Egy ilyen állóhullamban a hullámterjedés iránya mentén az amplitúdó a hely függvényében szinusz (koszinusz) függvény szerint változik, és ennek megfelelően maximumokat (duzzadóhelyeket) és minimumokat (csomópontokat) tartalmazó amplitúdó-eloszlás jön létre, amelyben mind a csomópontok, mind pedig a duzzadóhelyek egymástól

$$d_n = \lambda_n/2 \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (10)$$

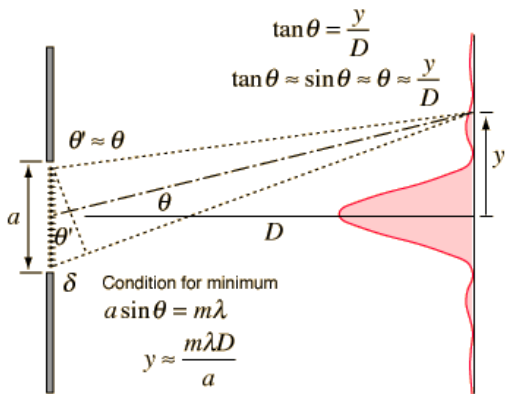
távolságra vannak.

Hullámok elhajlása (diffrakció)

Sajátos jelenségeket figyelhetünk meg, ha egy hullám a hullámhosszával összemérhető kiterjedésű inhomogenitásokat tartalmazó közegben terjed. Ilyen eset például az, amikor a hullám kisméretű, áthatolhatatlan akadállyal (akadályokkal) vagy áthatolhatatlan közeghatáron lévő, a hullám számára átjárható réssel (résekkel) találkozik. Ilyenkor az akadályon vagy résen való áthaladás után az eredetileg egyenes térbeli intenzitás-eloszlású síkhullám intenzitásában jellegzetes irányfüggés jelenik meg. Ezt a jelenséget a hullámok elhajlásának vagy diffrakciónak nevezik (az elnevezés arra utal,

hogy a hullám eltér eredeti haladási irányától: pl. behatol az akadály mögötti térbe is).

Ha a hullám kisméretű (a hullámhosszával összemérhető) résen halad át, akkor a résen áthaladt hullámok interferencia révén bizonyos irányokban erősítik, más irányokban pedig gyengítik egymást. Ezért, ha a résen túl egy, a terjedési irányra merőleges egyenes (y) mentén megmérjük a hullám $I(y)$ intenzitás-eloszlását, akkor jellegzetes, váltakozó maximumokat és minimumokat tartalmazó görbét kapunk (3. ábra). Hasonló intenzitás-eloszlás jön létre, csak még kifejezettebb maximumokkal és minimumokkal, kettős rés vagy egy rés-sorozat – ún. rács – esetén.



3. ábra

Az, hogy egy réselrendezésnél a maximumok illetve minimumok milyen irányokban jönnek létre, a λ hullámhossztól, a rés méretétől (b), két rés vagy rács esetén a struktúra ismétlődési távolságától, az ún. rácsállandótól (a) függ.

Kimutatható, hogy az intenzitásminimumok irányát megadó θ_n szögek (3. ábra) egyedülálló rés, kettős rés és rács esetén egyaránt a

$$b \sin \alpha_n = n\lambda \quad (n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (11)$$

összefüggésből kaphatóak meg, ahol b a rés (rések) mérete.

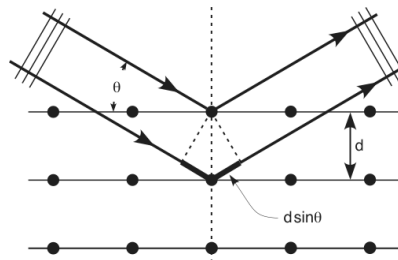
Az intenzitásmaximumok irányára egyetlen rés esetén nincs egyszerű összefüggés (természetesen ezek a minimumok között vannak, így a helyük

(11) alapján durván megbecsülhető). Két rés és rács esetén a maximumok irányai az

$$a \sin \alpha_n = n\lambda \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (12)$$

összefüggésből számíthatók, ahol a a rácsstruktúra periódushossza (az $n = 0$ érték a hullám el nem térített részének megfelelő ún. főmaximum irányát adja meg).

A közeg inhomogenitásai természetesen lehetnek bonyolultabbak is, mint a fenti esetben. Érdekes, és az anyagtudományban alapvető szerepet játszó eset elektromágneses hullámok elhajlása háromdimenziós periodikus struktúrán térbeli rácson). Ilyen struktúrának tekinthető az összes kristályos anyag, amelyben a rácsot a periodikusan elhelyezkedő atomok képezik (4a. ábra). Megfelelően kis hullámhosszú elektromágneses hullám (pl. röntgensugárzás) a kristályrácsra áthaladva elhajlást szenved, s a létrejött intenzitás-eloszlás a kristályrács jellegzetességeit tükrözi. Ilyen elhajlási kísérletek tehát a kristályszerkezet vizsgálatára alkalmasak.



4. ábra

Az elhajlási maximumok létrejöttét legegyszerűbben az alábbi módon képzelhetjük el. A kristályban az atomokat tartalmazó rácssík az elektromágneses hullámokat a visszaverődés törvényének megfelelően visszaveri (4b. ábra). A párhuzamos síkokról visszavert hullámok interferenciájuk során akkor erősítik egymást, ha útkülönbségük megfelel a (6) összefüggésnek. Ez olyan Θ_n szögeknél teljesül, amelyekre fennáll, hogy

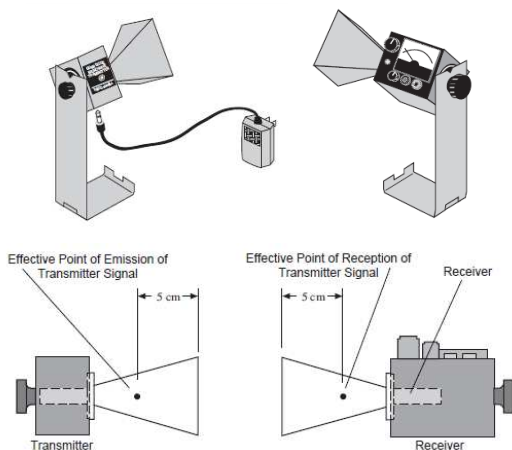
$$2d \sin \Theta_n = n\lambda \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (13)$$

Itt Θ_n a beeső hullám iránya és a rácssík által bezárt szöget jelenti. Ez az ún. Bragg-egyenlet.

A mérőberendezés és használata

A berendezés alkotóelemei

A kísérletek során a mikrohullámokat egy speciális – mikrohullámú adóberendezéssel – állítjuk elő (5a ábra). Az adó a mikrohullámokat egy ún. Gunn-dióda segítségével hozza létre, s egy téglalap keresztmetszetű tölcseren át sugározza ki. A hullámok a dióda hossz tengelyével párhuzamosan polarizáltak. Annak érdekében, hogy a kísérletekben a hullámok polarizációs síkját változtatni tudjuk, az adó a hátoldalán lévő csavar kilazítása után vízszintes tengely körül elforgatható, s az elfordulás szöge egy skálán leolvasható. Az adó bekapcsolt állapotát egy LED jelzi.

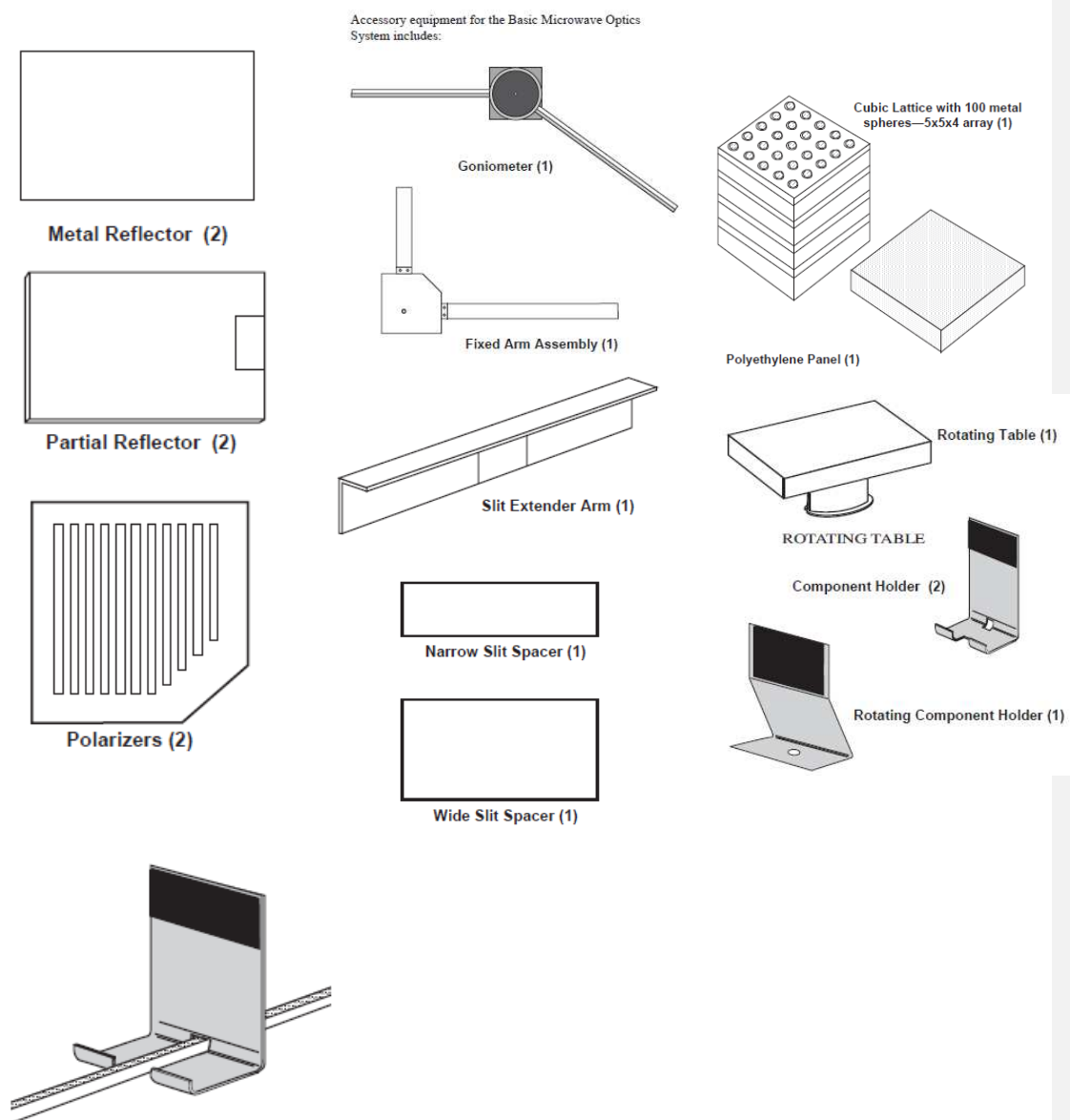


5. ábra

A mikrohullámok észlelésére szolgáló vevőkészülék (5b ábra) tölcseré a beeső hullámokat egy Schottky-diódára gyűjti össze, amely érzékeli a hullám intenzitását, és egyben a hossz tengelyével egyirányú polarizátorként működik. A vevőn elhelyezett műszer kitérése nem túl nagy intenzitásoknál nagyjából (de nem pontosan) a hullám intenzitásával arányos. A vevő az adóhoz hasonlóan vízszintes tengely körül forgatható. Bekapcsolása az Intensity gombnak az OFF állásból a legkisebb „30x” feliratú állásba való átállításával történik. Ezután a működését jelző LED világít. Az erősítés úgy növelhető, hogy az Intensity gombot az egyre kisebb szorzószámú

méréshatár állásokba kapcsoljuk. A mérési érték úgy kapható meg, hogy a műszeren leolvasott értéket megszorozzuk a használt mérés határ szorzószámával.

Minden mérés elején célszerű beállítani a vevő érzékenységét: Ez úgy történik, hogy a vevőt a mérendő jel irányába állítjuk az adóval azonos tölcserállással, és a Variable Sensitivity gombot addig állítjuk, amíg a műszer mutatója a skála közepére áll. Ha ez nem lehetséges a legkisebb erősítésnél („30x” állás), akkor az Intensity gombbal addig növeljük az erősítést (ez csökkenő szorzószámot jelent), amíg a mutató közepre állítása sikerül. A mérés közben ezen a beállításon nem változtassunk! Az adón és a vevőn kívül a méréseknel számos segédeszközt használunk, melyeket a 6. ábra mutat be.



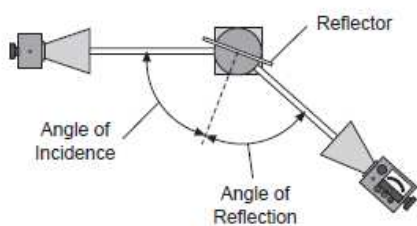
6. ábra: A mérőberendezés tartozékai: goniométer (egyik karja elfordítható, a karokon mérőskálával, a tengelynél szögskálával), rögzített derékszögű sín, forgatható asztal, sínen csúsztatható tárgytartó mágneses rögzítő felülettel, forgatható tárgytartó mágneses rögzítő felülettel, fémtükrök, féligáteresztő lemez, köbös rács fémgolyókkal (Bragg-reflexióhoz), polietilén lap, műanyag habból készült prizma edény, sztirol golyók a prizma edény megtöltéséhez, csőszerű műanyag zsák, tárgytartó elhelyezése a goniométeren.

Mérési feladatok

Az alábbiakban a berendezéssel végezhető legfontosabb mérési összeállításokat és azok működési elvét mutatjuk be, megadva az összeállítás vázlatos rajzát is. A rajzokon a 6. ábra számozását használjuk.

1. Visszaverődés vizsgálata

A mikrohullámok visszaverődését goniométer segítségével a 7. ábrán látható elrendezésben vizsgáljuk. A vevőt a goniométer elfordítható karjára, a fémtüköröt a forgatható tárgytartóra tesszük. A beesési szöget a fémtükör elfordításával változtatjuk, a visszavert sugarat a vevőt tartó goniométer-kar elfordításával keressük meg. A szögeket a goniométeren lévő skálán olvashatjuk le.



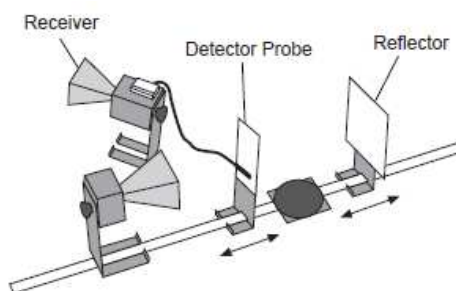
7. ábra

2. Állóhullámok vizsgálata

Ennek a vizsgálatnak a vázlata a 8. ábrán látható. Ez a mérés annyiban tér el a többitől, hogy itt a hullám intenzitásának mérésére nem közvetlenül a vevőt, hanem egy speciális szondát (Sz) használunk. A szonda a vevőhöz csatlakoztatható, és az általa szolgáltatott jelet a vevő mutatós műszerén olvassuk le.

Az állóhullámok az adó és a tükör között alakulnak ki, ha a távolságuk az állóhullám-feltételnek megfelel. Ilyen távolságot a tükör mozgatásával tudunk beállítani. Az amplitúdó helyfüggését a szonda mozgatásával mérhetjük ki. Ennek ismeretében (10) összefüggés alapján

meghatározhatjuk a használt mikrohullám hullámhosszát. A hullámhosszmérésnél a nagyobb pontosság érdekében ne két szomszédos maximum, hanem az elsőnek megtalált és a tizenegyedik maximum közötti távolságot mérjük meg.



8. ábra

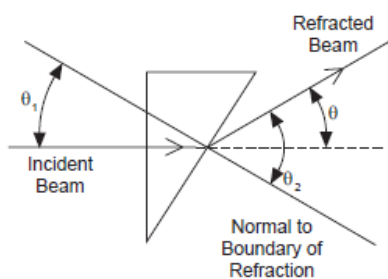
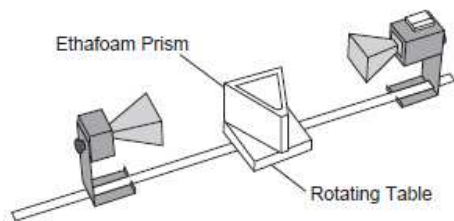
3. Törés prizmán

A mérési elrendezés a 9a. ábrán látható. Előbb vizsgáljuk meg, hogy az üres prizma milyen hatással van a mikrohullámok terjedésére, majd töltjük meg a prizmat a mellékelt sztirol golyókkal. Az egyszerűbb kiértékelés érdekében a prizmat a forgó asztal elfordításával állítsuk be úgy, hogy egyik lapja merőleges legyen a beeső hullám haladási irányára (9b. ábra). A megtört sugarat a vevőt tartó goniométer-kar elforgatásával keressük meg. A prizmat kitöltő anyagnak a levegőre vonatkoztatott törésmutatóját, illetve a hullám terjedési sebességét a prizmaiban a (2) összefüggésből kaphatjuk meg.

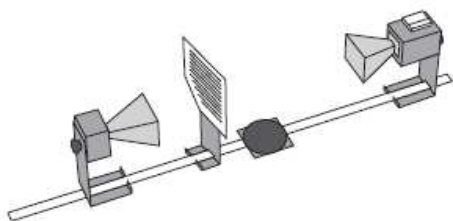
4. Polarizáció vizsgálata

Ehhez a vizsgálathoz lényegében a szembeállított adót és vevőt használjuk (10. ábra), s egyes vizsgálatoknál közéjük helyezünk el a polarizátorként működő fémrácsot. A polarizátor állásának hatását egy polarizált hullámra vizsgálhatjuk külön polarizátor nélkül is oly módon, hogy a vevőt vízszintes tengelye körül

forgatjuk, hiszen a vevő egyben polarizátor is. Ezen kívül az elrendezéssel megvizsgálhatjuk az adó és vevő közé helyezett polarizátor hatását is annak különböző állásai esetén.



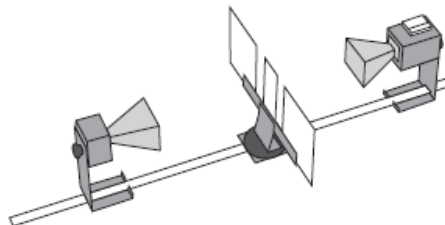
9. ábra



10. ábra

5.5. Elhajlás résen

Egy és két rés alkalmazásával megvizsgálhatjuk a hullámelhajlást a 11. ábra szerinti összeállításban. Két résnél a a és méretét kb. 1,5 cm-esre állítsuk be, egy rés kialakításához a résközt vegyük ki, és kb. 7 cm-es résmérettel dolgozzunk

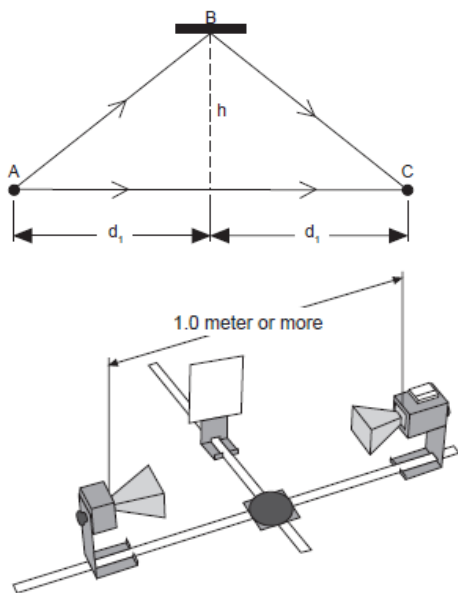


11. ábra

6. Lloyd-féle tükör

Ezzel az elrendezéssel azonos forrásból jövő, de különböző utakat (a 12a. ábrán AC és ABC) befutó hullámok interferenciájának vizsgálatával hullámhosszt mérhetünk. A mérésnél először a B tükröt közelítjük a goniométer tengelyéhez. Ekkor a vevő – attól függően, hogy a két hullám útkülönbsége C -ben éppen a (6) vagy (7) feltételnek felel meg – egymást követő maximumokat és minimumokat detektál. Álljunk meg a goniométerhez legközelebb eső olyan helyen, ahol a jel maximális és mérjük meg a tükör helyzetét jellemző h_1 távolságot. Ezután a tükröt távolítsuk az AC egyenestől addig, amíg újra maximális intenzitást kapunk, és mérjük meg az ehhez a pozícióhoz tartozó h_2 távolságot is. Ha még a vevő és adó távolságát is megmérjük, akkor a mért adatok segítségével az eredeti (h_1 -hez tartozó) úthossz és az új (h_2 -höz tartozó) úthossz meghatározható. Mivel tudjuk, hogy ekkor a hullámok útkülönbsége (6) szerint éppen a λ hullámhosszal egyenlő, a két úthossz különbsége közvetlenül a hullámhosszt adja. Ügyeljünk arra, hogy az adó és a vevő tengelye egy egyenesen legyen, az adó és vevő goniométer tengelyétől azonos távolságban helyezkedjen el, és egymástól mért távolságuk legalább 1 m legyen. A tükör síkja legyen párhuzamos az adó-vevő egyenessel. A távolságok meghatározásánál vegyük figyelembe, hogy az adó- és vevő-dióda (vagyis hullámforrás és az észlelési hely) pontos helyét az állványon a T és R jelölés mutatja

Formázott: Felsorolás és számozás



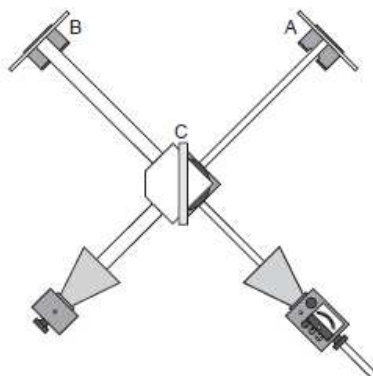
12. ábra

7. Michelson interferométer

Ez az eszköz, amely a hullámhossz és elmozdulás mérésére használható, vázlatosan a 13. ábrán látható. Alapelve – a Lloyd-féle tükörhöz hasonlóan – az, hogy egy forrásból jövő hullámot két részre osztunk, és különböző utakon vezetve újra egyesítjük. Az egyesítésnél a hullámok interferálnak, s ennek eredménye (erősítés vagy gyengítés) a befutott utak különbségétől függ. Az ábrán látható esetben az adóból jövő hullám egy része a B tükör felé visszaverődik, másik része áthalad az A tükör felé. Ezután a B-ről visszaverődő hullám egy része a C lapon áthaladva, az A tükörről visszaverődő hullám egy része pedig a C lapról visszaverődve a vevőbe jut, amely a két hullám interferenciájának megfelelő jelet ad. Az interferáló két hullám útkülönbsége éppen $2BC$ és $2AC$ távolságok különbsége.

A mérés során először az A tükör elmozdításával megkeresünk egy olyan helyzetet, ahol a vevő maximális intenzitást mutat (vagyis az útkülönbségre teljesül a (6) feltétel), majd a tükröt ebből a helyzetből addig távolítjuk a C-től, amíg ismét maximális jelet kapunk. Az A tükör két helyzete közti távolság ekkor éppen a hullámhossz fele ($\lambda/2$), ugyanis az útkülönbség a kettes szorzó

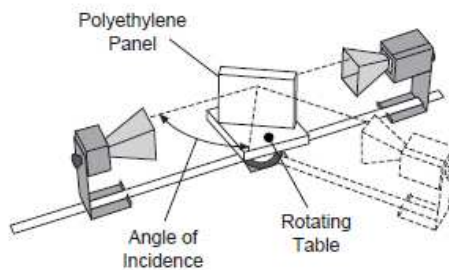
miatt éppen ekkor hullámhossznyi. A mérésnél a nagyobb pontosság érdekében 10 új maximumnak megfelelő távolságra mozdítsuk el a tükröt.



13. ábra

8. Brewster-szög mérése

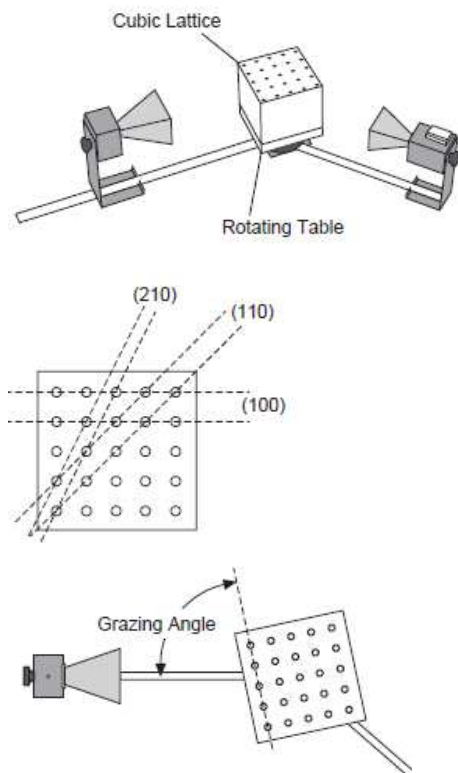
A mérést a 14. ábra szerint végezzük el. Az adót és vevőt először vízszintes polarizációra állítjuk be (90° a hátlapjaikon lévő skálán), a polisztirol lapot pedig addig forgatjuk el, amíg az adóból jövő hullám beesési szöge kb. 20° lesz. A vevőt tartó goniométer-kart elforgatva a vevővel megkeressük a lapról visszavert hullámot (maximális intenzitás), és feljegyezzük a mért intenzitást. Ugyanebben az állásban a mérést megismétljük úgy, hogy az adót és a vevőt függőleges polarizációjú helyzetbe fordítjuk át (0° -os állás). Ezután a fenti mérést különböző beesési szögeknél megismétljük. A Brewster-szögnél a vízszintesen polarizált hullám nem verődik vissza, mert ilyenkor a függőleges helyzetű lap a visszavert hullámra nézve függőleges irányú polarizátorként működik.



14. ábra

9. Bragg-elhajlás köbös rácson

A mérési elrendezés a 15a. ábrán látható. A vizsgálat során különböző – függőleges helyzetű – rácssíkok esetén (15b. ábra) megkeressük a (13) Bragg-egyenletnek megfelelő Θ_n szögeket. Vigyázzunk, mert a (13) egyenletben szereplő szög nem a hullám beesési szöge, hanem a rácssíkkal bezárt szög (15c. ábra). (A rácssíkok jelölésére az ábrán használt számhármasok a síkok ún. Miller-indexei. Ezek a síkoknak a kocka élével párhuzamosan választott koordinátatengelyeken adott tengelymetszeteinek reciprokával arányos számok.)



15. ábra

A mérés menete az (100) sík esetén a következő. Az adót és vevőt egymással szembeállítjuk, a

rácsot úgy helyezzük a forgatható asztalra, hogy az (100) síkok párhuzamosak legyenek a beeső hullám haladási irányával, és feljegyezzük a mért intenzitást. Forgassuk el a rácst a forgóasztal segítségével 1° -kal, a vevőt tartó goniométer-kart pedig 2° -kal az óramutató járásával egy irányban, írjuk fel a Θ szöget és a mért intenzitást. Folytassuk a fenti elforgatásokat és méréseket, és ábrázoljuk a mért intenzitásokat a beesési szög függvényében. A Bragg-egyenletnek megfelelő szögeknél maximumot kell kapnunk. A mérés és a (13) egyenlet alapján meghatározhatjuk az (100) síkok egymástól mért távolságát. Hasonló módon járhatunk el a többi sík esetén is.

Mérési feladatok

1. Prizma segítségével határozza meg a sztirolgolyók levegőre vonatkoztatott törésmutatóját és a hullám terjedési sebességét ebben a közegben.
2. Állítsa szembe az adót és vevőt azonos polarizációs állásban (pl. a műszerek hátoldalán lévő skálán 0° -os állás, más szóval a tölcserék hossz tengelye vízszintesen áll). Ezután a vevőt forgassa vízszintes tengelye körül, és mérje ki az intenzitás függését a vevő állását jellemző szögtől (10° -onként, 0° -tól 180° -ig). Értelmezze az eredményt! Az adó és vevő függőleges polarizációjú (0° -os) állásánál tegye be a fémrács-polarizátort vízszintesen álló résekkel az adó és a vevő közé, és a vevő forgatásával ismét mérje ki az intenzitás szögfüggését. Ismétlje meg a mérést úgy, hogy a polarizátor rései $22,5^\circ$, 45° , $67,5^\circ$ és 90° -os szögeket zárnak be a vízszintessel. Értelmezze az eredményeket! Állítsa az adót és vevőt egymásra merőleges polarizációjú állásba. Mérje meg az intenzitást a fémrács-polarizátor nélkül, majd tegye be a polarizátort és mérje meg a jelent, amikor a polarizátor rései vízszintesek, függőlegesek és 45° -os szöget zárnak be a vízszintessel. Értelmezze az eredményeket!

3. Állítsa össze a kettős résen történő elhajlásmérés elrendezését a keskeny résközrel (10), 1,5 cm-es résmérettel. Állítsa az adót és a vevőt egymással szembe, függőleges polarizációjú állásba (0°), majd állítsa be a jelet 1,0 értékre. Ezután a vevőt tartó goniométer-kart a vevővel együtt forgatva mérje ki és ábrázolja az intenzitás szögfüggését (5° -onként 0° és 85° között). Ellenőrizze a (13)-(14) összefüggéseket (használja a korábban megmért hullámhossz-értéket), és értelmezze az eltéréseket. A mérést ismétlje meg a széles résközrel (11) is (ekkor a vevőt állítsa kb. 1,5-szeres távolságba a réstől). Végezze el a mérést egyetlen réssel is 7 cm-es résmérettel és ellenőrizze a (13) összefüggést.
4. A Lloyd-féle tükörrel mérje meg az alkalmazott mikrohullám hullámhosszát két különböző adó-vevő távolságnál. Az eredményt hasonlítsa össze a 2. mérésnél kapott értékkel!
5. Michelson-interferométerrel mérje meg a használt mikrohullám hullámhosszát az A tükör két különböző kiinduló helyzete esetén. Az eredményeket vesse össze egymással és a korábbi hullámhosszmérések (2. és 6. mérési feladat) eredményével.

6. A Brewster-szög mérésére szolgáló elrendezésben mérje ki és ábrázolja a polietilén lapról visszavert mikrohullám intenzitásának szögfüggését. A beesési szöveget változtassa 5° -onként 20° és 75° között. A mérést végezze el először úgy, hogy az adó és vevő polarizációja vízszintes, majd úgy, hogy az adó és vevő polarizációja függőleges. Értelmezze az eredményeket és határozza meg a Brewster-szöveget!
7. A Bragg-elhajlás segítségével határozza meg a mellékelt köbös rácsban az (100) , (110) és (210) síkok távolságát és hasonlítsa össze az eredményeket a közvetlen hossz-méréssel kapott értékekkel!

Ha maradt ideje, végezze el az alábbi mérési feladatokat is:

8. Ellenőrizze a (3) visszaverődési törvényt mikrohullámok esetén. A mérést 10° és 90° közé eső beesési szögeknél 10° -onként végezze el. Készítsen táblázatot és értelmezze az esetleges eltéréseket a visszaverődési törvénytől!
9. Állítson elő állóhullámokat, és mérje meg a használt mikrohullám hullámhosszát. Számítsa ki a hullám frekvenciáját (a terjedési sebesség adott) is. A mérést két különböző beállításnál végezze el.

FONTOS!

Mivel a mikrohullámoknak a környező tárgyról való visszaverődése a mérést befolyásolhatja, a mérés során a mérőasztalról minden felesleges tárgyat (különösen a fémtárgyakat) távolítsuk el!

A mikrohullámokat a testünk is visszaveri, ezért soha ne álljunk olyan helyzetben, hogy az adóról jövő hullámot a testünk a vevőbe reflektálhatja. Legjobb, ha a vevő tölcsérének síkja mögött állva végezzük a mérést.

BIZTONSÁGI TUDNIVALÓK!

Bár az adók teljesítménye jóval a megengedett biztonsági érték alatt van, soha ne nézzünk közvetlenül az adó tölcsérébe, ha az működik. Nem valószínű, de előfordulhat, hogy a mikrohullámok zavarják egyes orvosi elektronikus készülékek – pl. szívritmus-szabályozó (pacemaker) – működését. Ha ilyen eszközt használ, jelezze a gyakorlatvezetőnek.