

# 14. Holográfia

Szabó Bálint

2013. április

## Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezetés</b>	<b>2</b>
<b>2. A holográfia alapjai és a Fresnel-lemez</b>	<b>3</b>
2.1. A holografikus regisztrálás és rekonstrukció . . . . .	7
2.2. A holografikus leképezés minősége . . . . .	8
<b>3. A mérési elrendezés</b>	<b>12</b>
<b>4. Gyakorló kérdések</b>	<b>14</b>
<b>5. Mérési feladatok</b>	<b>15</b>
<b>6. Ajánlott irodalom</b>	<b>15</b>

# 1. Bevezetés

1947-ben Gábor Dénes az elektronmikroszkópok lencséinek kiküszöbölhetetlen leképezési hibáit elemezve felvetette a tárgyról származó információk rögzítésének egy új módszerét. A szokásos eljárás során a tárgysíkon kialakult fényamplitúdó-eloszlást leképezzük a képsíkba és itt az intenzitáseloszlást rögzítjük. A tárgyról származó információt azonban nem ez az intenzitáseloszlás hordozza tökéletesen, hanem a tárgyon létrejött, diffraktált hullámtér. Ennek rögzítése egy metszetben vagy egy síkon csak úgy lehetséges, ha az amplitúdóeloszláson kívül egyidejűleg a fáziseloszlást is rögzítjük. A hullámtér egyes pontjaiban a relatív fázis rögzítése úgy lehetséges, hogy a rögzítendő hullámtérre (tárgyhullám) egy ismert tulajdonságú hullámteret szuperponálunk (referenciahullám) és az így kialakuló interferencia-mintázatot rögzítjük. A felvétel készítése során a rögzítési sík (hologram) egyes pontjaiba beeső energiával arányos mennyiséget (például feketedést) tárolunk. Ez az eljárás lehetővé teszi az eredeti hullámtér rekonstruálását: a hologramot a referenciafénnyel megvilágítva, a fény a rögzített információnak megfelelően modulálódik és ennek során a rögzítéskori, eredeti hullámteret hozza ismét létre. A rekonstruált hullámtér tartalmazni fogja az eredeti tárgyhullám csaknem minden jellegzetességét, tehát alkalmas a tárgy megjelenítésére és vizsgálatára. A holográfia során tehát igyekszünk az eredeti hullámteret rekonstruálni és ezzel a tárgyról származó információ összességét teljesen visszanyerni. Gábor Dénes ezért eljárásának a holográfia nevet adta (holos = teljes, graphein = leírni). Az optikai holográfia Gábor Dénes alapozó munkásságát követően csak a nagy fényerejű és nagy koherenciájú fényforrások, a lézerek megjelenése után éledt fel néhány éves álmából. 1962 és 1964 között, az akkoriban újdonságnak számító lézerek egyik alkalmazási területeként E. N. Leith és L. Upatnieks kezdtek el ismét foglalkozni a Gábor Dénes által kidolgozott eljárás optikai hullámhossztartományban történő alkalmazásával. Tőlük származik az az ötlet is, hogy a referencianyalábot nem a tárgy irányából vetítik a fotólemezre, hanem a rekonstruálás megkönnyítése érdekében oldalirányból. A felvételek készítéséhez szükséges, nagy felbontású regisztráló anyag (fényképészeti film) megtalálása után ők készítették a Michigan-i Egyetemen az első, valóban hologramoknak tekinthető felvételeket, melyekkel sikerült egyúttal a három dimenzióban történő rekonstrukció lehetőségét is bizonyítaniuk. A holográfiát széleskörűen alkalmazzák és az alkalmazások körében csak kisebb jelentőségű (de általánosabban ismert) a háromdimenziós képek rögzítésének technikája. Minden olyan feladatnál, melynél hullámtér fázishelyes rögzítésével a folyamatról származó információk megőrizhetőek, a holográfia jelentheti a megoldást. (Alapfeltétel a hullámforrás jó koherenciája és a rögzítési módhoz szükséges megfelelő intenzitása.) A holográfia jól alkalmazható csekély alakváltozással járó jelenségek vizsgálatára, a nagy intenzitású impulzuslézereken alapuló holografikus eljárások kiválóan megfelelnek extrém gyors jelenségek megfigyelésére. Az anyagszerkezeti kutatások hasznos eszköze a röntgenholográfia. A közismert művészeti felhasználás, az eredetigazolás, vagy mára jelentőségét veszített holografikus 3D televízió mellett érdemes ipari alkalmazásait is megemlíteni. Évtizedes remény a nagy adatsűrűségű holografikus

adattárolók tényere a hétköznapi életben. Nagy jelentősége van továbbá a hologramok segítségével létrehozott destruktív interferenciának, mellyel valós objektumok és referenciapéldányok holografikus képe közötti apró eltérések is könnyen észlelhetők. Ezt az elvet az integrált áramkörök gyártásától a vízminőség ellenőrzéséig számos területen alkalmazzák. Speciális alkalmazásként megemlítjük az ultrahang-holográfiát, amelynek nagy jelentősége van fémszerkezetek mechanikai rugalmassági tulajdonágainak vizsgálatában. A továbbiakban röviden ismertetjük a hologramok készítésének elméleti alapjait és a laboratóriumban rendelkezésre álló, hologram készítésére szolgáló berendezést.

## 2. A holográfia alapjai és a Fresnel-lemez

Vizsgáljuk meg egy egyszerű példán, miként történik egy hologram regisztrálása! Legyen az  $ff$  pontszerű fényforrástól  $R$  távolságra a  $z$ -tengelyre merőleges  $A$  regisztrálási sík (lásd az 1. ábrát). A regisztrálási sík egy tetszőleges  $(x, y)$  pontjára beeső elektromos térerősség pillanatnyi értéke:

$$E_t(x, y) = \frac{E_{t0}}{r} \exp[i(kr - \omega t)], \quad (1)$$

ahol

$$r = \sqrt{R^2 + x^2 + y^2}. \quad (2)$$

Tekintettel arra, hogy a fényt csak a detektálási pontba beeső energia alapján vagyunk képesek észlelni, számítsuk ki az  $(x, y)$  pontba beeső energiát, pontosabban a fény intenzitását:

$$I_t(x, y) = E_t^*(x, y)E_t(x, y) = \frac{E_{t0}^2}{r^2}. \quad (3)$$

Ha tehát a beeső fényintenzitást regisztráljuk, elveszítjük a beeső hullám fázisára vonatkozó információt. A fázis detektálása érdekében vegyünk egy referencianyalábot, mely legyen az  $ff$  pontból kiinduló fényvel azonos frekvenciájú, azzal koherens, és az egyszerűség kedvéért legyen a  $z$ -tengellyel párhuzamosan beeső síkhullám! Ebben az esetben tehát a referencianyaláb fázisa az  $A$  síkon mindenütt ugyanaz:

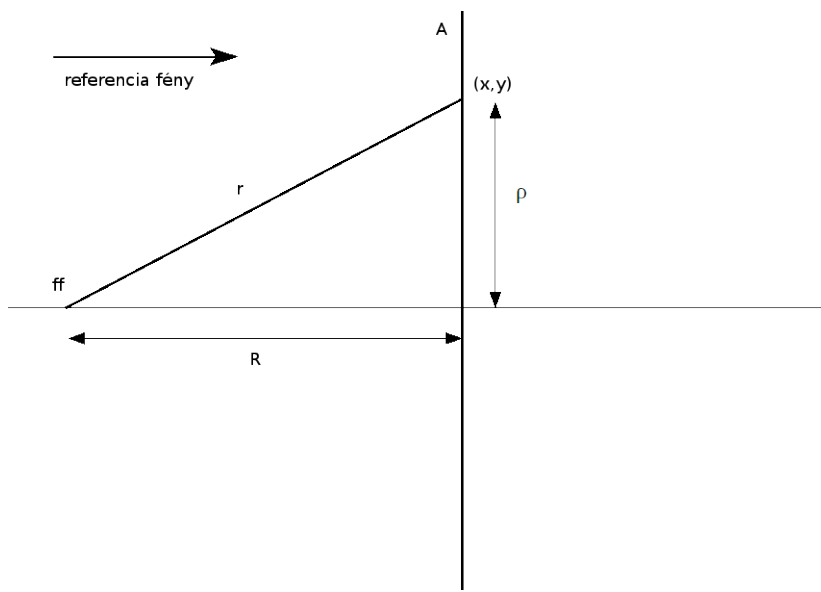
$$E_r = E_{r0} \exp[i(kz - \omega t)]|_{z=0} = E_{r0} \exp(-i\omega t), \quad (4)$$

az  $(x, y)$  pontban e referenciahullám és az  $ff$  fényforrásból érkező hullám (a polarizációtól most eltekintve) interferál:

$$\frac{E_{t0}}{r} \exp[i(kr - \omega t)] + E_{r0} \exp[-i(\omega t - \phi_0)] = \exp(-i\omega t) \left[ \frac{E_{t0}}{r} \exp(ikr) + E_{r0} \exp(i\phi_0) \right], \quad (5)$$

ahol  $\phi_0$  a referencia- és a tárgy hullám közötti fáziskülönbség. Ennek alapján az intenzitások:

$$I(x, y) = E^*(x, y)E(x, y) = \frac{E_{t0}^2}{r^2} + E_{r0}^2 + 2\frac{E_{t0}E_{r0}}{r} \cos(kr - \phi_0). \quad (6)$$



1. ábra. A hologram regisztrálása

Ilyenkor tehát az  $A$  síkra beeső fényintenzitás a két fénynyalábtól származó intenzitások összegén kívül még egy, az interferenciából adódó, modulációs tagot is tartalmazni fog. Ez a moduláció – tekintettel arra, hogy a két fénynyalábot koherensnek tételeztük fel, és emiatt  $\phi_0$  időben állandó mennyiség – lényegében megőrzi számunkra a  $kr$  mennyiséget, mely nem más, mint az  $A$  síkra beeső gömbhullám relatív fázisa. Az általánosság megszorítása nélkül feltehetjük, hogy  $\phi_0 = 0$ . Ilyenkor a beeső fény intenzitása az  $(E_{t0}/r + E_{r0})^2$  és az  $(E_{t0}/r - E_{r0})^2$  értékek között térben periodikusan változik, periódusát a  $\cos(kr)$  függvény határozza meg, azaz a

$$k\delta r = 2\pi n, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

értékekre kapjuk vissza ugyanazt az intenzitást. Határozzuk meg, hogy az  $(x, y)$  síkon hol helyezkednek el ezek az értékek! Az 1. ábra alapján

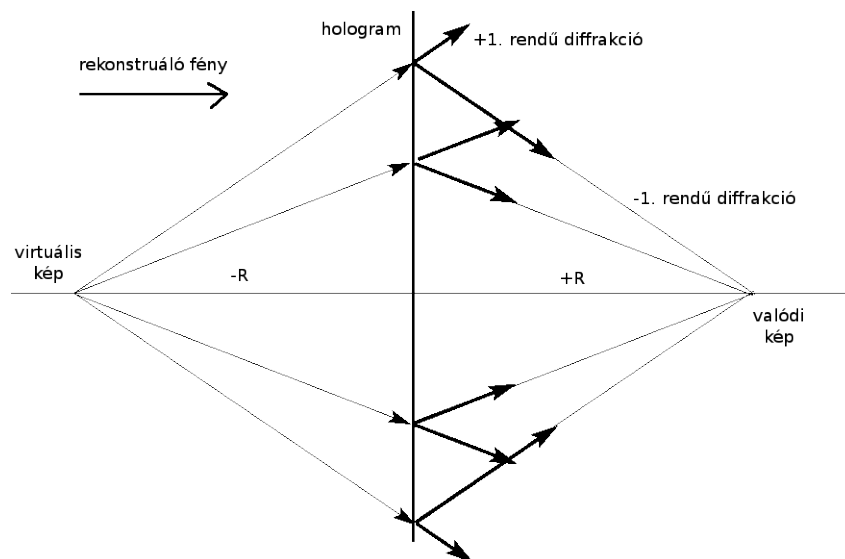
$$r^2 = R^2 + x^2 + y^2 = R^2 + \rho^2. \quad (8)$$

Az azonos intenzitású helyek az  $A$  síkban  $\rho$  sugarú koncentrikus körök mentén helyezkednek el. Az  $x = y = 0$  pontbeli intenzitás tehát (melyet  $kR$  értéke határoz

meg) a tengelytől olyan távolságokra jelenik meg ismét, melyekre a (7) feltétel alapján  $r - R = 2n\pi/k = \lambda$ . A (8) összefüggésből

$$r^2 - R^2 = \rho_n^2 = (r + R)(r - R) \approx 2Rn\lambda, \quad (9)$$

ahol az  $r + R \approx 2R$  közelítést alkalmaztuk. (Ez a közelítés, mely az optikai tengelyhez közel futó, illetőleg azzal kis szöget bezáró sugarakra igaz, gyakran használatos az optikai számításokban: ezt szokták paraxiális közelítésnek nevezni.) A kapott intenzitáseloszlás tehát olyan, hogy az azonos intenzitású helyek koncentrikus körök mentén helyezkednek el, és e körök sugara  $\sqrt{n}$  szerint növekszik. Ha ezt az intenzitáseloszlást rögzítjük (azaz egy olyan transzparenciát alakítunk ki, melynél az áteresztőképesség hely szerinti változása éppen ennek az eloszlásnak megfelelő), teljesítjük a holográfia azon feltételét, hogy a kiindulási fénytér amplitúdóját és fázisát (az  $E_t$  gömbhullámot) egyidejűleg rögzítjük. A kapott felvételt úgy tekinthetjük, mint egy Fresnel-féle zónalemezt. (Eredetileg az optikában a Fresnel-lemez egy olyan transzparencia, melynél a fentiekben kiszámított moduláció pozitív értékei helyén az áteresztőképesség 1 (teljesen átereszt), illetőleg a negatív modulációs helyeken az áteresztőképesség 0 (teljesen elnyel). A Fresnel-lemez alkalmazásai esetén azonban tökéletesebb eredményt kapunk, ha az áteresztőképesség folytonos függvény szerint változik. Vizsgáljuk meg, hogy a kapott Fresnel-lemez hogyan képes rekonstruálni a felvételkor hullámteret (azaz az  $ff$  pontszerű fényforrás képét előállítani). A rekonstrukció érdekében felvételünket az eredetileg használt referenciafényvel világítsuk meg (lásd a 2. ábrát). A feladat egyszerűbbé tétele érdekében csak azt



2. ábra. Diffrakció a Fresnel-lemezen

vizsgáljuk meg, hogy az optikai tengely mentén milyen megvilágításokat fogunk észlel-

ni, feltételezve, hogy zónalemezünk áteresztőképessége a fenti megjegyzés szerint 0 vagy 1. A lemezre (hologramunkra) beeső, rekonstruáló fény természetesen a lemezen történő áthaladásakor a diffrakcióra vonatkozó szabályok szerint viselkedik. A Huygens-elv alapján a lemez minden olyan pontjából, mely a beeső fényt átengedi, elemi gömbhullámok indulnak ki és az eredő fény ezen gömbhullámok interferenciájának eredménye lesz. Könnyen beláthatjuk, hogy a tengely mentén az első olyan pont, melynek megvilágítása maximális lesz, a lemeztől éppen  $R$  távolságra helyezkedik el. Ebben a pontban ugyanis a zónalemez (a (9) feltétel következtében) azokat az elemi hullámokat nem engedi kialakulni (azaz nem bocsájt át fényt), melyek az interferencia során leronthatnák a nyitott (áteresztő) helyekről beeső, diffraktált hullámokat. Ezt úgy tekinthetjük, hogy a lemezt a referenciasugárral megvilágítva, „rekonstruáltuk” a felvétel során tárgyként használt pontszerű fényforrást. Ilyenkor tehát a lemezen diffraktálódó fényből minden  $-1$ -edik diffrakciós rendhez tartozó diffraktált fény a lemeztől éppen  $R$  távolságra halad keresztül az optikai tengelyen. Az ezeknek a sugaraknak megfelelő,  $+1$ -edik rendű diffrakciós hullámok egy divergens fénynyalábot alkotnak. Ez a divergens fény azonban olyan, hogy éppen az eredeti fényforrásunk helyéről (a lemeztől  $-R$  távolságra lévő pontból) látszik kiindulni, azaz ezek a fényhullámok az eredeti tárgy virtuális képét állítják elő. A magasabb rendű diffrakciós nyalábok a fentiekhez hasonló meg gondolások alapján az eredeti tárgyról egy-egy magasabb rendű valós és virtuális képet állítanak elő. A hologram készítése során tehát fontos, hogy a felvételkor kialakult, modulált intenzitáseloszlást úgy rögzítsük, hogy a rekonstrukció során ne alakuljanak ki magasabb rendű diffrakciós nyalábok, továbbá, hogy a diffrakcióban az első rendű diffrakciós sugarak intenzitása a lehető legnagyobb legyen a nullad rendű (eltérülés nélkül áthaladó) fényhez képest. Látjuk tehát, hogy miként lehet hologramot készíteni, illetőleg rekonstruálni. Az is látszik, hogy a rekonstrukció során kialakuló képek nem a legideálisabbak, mert a valós kép esetében a megfigyelést nagyon megnehezíti, hogy a kép a nullad rendű nyaláb (rendkívül nagy) fényintenzitásán, mint háttéren alakul ki. Ennek kiküszöbölésére Leith és Upatnieks azt javasolták, hogy a felvételkor használandó referencianyaláb az optikai tengellyel szöget bezárva essen be. Ilyenkor természetesen a rekonstruáláshoz alkalmazott fény is hasonló elrendezésű. Érdemes megjegyezni, hogy a Fresnel-féle zónalemez lencseként viselkedik, azaz segítségével leképezést is létre lehet hozni. A fentiekben láttuk, hogy a Fresnel-lemez a beeső párhuzamos fénynyalábot (a rekonstruáló fényt) az optikai tengelyen lévő pontba képezi le. Ez a pont tekinthető a lemez fókuszpontjának (a fenti jelöléssel  $f = R$ ). Ha a lemezt egy, a tengelyen lévő és a lemeztől  $t$  távolságban elhelyezett pontszerű fényforrással világítjuk meg, akkor az első rendű diffrakciótól származó, a lemeztől  $k$  távolságra kialakuló képpontra fennáll, hogy  $1/k = 1/f - 1/t$ , azaz a lencsék jól ismert leképezési törvényének megfelelően viselkedik. A Fresnel-lemez lencseként történő alkalmazásainál figyelembe kell venni, hogy a (9) egyenlet alapján az első gyűrű sugara ( $\rho_1$ ) segítségével kifejezett fókusz-távolság  $f = R = \rho_1^2/2\lambda$ , tehát a lencseként alkalmazott Fresnel-lemez kromatikus hibája nagyon nagy is lehet. Mindezek figyelembevételével a Fresnel-lemezeket olyan leképező rendszerekben szokás alkalmaz-

ni, melyeknél az adott hullámhossztartományban az egyébként alkalmazott lencsék erős abszorpciójuk, vagy más okok miatt nem használhatók, például röntgensugárzás leképezésekor.

## 2.1. A holografikus regisztrálás és rekonstrukció

Az előzőekben említettük, előnyös, ha a hologram felvételekor alkalmazott referencianyaláb iránya nem párhuzamos az optikai tengellyel. Ebben az esetben, ha eltekintünk az elektromágneses hullám időfüggésétől

$$E_r = E_{r0} \exp[ik(R + x \sin \Theta)], \quad (10)$$

ahol  $\Theta$  a referenciasugár iránya és a  $z$ -tengely által bezárt szög. Az  $x$  tengely pedig a hologram síkjának valamint az optikai tengely és referencianyaláb által megadott sík metszéspontjába esik (lásd a 3 ábrát). A tárgypontról érkező hullám:

$$E_t = \frac{E_{t0}}{r} \exp(ikr) \approx \frac{E_{t0}}{R} \exp[ik(R + \frac{\rho^2}{2R})]. \quad (11)$$

Itt ismét használtuk a paraxiális közelítést. Az  $(x, y)$  síkra beeső intenzitás:

$$\frac{E_{t0}^2}{R^2} + E_{r0}^2 + 2 \frac{E_{t0}E_{r0}}{R} \cos[k(\frac{\rho^2}{2R} - x \sin \Theta)]. \quad (12)$$

Az előhívás után tehát a regisztrátum áteresztőképessége

$$T(x, y) = K_1 + K_2 \cos[k(\frac{\rho^2}{2R} - x \sin \Theta)], \quad (13)$$

ahol  $K_1$  és  $K_2$  állandók. Ha ezt a transzparenciát egy  $\Theta$  szög alatt beérkező síkhullámmal világítjuk meg, akkor a lemez mögött  $l$  távolságra a térerősség értéke:

$$E(\xi, \eta, \zeta) = B \iint T(x, y) \exp(-ikx \sin \Theta) E_l(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{x}, k) dx dy, \quad (14)$$

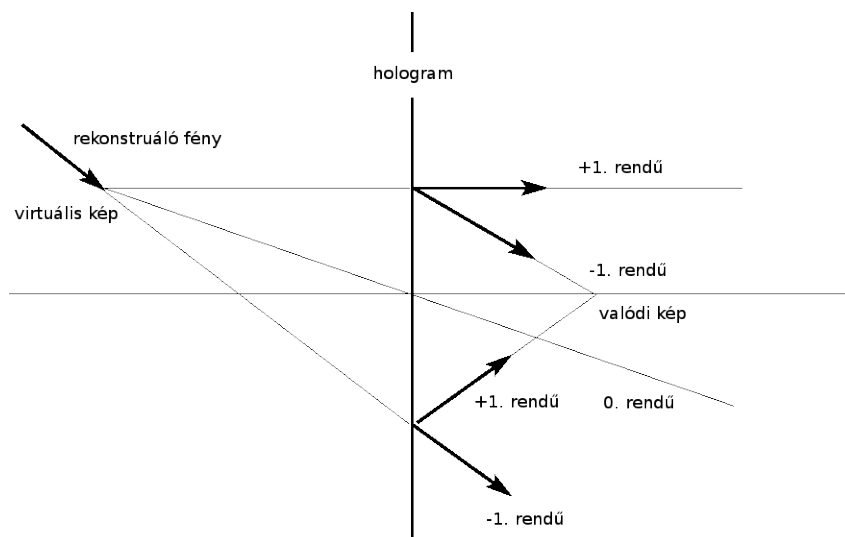
ahol

$$E(\boldsymbol{\xi} - \mathbf{x}, k) = -\frac{i}{\lambda l} \exp[ik(\zeta + \frac{(\xi - x)^2}{2l} + \frac{(\eta - y)^2}{2l})], \quad (15)$$

melyet a szabad tér impulzus-válaszának nevezünk. A fenti egyenletek levezetésénél két derékszögű koordináta-rendszert használtunk: az  $(x, y, z)$  rendszer a tárgyhoz rögzített, míg a  $(\xi, \eta, \zeta)$  rendszer a képtérben definiált és origója a tárgytérben a  $z = l$  helyen van. Az egyenletekben a félkövéren szedett  $\boldsymbol{\xi} = (\xi, \eta, \zeta)$  és  $\mathbf{x} = (x, y, z)$  a megfelelő koordináta-rendszerek helyvektorait jelöli. Behelyettesítés után az  $l = R$  helyen kapjuk:

$$E(\xi, \eta, \zeta) = C_1 \exp(-ik\xi \sin \Theta) + C_2 \exp[\frac{ik}{4R}((\xi - 2R \sin \Theta)^2 + \eta^2)] + C_3 \delta(\xi, \eta). \quad (16)$$

Ebben a kifejezésben az első tag jelenti a nullad rendű diffrakciót (a beesővel párhuzamos síkhullám), a második tag egy gömb alakú hullámfrontot ad, melynek középpontja a hologram megvilágítás felőli oldalán lévő, attól  $R$  távolságú síkban a  $\xi = 2R\sin\Theta, \eta = 0$  koordinátájú pontba esik. Ez tehát egy virtuális képet jelent. A harmadik tag adja meg a tárgypont valós képét, mely a hologram megvilágítással ellentétes oldalán, attól



3. ábra. A hologram rekonstrukciója tengelyen kívüli referencianyaláb esetén

$R$  távolságban keletkezik a  $(\xi = 0, \eta = 0)$  koordinátájú pontban, az optikai tengelyen. A számításokból is látszik, hogy ezzel az elrendezéssel szét lehet választani egymástól a virtuális és a reális képeket, valamint a nullad rendű diffrakciós nyalábot. Leith és Uptonieks általános esetre is bebizonyították, hogy ha valamely tárgyról a regisztrálási felületre érkező,  $E_t(x, y)$  hullámfronthoz egy  $E_r(x)$  referencia síkhullámot keverünk és az eredő intenzitást detektáljuk úgy, hogy lineáris hologramot kapjunk (azaz a kész hologram áteresztőképessége az eredetileg beeső intenzitás lineáris függvénye), akkor ezt egy  $E_r^*(x)$  sugárral megvilágítva (ahol  $E_r^*$  az eredeti referenciahullám komplex konjugáltja), a hologram megvilágítással ellentétes oldalán az eredeti távolságban a tárgy valós képe áll elő. A referenciasugár komplex konjugáltját úgy állíthatjuk elő, ha  $\Theta$  helyett  $-\Theta$  szöveget választunk. Ha pedig a hologramot az eredeti  $E_r(x)$  hullámmal világítjuk meg, a tárgy eredeti helyén annak virtuális képe keletkezik.

## 2.2. A holografikus leképezés minősége

Vizsgáljuk meg egy, a hologramtól 1 távolságban elhelyezkedő tárgysík leképezését! Legeyen ebben a síkban fekvő pont koordinátája  $(\xi, \eta)$ , míg a hologram síkjában fekvő pont



koordinátáját válasszuk  $(x, y)$ -nak! Ha a tárgyter egyik pontjából kiinduló hullámfront amplitúdója  $f(\xi, \eta)$ , akkor a regisztrálási sík  $(x, y)$  pontjába beeső, az összes tárgyponttól eredő amplitúdót a tárgy teljes felületére képzett integrálás segítségével adhatjuk meg:

$$u(x, y) = \int \int f(\xi, \eta) E_l(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, k) d\xi d\eta, \quad (17)$$

ahol  $E_l$  a (15) alatt megadott válaszfüggvény. Képezzük a (17) egyenlet Fourier-transzformáltját! (A transzformáltakat nagy betűvel jelöljük.) Ez a transzformáció azt jelenti, hogy a továbbiakban nem az intenzitáseloszlást adjuk meg, mint a tárgysík egyes pontjainak függvényét, hanem hogy az intenzitáseloszlás milyen súlyfüggvények segítségével állítható elő, amikor az  $x$ , illetve az  $y$  tengely mentén periodikus függvények összegeként írjuk fel. (A térfrekvenciák szerinti sorfejtést alkalmazzuk.) A Fourier-transzformáltakkal a (17) egyenlet a következő lesz:

$$U(p, q) = F(p, q) E_l(p, q), \quad (18)$$

ahol  $(p, q)$  a  $\lambda$  hullámhosszhoz tartozó térfrekvenciákat jelenti. Könnyen belátható, hogy

$$|E_l(p, q)|^2 = \frac{1}{(\lambda l)^2}, \quad (19)$$

tehát

$$|U(p, q)|^2 = |F(p, q)|^2 \frac{1}{(\lambda l)^2}. \quad (20)$$

Ebből az adódik, hogy a regisztrálási síkban kialakuló fényintenzitás-eloszlás térfrekvenciák szerinti teljesítményspektruma arányos a tárgyról kibocsátott fényintenzitás térfrekvenciák szerinti teljesítményspektrumával. Ahhoz, hogy a teljesítményspektrumból vissza lehessen állítani az eredeti eloszlást, a spektrumot a teljes  $-\text{inf} < p, q < +\text{inf}$  tartományban regisztrálnunk kellene, mégpedig végtelen nagy felbontósággal (azaz meg kellene tudnunk különböztetni a függvény értékét a  $p$  és a  $p + \Delta p$  pontokban, miközben  $\Delta p \rightarrow 0$ ). Ez a követelmény a reális esetben nyilvánvalóan két vonatkozásban sem teljesül: egyrészt a regisztrálható legnagyobb periódus nem lehet nagyobb a regisztrálásra használt fotólemez megfelelő méreténél, másrészt a lemezen rögzíthető legkisebb periódust az adott típusú fotoemulzió felbontóképessége (szemcsemérete) korlátozza. Némileg leegyszerűsítve úgy gondolhatjuk, hogy a regisztráló lemez méretének csökkentésekor egyre több finom részletet veszítünk el a tárgy képéből (a térfrekvencia fordítottan arányos a diffrakciót okozó eloszlás geometriai méretével), míg a durvább szemcséjű fotóanyag (kisebb felbontóképességű film) azt eredményezi, hogy csak kisebb méretű tárgyakról készíthetünk torzításmentes hologramot. Figyeljünk fel arra, hogy a véges méretekből és a regisztráló közeg gyenge felbontóképességéből eredő információvesztés már a regisztrálás során fellép, ezért az így elveszített információt a rekonstrukció során már semmilyen manőverrel nem lehet visszanyerni. Vizsgáljuk meg, mit jelent ez a korlátozás! Legyen egy referencianyalábunk, melynek hullámszámvektorát jellemezzük a  $k_r$

nagysággal, iránya pedig legyen  $\theta$  a regisztrálási sík normálisához képest! Ugyanehhez az irányhoz képest legyen a tárgyról kiinduló fénynyaláb iránya  $\alpha$ , hullámszám-vektorának nagysága pedig  $k_t$ ! Két ilyen síkhullám interferenciájának eredményeként a regisztrálási síkban kialakuló sávszerkezet vonalainak egymástól való távolságát a

$$\cos[(\mathbf{k}_t - \mathbf{k}_r)\mathbf{x}] = \cos \frac{2\pi}{\lambda}(\sin \alpha - \sin \theta)x \quad (21)$$

kifejezés periodicitása szabja meg, azaz

$$\frac{1}{|\Delta x|} = \frac{\sin \alpha - \sin \theta}{\lambda}. \quad (22)$$

Miután a fotóanyag véges felbontóképessége miatt  $\Delta x \geq (\Delta x)_{min}$ ,

$$\frac{\sin \alpha - \sin \theta}{\lambda} \leq \frac{1}{(\Delta x)_{min}} = \xi_c, \quad (23)$$

amiből

$$\sin \alpha \leq \lambda \xi_c \pm \sin \theta. \quad (24)$$

Ez az összefüggés azt jelenti, hogy van egy, a  $\lambda \xi_c$  mennyiségnek megfelelő  $\theta_c$  határszög, mely a referencianyaláb iránya körül meghatároz egy szögtartományt, és a tárgyról érkező sugaraknak ebbe kell esniük ahhoz, hogy regisztrálásuk kielégítő legyen. A szokásos, fényképezésben használatos fotóanyagok esetében (finomszemcsés hívási eljárással) az elérhető felbontóképesség 80-100 vonal/mm, tehát kb. 600 nm hullámhosszúságú fényrel regisztrálva  $\sin \theta_c \sim 0,06$ , amiből  $\theta_c \sim 3,5^\circ$ . Nyilvánvaló, hogy holográfiai felvétel készítésére az ilyen film nem alkalmas. Erre a célra speciális, holográfiai filmet dolgoztak ki, melynek felbontása jobb, mint 1000 vonal/mm, tehát az apertúra-szög általában nagyobb, mint  $\pm 40^\circ$ .

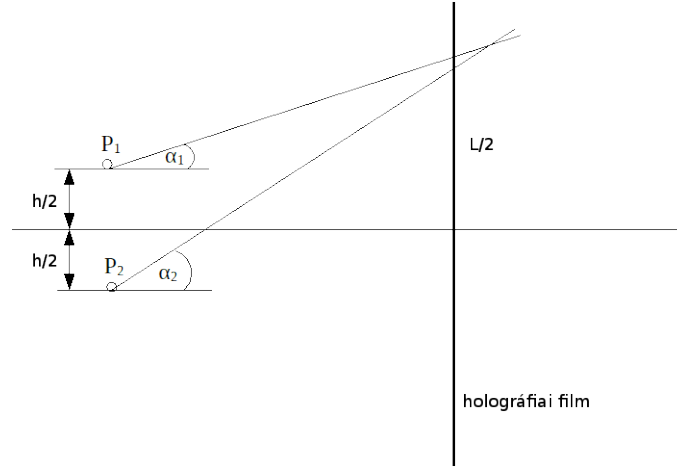
A regisztráló lemez véges mérete miatt csak azt a két, egymástól  $h$  távolságra lévő tárgyponthoz tudjuk a felvételen különálló pontokként rögzíteni, melyektől származó elsőrendű diffrakciós maximumok még ráérnek a lemezre (lásd a 4 ábrát). Legyen a  $P_1$  pontból kiinduló sugár hullámszám-vektora  $k_1$ , a  $P_2$  pontból kiinduló pedig  $k_2$ , akkor a feltételből a regisztráló lemez  $x$  pontjában

$$(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{x} = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2)\frac{L}{2} = \pi, \quad (25)$$

ahonnan az  $r_1 \approx r_2 \approx r$  és  $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx \alpha$  közelítéssel végül:

$$\frac{h}{\lambda} \approx \frac{r}{\lambda} \approx \frac{1}{\sin \alpha}, \quad (26)$$

ahol  $\alpha$  az a szög, amely alatt a regisztrálási felület a tárgysík origójából látszik. A korábban kifejtettek alapján látható, hogy a Gábor-féle elrendezés szimmetrikus térfrekvencia-levágást eredményez és ha a tárgyhoz elég közel helyezkedik el a regisztráló lemez, akkor



4. ábra. A hologram méretének hatása a tárgyponatok felbontására

a felső frekvenciahatár elég nagy lehet. A ferde beesésű referenciasugaras módszernél azonban a tárgyat célszerű olyan messze elhelyezni a lemeztől, hogy magára a tárgyra már ne essen rá a referenciafény. A (26) egyenletből látszik, hogy minden reális elrendezés esetén  $h/\lambda > 1$ , azaz csak az egymástól  $\lambda$ -nál távolabb elhelyezkedő pontokat lehet felbontani. A Fresnel-féle zónalemeznél elmondottak alapján érthető, hogy a hologram optikai tengely irányába eső felbontóképessége (két, egymás mögött elhelyezkedő pont szétválasztásának lehetősége) a használt fényforrás frekvenciájának  $\Delta\nu$  sáv szélességétől függ. Az eddigiek során csak a hologram térbeli kialakulásával foglalkoztunk és nem tértünk ki arra, hogy a rekonstruált képnek milyenek lesznek a megvilágítási viszonyai. Ha a regisztrálás úgy történt, hogy a regisztrálandó intenzitásokat a regisztráló közeg áteresztőképessége segítségével rögzítettük, akkor ez az áteresztőképesség a

$$T = A + B \cos(Kx) \quad (27)$$

függvénnyel írható le. Ideális expozíció esetében az áteresztőképesség a lehetséges szélső értékek között (0 és 1) változik. Azaz

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(Kx) = \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \exp(iKx) - \frac{1}{4} \exp(-iKx). \quad (28)$$

Egy ilyen transzparenciát megvilágítva, a beeső fény térerősségének fele a nullad rendű diffrakció létrehozására fordítódik (első tag), míg 1/4 része alakítja ki a  $-1$ -ed rendű, 1/4 része pedig a  $+1$ -ed rendű diffrakciót. Tehát a hologram rekonstruálása során a  $+1$ -ed rendű diffrakció által létrehozott kép megvilágítására a beeső fényintenzitás 1/16-od része jut. Ez azonban az elméleti maximum, a gyakorlatban a kép kialakítására jutó fényenergia mindig kevesebb, mint a beeső fény 6,25%-a. Kimutatható, hogy nem periodikus függvény szerinti moduláció esetében ez az érték magasabb lehet, és a diffrakciós

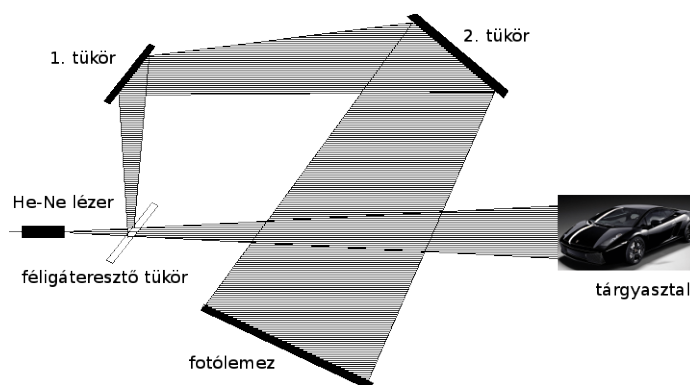
hatásfok (a diffraktált fény intenzitása osztva a bejövő fényintenzitással) például lépcső-függvény esetén elérheti a 10%-ot. Ilyen "regisztrálás" történhet például a számítógép által generált hologramok esetében. A szokásos fotóanyagok esetében lehetőség van arra, hogy a regisztráláskor rögzített intenzitásvizonyokat az előhívás után a lemez lokális törésmutató-modulációja adja vissza (a fény hatására kialakuló, exponált szemcsékben az előhívási művelet során a kivált ezüst helyére az emulzió anyagától eltérő törésmutatójú anyagot viszünk be — esetünkben ez KBr). A fázis-modulált hologramok esetében tehát a moduláció:

$$T = T_0 \exp[i\phi(x, y)], \quad (29)$$

ahol  $\phi(x, y) = \phi_0 + \phi_1 \cos(kx)$ . Ilyen moduláció esetében az elméletileg elérhető, maximális diffrakciós hatásfok 33,9%. (Lépcső-függvény szerinti moduláció esetében a hatásfok elérheti a 40%-ot.) Az elmondottakból arra az eredményre jutunk, hogy célszerű fázis-modulált hologramokat készíteni, mert ezeknél megfelelő kidolgozás esetében a rekonstrukció során a beeső fény intenzitásának  $\sim 30\%$ -a fordítódik a valós kép létrehozására és ugyanennyi vesz részt a látszólagos kép megvilágításában.

### 3. A mérési elrendezés

A berendezés minden elemét – a lézer kivételével – egy merev lapra szerelt sínekre rögzítjük, melyet igyekszünk rezgésmentessé tenni (lásd az 5. ábrán lévő vázlatot). Fényforrásként egy 10 mW névleges fényteljesítményű, He-Ne lézert használunk. A kilépő fény eloszlásának egyenletesebbé tétele érdekében a kilépőnyílásra egy térfrekvencia-szűrőt szereltünk, emiatt a kilépő fény divergens. A lézer kilépőnyílása egy kis retesszel lezárható, ha tehát a lézer be van kapcsolva (a tápegység üzemel) és mégsem látjuk a fényt, feltehetőleg ez a rezesz zárja le a lézert.



5. ábra. A mérőberendezés vázlata

Tanulságos, ha a hologram elkészítése előtt meggyőződünk a berendezés rezgésmentességéről. Erre a célra a tükrök felhasználásával állítsunk össze egy egyszerű Michelson-interferométert és vizsgáljuk meg az interferencia-gyűrűrendszer stabilitását. A gyűrűk lassú remegő mozgása, kúszása termikus instabilitásra utal, ezt a féligáteresztő tükröt meleg levegővel gyengén felmelegítve jól megfigyelhetünk. Hang-, vagy mechanikai hatásra (beszéd, lépések) a gyűrűrendszer „összeomlik”, A tükör közelében beszélve megfigyelhetjük a lézermikrofon működési elvét. Ahhoz, hogy a felszereléssel hologramot készíthessünk, el kell tudnunk érni, hogy a gyűrűrendszer az expozíciós időn belül stabil maradjon. Ehhez az expozíció idejére minden külső rezgést ki kell küszöbölnünk, és lehetőleg mozdulatlanul csendben kell maradnunk. A berendezést a hologram elkészítéséhez úgy kell átrendezni, hogy a direkt nyaláb a tárgyasztalon elhelyezett céltárgyat teljesen megvilágítsa. A szűrt lézernyaláb egy exponáló zárszerkezeten (az ábrán nincsen feltüntetve) keresztül jut a holográfiás felvételt rögzítő asztallap fölé. Az exponálózársz után helyezük a kilépő nyalábot kétfelé osztó féligáteresztő tükröt, ez a nyalábosztó hozza létre a referencianyalábot és a tárgynyalábot. A féligáteresztő tükörről oldalirányban eltérített referencianyalábot az optikai padon lévő forgatható tükrök segítségével a fotólemez tervezett helyére irányítjuk (Az 5. ábrán a 3 vékony, vízszintes vonal az asztalra szerelt, az egyes elemek rögzítésére szolgáló optikai síneket jelöli.). A referencianyaláb által, illetve a tárgyat megvilágító és arról visszaverődött fény által megtett utak hosszának különbsége nem lehet nagyobb a használt lézer által kisugárzott fény koherenciahosszánaál – esetünkben 10 – 25 cm, ellenkező esetben nem lép fel a mintázat kialakításához szükséges interferencia. A referencia nyaláb útjába egy, az intenzitását, csökkentő szűrőt helyezünk. Ez nélkülözhetetlen, mert a hologramon a moduláció akkor a legelőnyösebb, ha a film síkjában a tárgy hullám és a referencianyaláb destruktív interferenciája közel teljes kioltást eredményez, azaz ha a referencianyaláb intenzitása nem lényegesen nagyobb, mint a tárgyról visszaverődött fény intenzitása. A kész hologram megtekintéséhez viszont ne felejtjük el a szűrőt eltávolítani a fényútból, különben a felvételt kellemetlenül sötétnek látjuk majd! A korszerű holografikus filmekkel akár egy nagyságrendnyi intenzitáskülönbség mellett is kielégítő minőségű felvételt lehet készíteni, mégis törekedni kell a közel azonos fényintenzitás elérésére. Ugyanezen ok miatt holográfiás felvétel tárgyaként nem célszerű olyat választani, melynek felülete a 633 nm hullámhosszúságú He-Ne lézer fényt erősen elnyeli – lézerrel megvilágítva sötétnek látszik. Szintén kedvezőtlenek a tükröző felületek, mert a lemez felé vagy nagyon kevés, vagy éppen túl sok fényt vernek vissza. A lézert a mérés ideje alatt folyamatosan tartjuk bekapcsolt állapotban, és ha nincsen szükségünk a fényre, az exponáló zárszerkezet bezárásával vagy az exponálózársz fényútba helyezésével zárjuk le a fény útját! Ilyen üzemmódban ugyanis a lézer – bemelegedése után – már stabil működésű. A mérési elrendezés beállítása után az exponáláshoz a végtelenre állított zárszerkezetet a rendelkezésre álló eszközök segítségével nyissuk ki és rögzítjük az expozíció idejére! Érdemes megjegyeznünk, hogy – eltérően az elméleti részben mondottaktól – a holográfiához használt fényünk (mind a megvilágító, mind a referencia) divergens nyaláb lesz. A beállításkor ügyeljünk rá, hogy a referencia nyaláb a

film közepére irányuljon, és az elrendezést sötétben a film behelyezése közben se változtassuk meg! A felvételt Gentet-féle Ultimate 08 típusú fényérzékeny emulzióval bevont, üvegalapú filmre készítjük, melynek mérete  $50 \times 40$  mm. Az emulzió több színérzékenységi maximummal rendelkezik a 440-480 nm, 440-540 nm, 610-660 nm és 660-700 nm tartományokban. A film érzékenysége ezekben a tartományokban is csekély, így ha a munka során fényre van szükségünk, a sötétkamra lámpájának zöld fényét diffúz, szórt fényként használhatjuk. Azonban a lámpa közvetlenül a filmet soha ne világítsa meg! A filmet célszerű a tartójába emulziós oldalával a regisztrálandó fény irányába fordítva behelyezni. Az emulzióval borított oldal a sötétkamra lámpájának súroló fényénél mattabbnak látszik, de a gyakorlatlan szem a csekély különbséget nehezen észleli. A film exponálása és kidolgozása a laboratóriumban található vegyszerek segítségével, az ott található leírás alapján történik. A 8 perces tartó exponálás alatt számos, a lézerből kilépő foton találja el a filmen lévő fényérzékeny emulzió ezüst ionokat tartalmazó fényérzékeny szemcséit, melyekben ennek következtében rácstörés következik be, és ezüst válik ki. A keletkező ezüstszemcsék túl kicsik ahhoz, hogy láthatóak legyenek, ezek alkotják a fototechnikából ismert látens képet. A 6 perces előhívás alatt kémiai reakció segítségével az ezüst magokra további ezüstöt választunk ki, így a szemcsék kolloid méretűre nőnek, amit a film feketedéseként észlelhetünk. Az előhívás végén a filmet a desztillált vízzel leöblítjük, és 5 percre a fixáló-halványító folyadékba helyezzük. Az oldat egyik szerepe, hogy a felesleges fényérzékeny anyaggal komplexet képezve kimossa azt az emulzióból. (Így a fixálás után a filmmel akár világosban is dolgozhatunk, bár előnyösebb, ha szemünk továbbra is sötéthez adaptált marad.) A párhuzamosan lejátszódó halványítás során az ezüstszemcsék feloldódnak, és a helyükön magas törésmutatójú, de a fényt el nem nyelő sók rakódnak le az emulzióban. Így a hologram rekonstrukciója során az ezüstszemcsék nem nyelik el a megvilágításhoz használt fény egy részét, vagyis sokkal hatékonyabban hasznosíthatjuk azt. Természetesen az ily módon elkészített filmen a hologram kialakulása nem látható, hiszen a szem nem érzékeli a fázis-modulációt. Az előhívás és a fixálás alatt is ügyelnünk kell arra, hogy a filmet mindenütt érje a folyadék. A nedves emulzió igen sérülékeny, ezért lehetőleg soha ne érintsük a film középső részeit! Gyakori hiba, hogy az emulzió az edény falára letapad, így nem éri egyenletesen a vegyszer, vagy le is szakad a hordozó üveglapról. Utolsó lépésként a filmet felületaktív anyaggal kevert desztillált vízbe helyezzük, hogy a film cseppmentesen száradjon.

## 4. Gyakorló kérdések

1. Kinek a nevéhez fűződik a holográfia elméletének megalkotása?
2. Milyen fényforrást használunk a mérés során a hologram készítéshez?
3. Rajzolja fel vázlatosan a Michelson interferométert!

4. Mitől függ a Michelson interferométerrel létrehozott interferencia gyűrűrendszerben a gyűrűk közti távolság?
5. Rajzolja fel vázlatosan a labormérés során a hologram elkészítéséhez használt lézer, féligáteresztő tükör, tükrök, tárgyasztal, körülbelüli beállítását!
6. Mit rögzítünk a holografikus filmen az elkészítés során?
7. Mit nevezünk referencia sugárnak?
8. Miben különbözik a holográfiában használt film a fényképészetben használttól?
9. Mik a holografikus film előhívásának főbb lépései?
10. Várhatóan mi látható az elkészült hologramon, ha referencia fény nélkül szabad szemmel ránézünk?

## 5. Mérési feladatok

1. Végezzük el a berendezés rezgésmentességének vizsgálatát!
2. Készítsünk holográfiás eljárással Fresnel-lemezt! Az elméleti részben leírtakkal ellentétben berendezésünkön csak olyan Fresnel-lemez készíthető, melynél a referencianyaláb is divergens. (Emiatt Fresnel-lemezünk tulajdonképpen egy pontszerű fényforrás hologramja lesz.)
3. Készítsünk tetszőleges tárgyról hologramot! (Az adott elrendezésben a holográfiásan rögzítendő tárgy mérete a sugárnyaláb divergenciájából adódóan nem lehet nagyobb, mint kb.  $50 \times 50 \times 50 \text{ mm}^3$ . A készítés során vegyük figyelembe a (24) összefüggésben megadott feltételt.)

## 6. Ajánlott irodalom

### Hivatkozások

- [1] Gábor Dénes: Válogatott tanulmányok. (Gondolat, Budapest, 1976)
- [2] Collier, R.J., C.B. Burckhardt, L.H. Lin: Optical Holography. (Academie Press, 1971)
- [3] Guenther, R.: Modern Optics. (Wiley, 1990)
- [4] Yu, F.T.S.: Optical Information Processing. (Wiley, 1983)