

HOLOGRAFIKUS MEMÓRIA RENDSZER
TÁROLÓ ANYAGÁNAK KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA
PhD értekezés

KEREKES ÁRPÁD

TÉMAVEZETŐ: DR. LŐRINCZ EMŐKE DOCENS

BME, TTK, Atomfizika Tanszék
2003

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés.....	3
2. Adattárolási módszerek.....	4
2.1 Mágneses adattárolás	4
2.2 Félvezető alapú adattárolás	6
2.3 Optikai adattárolás	8
2.3.1 Holografikus optikai adattárolás	10
2.3.1.1 Multiplexelés	11
2.3.1.2 A holografikus adattárolás napjainkban.....	12
2.3.1.3 Újraírható holografikus memória kártya rendszer	14
3. Holografikus adattároló anyagok.....	17
3.1 Szervetlen fotorefraktív anyagok.....	19
3.2 Fotopolimerek.....	20
3.3 Fotoanizotróp polimerek	22
4. Polarizációs holográfia.....	26
4.1 Anizotróp rács kialakulása ortogonálisan cirkulárisan poláros beíró nyaláboknál.....	27
4.2 Felületi rács kialakulása ortogonálisan cirkulárisan poláros beíró nyaláboknál.....	31
5. Védőréteg hatása anizotróp és felületi rács kialakulására azobenzol oldalláncú polimerekben	36
5.1 Kísérleti rendszer	37
5.2 Anizotróp és felületi rácsok.....	38
5.3 Olvasás és törlés a beíró nyalábok segítségével	41
6. Fényszórási tulajdonságok	42
6.1 Összehasonlító fényszórási kísérletek.....	43
6.2 Polarizációfüggő fényszórás.....	45
6.3 Doménméret meghatározása	47
7. Tulajdonságok 407 nm hullámhosszon.....	51
7.1 Érzékenység.....	52
7.2 $M\#$	52
8. Telítődés.....	54
8.1 Kísérleti eredmények	55
8.2 A tároló anyag telítődési modellje	58
8.3 A telítődési modell alkalmazása a holografikus memória kártya rendszer szimulációjában	60
9. Összefoglalás.....	63
10.Hivatkozások.....	64

1. Bevezetés

Sok évezreddel ezelőtt az ősember kőbe vésett, ha rögzíteni akart valamit az utókor számára, az ókorban már papiruszra írtak kézzel az egyiptomiak. A középkorban a könyvnyomtatás forradalmasította az információ tárolását, a XX. századra azonban ezek a módszerek már nem elégítették ki a rohamosan növekvő adattárolási igényeket. Túlzás nélkül állítható, hogy jelenleg a világ az információözön lázában él. Egymást váltják a különböző tárolási technikák, amelyek folyamatosan fenntartják és kiszolgálják az információs forradalmat. A század közepétől a mágneses adattárolás jelentette a fejlődés lehetőségét, amely mára nélkülözhetetlen lett és virágzása azóta is tart. Az utóbbi két évtizedben kezdett elterjedni az optikai adattárolás szintén jelentős szerepet játszva a mindennapi életünkben. Bár nem futott be még olyan karriert, mint a mágneses megoldás, de még jelentős tartalékai vannak a technikának. A rég ismert Si alapú elektronikus adattárolás szintén jelentős alkalmazási területtel bír és árának csökkenésével egyre jobban terjed el napjainkban. Az egyes megvalósítási módszerek elterjedésének több feltétele volt és van, pusztán a nagyobb teljesítmény nem elegendő, ehhez szükséges a funkciójához képest ésszerű ár. Mindezekon túl nem szabad elfelejtenünk a megbízhatóságról sem, ez természetesen mindig alapvető kritérium.

Dolgozatom tárgya a holografikus adattárolás évtizedek óta a kutatások homlokterében van éppen a benne rejlő távlatok miatt. A tároló anyag 3 dimenziós tulajdonságát kiaknázó rögzítési módszer a multiplexelés, mellyel lehetőség van ugyanabba a térfogatelembe több hologramot beírni, így növelvén a kapacitást, vagy akár hardveresen titkosítani is. Am a komplex, több bonyolult eszközt igénylő technika eddig rendre a laborok teszt példányainál megrekedt. Mindenki egyetértett abban, hogy az elgondolás jó, de amíg nem csökken az igényelt optikai és optoelektronikai alkatrészek ára és nincs megfelelő tároló anyag, addig nehéz a továbblépés. A XXI. század elejére azonban az elektronika és az anyagtudomány kezd olyan eredményeket szolgáltatni, amik reménnyel kecsegtetnek a jövőt illetően. Persze nem szabad elfelejteni, a képzeletbeli lécs, amit át kell ugrani, egyre feljebb kerül, hisz a versengő adattárolási technikák teljesítménye is exponenciálisan fejlődik az idővel, ráadásul azok már bizonyították létjogosultságukat a piacon, és éppen kelendőségük szavatolja anyagi bázisukat folyamatos fejlesztésükre. A verseny óriási, kiugrási lehetőséget talán egy teljesen új alkalmazási terület jelenthet. Ilyen lehet a biztonsági adattárolás, ahol a holografikus adattárolásnak komoly előnyei vannak a többi technikával szemben.

A Budapesti Műszaki Egyetem Atomfizika Tanszékén már több éve folyik az Optilink céggel közösen egy optikai memória kártya rendszer kutatása és fejlesztése [1, 2, 3]. Az adattárolás alapja a dániai RISØ kutatóintézet által gyártott poliészter anyag [4], amelyben megfelelő hullámhosszú lineárisan poláros fény abszorpciója következtében anizotrópia jön létre (fotoanizotrópia). Ilyen tulajdonsággal rendelkező anyag alkalmas polarizációs hologram rögzítésére [5]. A polarizációs holográfia sok tekintetben különbözik a hagyományos holográfiától. A leglényegesebb eltérés, hogy a polarizációs hologram a közönséges intenzitás moduláción kívül a polarizációs irány szerinti modulációt is rögzíti, ami a fotoanizotróp tároló anyag tulajdonságaiból adódik.

Doktori értekezésem második fejezetében áttekintem az adattárolási módszereket, köztük a mágneses, a szilícium alapú és az optikai adattárolást. Utóbbi keretében kifejtem a holografikus adattárolás jellemzőit és bemutatom a különféle multiplexelési módszereket valamint a holografikus adattárolás eddig elért eredményeit. Külön alfejezetet szenteltem az Optilink és az Atomfizika Tanszék által kifejlesztett holografikus memória kártya (HMC) rendszer elemzésére. Mivel dolgozatom tárgya egy holografikus adattároló anyag vizsgálata, ezért a harmadik fejezetben bemutatom a fontosabb holografikus adattároló anyagfajtákat: a fotorefraktív kristályokat, a fotopolimereket és az általam vizsgált fotoanizotróp polimereket. A fotoanizotróp polimerekben polarizációs hologramok segítségével tároljuk az adatokat, a negyedik fejezetben ezért bemutatom a polarizációs holográfia elméleti alapjait, ennek keretében kifejtem a anizotrop és a felületi rács által létrehozott holografikus diffrakció természetét.

A dolgozat további részében az ötödik fejezettől kezdődően a kutatásaim során elért eredményeket mutatom be. Az ötödik fejezetben elemzem a védőréteg hatását a polarizációs holografikus beírás során létrejövő anizotróp és a felületi rácsokra azobenzol polimerek esetében. A mérések során a különböző eredetű rácsok eltérő kialakulási sebességére is fontos információkat nyertem, valamint a tároló anyag újraírhatóságát is vizsgáltam [6, 7]. A hatodik fejezetben az amorf illetve folyadékkristályos adattároló polimerek fényszórását vizsgálom. Az amorf polimerek több nagyságrenddel kevesebb fényt szórnak, mint folyadékkristályos társaik. Utóbbiaknál a fő szóró centrumok a folyadékkristály doménei. A domének méretét meghatároztam polarizációs mikroszkóppal, illetve a fényszórásból indirekt módon visszszámolva. Továbbá vizsgáltam a szórt fény polarizációját a kiolvasó nyaláb polarizációjához képest [8, 9]. A hetedik fejezetben bemutatom az adattároló polimeren két különböző hullámhosszon (407 és 532 nm) végzett kísérleteket, melyek célja a tároló anyag érzékenységének és multiplexelhetőségének meghatározására volt. Az alacsonyabb hullámhosszon való működés [10] azért volt érdekes számunkra, mert itt nagyobb adatsűrűség érhető el a kisebb diffrakciós folt miatt. A nyolcadik fejezetben a holografikus adattároló polimer telítődését vizsgálom, mely a Fourier holografikus beírás során jön létre. Ezen mérések arra irányultak, hogy kiderítsem, mennyire alkalmas a holografikus tároló anyag a Fourier hologramok nagy intenzitásaránybeli dinamikáját rögzíteni. [9, 10, 11, 12, 13, 14].

2. Adattárolási módszerek

2.1 Mágneses adattárolás [15]

A bevezetőben már említett mágneses adattároló lemezt 1956-ban vezették be, manapság ez a technológia lett a sarokköve minden információ feldolgozó rendszernek és még sok évig ez lesz a domináns tárolási technika. Ez a szerep folyamatosan bővül, az író-olvasó fejben, a tároló anyagban, az elektronikai és a mechanikai technológiában elért fejlődés egyre nagyobb adatsűrűséget eredményez. Az egyre nagyobb kapacitás és teljesítmény valamint az egyre

olcsóbb megabájtónkénti ár olyan jellemző, ami ellenállhatatlan népszerűséget szerzett e technikának a számítógépes felhasználók között. Ez a figyelemreméltó karrier megváltoztatta azt a jóslatot, mely szerint a jövőben a nem mágneses tárolás leválthatja a mágneses merevlemezeket. Érdekes lehet vizsgálni a merevlemezek evolúcióját, a technológiai újításokat, amik ezt a sikert okozták, és mik azok a technológiák a látóhatáron, amik tovább növelhetik a jövőbeli termékek felhasználását.

A merevlemezek alapvető szerkezete változatlan maradt 1956 óta, a közvetlen elérésű tároló eszköz koncepciója azon alapul, hogy az adatok közvetlenül írhatók vagy olvashatók, amikor az érzékelő elem letapogatja a forgó lemez felületét. Az adatok koncentrikus körök mentén helyezkednek el, ezen a barázdák sűrűsége mostanában 70000 /inch. Egy precíziós elektromos, mechanikus szervo rendszer az aktuátor motor segítségével pozicionálja a fejet a barázda mentén és fenntartja ezt mindaddig, amíg olvasás közben a barázdakövető üzemmódban van. A barázdák mentén az információ mágneses bitek formájában tárolódik, manapság a lineáris sűrűség elérheti a 900000 bit/inch értéket. A fej geometriája, az aerodinamikai térköz kialakítása a repülő fej és a forgó lemez közt, és az utóbbi mágneses tulajdonságainak precíz kombinációja határozzák meg a lineáris sűrűséget. Noha minden elem nagyfokú pontossága szükséges, az alapvető elrendezés egyszerű, nagy hatékonysággal gyártható, és könnyen alkalmazható, mint tároló eszköz.

A fő fejlődési irány a merevlemez technológiában a tárolási kapacitás növelése a hordozó felületén történő adatsűrűség növelésével, valamint ezzel párhuzamosan a belső átviteli sebesség növelése.

Az adatsűrűség, a felületegységenkénti bitek száma, a barázda sűrűség és a lineáris sűrűség szorzatából számolható ki, és jellemzi a technológiai erejét a tároló eszköznek. A fejlődési ütem felgyorsult, amikor 1991-ben bevezették a mágneses ellenállású (angolul magnetoresistive) fejet, ám 1997-ben az óriás mágneses ellenállású (angolul giant magnetoresistive) fej alkalmazásával nyert igazi lendületet. Manapság a legnagyobb adatsűrűség nagyobb, mint 60 Gbit/inch². A Maxtor által kínált a jelenlegi legnagyobb kapacitású merevlemez 320 Gbyte kapacitású, tányéronként 80 Gbyte-tal. Az adatsűrűségben tapasztalt fejlődés töretlennek tűnik és várhatóan a következő évtizedben is folytatódni fog. A merevlemez mágneses feje képes kitörölni a korábban írt adatot mialatt új információt ír, ez a képesség jelentős előny az adattárolási technológiában.

A mágneses lemez egy többrétegű struktúra, a hordozó tradicionálisan Al/Mg ötvözet vagy újabban nagy szilárdságú üveg. A növekvő adatsűrűséggel a fej egyre közelebb kell kerülni a lemezhez, ezért ultrasíma felület szükséges. Napjainkban a fej/lemez távolság 10 nm körül van. Az idők folyamán a merevlemezek mérete is folyamatosan csökkent. Míg az első példány 24 inch átmérőjű volt, addig mostanában a személyi számítógépekben 3,5 inch-es merevlemezek vannak, a hordozható számítógépek viszont ennél kisebb, 2,5 inch-es méretűt használnak. A legkisebbek azonban a digitális kamerákban találhatóak, melyek átmérője 1 inch. Ezen alkalmazási területen már a Si alapú Flash memóriákkal veszik fel a versenyt. A nagy mennyiségű eladásoknak köszönhetően a merevlemezek ára évente körülbelül 40%-kal csökken, ez természetesen a tárolt adategységre vonatkozik. A tendencia a technológia fejlődésével természetesen folytatódni fog. A merevlemezek kapacitásának

növekedésével párhuzamosan nőtt az írási-olvasási sebességük is. Míg a hagyományos cserélhető floppy lemez sebessége maximum 60 kbyte/s, addig a manapság kapható leggyorsabb merevlemez 15000-es percenkénti fordulatszámom pörögve 70 Mbyte/s, egy átlagos merevlemez sebessége pedig 5400 vagy 7200-as fordulatszámom is 30-40 Mbyte/s körül van típustól függően.

A mágneses adattárolás adatsűrűségének négy évvel ezelőtt még 40-80 Gbit/inch² elméleti határt jósoltak, időközben azonban ez a jóslat megdőlt, hisz manapság már létezik 60 Gbit/inch² adatsűrűségű merevlemez, és nem valószínű, hogy a fejlődési ütem megtörik. Az persze tény, hogy egy adott fej-lemez technológia elméletileg korlátozott adatsűrűsége képes, azonban az újabb és újabb fejlesztések a fej kialakításában, a tároló anyagban, a vezérlő elektronikában, abban nyilvánulnak meg, hogy egyre kisebb területet fog elfoglalni egy bit a lemezen. A Fujitsu szerint például a manapság használatos „current in plane” üzemmódú GMR fejek átalakításával, melyek maximum 100 Gbit/inch²-re képesek, a „current perpendicular to plane” üzemmódú fejek már akár 300 Gbit/inch²-re képesek a nagyobb érzékenységük miatt, és várhatóan 2-4 éven belül piacra kerülnek. A Seagate szerint azonban a szuperparamágnesség jelensége hamarosan már nem teszi lehetővé az egyes bitek biztonságos tárolását a mágneses adathordozókon, ugyanis az egyre nagyobb adatsűrűségű lemezekon egyre kisebb terület áll rendelkezésre az adatbitek tárolására, ami a becslések szerint öt-tíz év múlva ahhoz vezethet, hogy mágnesesen instabillá válnak az adatok. A megbízhatóbb, magasabb koercitivitással rendelkező médiumok használata megoldást jelenthet, ám a hagyományos mágneses író-olvasó fejek nem képesek írni ilyen felületre. A HAMR a hő segítségével történő mágneses adatrögzítés rövidítése (Heat Assisted Magnetic Recording). Az eljárás során a hagyományos hordozórétegnél stabilabb mágneses jellemzőkkel bíró felületet az írás előtt lézerrel felmelegítik, majd ezután kerül írásra az adott bitsorozat. A lézer minden esetben csupán az írandó bitek tárolására szolgáló területeket melegíti fel, amely az írás után lehűlve stabilizálja a rögzített mágneses jelet. A remények szerint a HAMR révén a mágneses adattárolás sűrűsége akár százszorosára is növelhető, és elérhetővé válik a ma még elképzelhetetlennek tűnő 50 terabit/inch² adatsűrűség is.

Említést kell tenni még a mágneses szalagokról, amelyeket elsősorban archiválásra használnak a lassúbb adathozzáférés miatt. A technológia úttörője az IBM 1952-ben mutatta be az első szalagot, melynek kapacitása 1,4 Mbyte volt, manapság azonban az Enterprise 3590 Tape mágnesszalagot tartalmazó kazetta akár 1 Terabyte tárolására is képes.

2.2 Félvezető alapú adattárolás [16, 17]

A Si alapú memória egységek fejlődésének a mágneses merevlemezekhez hasonlóan a számítógépek elterjedése adott nagy lendületet. Egy számítógépben többféle memória található meg. A legrégebben használatos ilyen memória a ROM (read only memory), amely a gyártás során nyeri el tartalmát, elektronikusan csak olvasható, de nem törölhető. Az EPROM már elektronikusan programozható, de csak UV fényvel törölhető. Az EEPROM elektronikusan törölhető memória, amelyben így már elektronikusan megváltoztatható a tartalom.

A fent említett memóriefajták mind stabilak, nem szükséges őket kívülről elektronikusan táplálni. Ilyeneket használnak például a számítógép BIOS-ának tárolására.

Az SRAM (Static Random Access Memory) egy nagy sebességű újraprogramozható memória, ahol a tárolást flip-flop egységek végzik, azonban ez a memóriefajta folyamatos tápfeszültséget igényel a tároláshoz. Mivel sok tranzisztort tartalmaz, ezért viszonylag drága az előállítása, azonban gyors működése miatt gyakran használják átmeneti „cache” memória gyanánt a központi processzor mellett. Ebben az esetben a processzor órajelen működnek, ami akár 3 GHz is lehet (pl. Intel Pentium P4), ezért a sávszélességük 64 bites memóriabusz esetén a 24 Gbyte/s-ot is elérheti.

A legolcsóbb, legjobban elterjedt memóriefajta a DRAM (Dynamic Random Access Memory), mivel viszonylag kevés tranzisztort tartalmaz. A biteket kondenzátorok tárolják, a bennük tárolt töltések segítségével. Az SRAM-mal ellentétben a kiolvasás után a DRAM törlődik, ezért az újra kell írni, ami időigényes, ezért lassabb működésű, mint az SRAM. Természetesen ez is folyamatos tápfeszültséget igényel, ám az SRAM-mal ellentétben ezt ráadásul folyamatosan frissíteni kell, különben a tárolt információk elvesznek. Olcsó ára miatt használják a DRAM-ot számítógépekben ideiglenes memóriatárolóként. A központi processzorral szinkronban működő típusát hívják SDRAM-nak. Manapság terjedt el a DDR SDRAM, amely egy órajel ciklus alatt kétszer hozzáférhető, így az elméleti sebessége kétszerese a hagyományosnak SDRAM-nak. Sebessége manapság 325 MHz lehet (effektív 650) ami 256 bites memória buszt alkalmazva 20,8 Gbyte/s, bár az igaz, ilyet csak professzionális monitorcsatlakozókhoz használnak. Ma egy átlagos, cserélhető DDR SDRAM effektív sebessége 333 MHz, sávszélessége 2,7 Gbyte/s, a ritkábban használt 400 MHz-es RamBus DRAM sebessége 3,2 Gbyte/s, de létezik már belőle 533 MHz-es is, melynek figyelemre méltó 4,2 Gbyte/s a sebessége. Ezek a memóriák egyelőre 64 bites buszt használnak és általában 128 vagy 256 Mbit-es egységekből épülnek fel ezek. Léteznek már azonban 1 Gbit-es chip-ek is. Hozzáférhető a 128, 256 vagy akár 2 Gbyte-os memóriamodul. Szabványosítás alatt áll már a DDRII SDRAM, amely kétcsatornás DDR RAM, így kétszer nagyobb a sebessége. A Samsung már le is gyártotta a próbapéldányát, mely 533 MHz órajelen működik, és tervei szerint még 2002-ben eléri az 1 GHz gyorsaságot.

A hordozható félvezető alapú memória az utóbbi években kezdte el hódítani a karrierjét. Elsősorban hordozható eszközök (digitális kamerák, MP3 lejátszók, mobiltelefonok) háttértárolójaként játszik fontos szerepet a „flash” memória. Elsősorban írási sebessége marad el jelentősen az SDRAM memória sebességétől (4 Mbyte/s), azonban ezt a fogyatékoságát ellensúlyozza hosszú távú stabilitása. A technológia fejlődésének köszönhetően már létezik 1 Gbit-es flash memória chip, ugyanakkor hozzáférhető a 64, 128, vagy 256 Mbyte-os hordozható memória modul. A tokozás fajtája alapján megkülönböztetünk Smartmedia vagy Compactflash kártyákat, illetve újabban USB csatlakozójú flash memóriát. Szakértők szerint a flash memóriák piacának dinamikus fejlődése a jövőben is folytatódni fog, ezt elsősorban a gyártási technológiák fejlesztésével elért árcsökkenés és kapacitásnövekedés fogja elősegíteni.

2.3 Optikai adattárolás [18, 19]

Az optikai lemez technológia az egyetlen figyelemre méltó piaccal rendelkező optikai adattárolási technológia. A több mint egy évtizede tartó folyamatos harc eredményeként az optikai lemezes adattárolás jelentős, de nem domináns hányadot hasított ki magának a számítógépes adattárolás terén. Az optikai adattárolás sikere az utóbbi években annak köszönhető, hogy a zenei albumok és a számítógépes szoftverterjesztés hordozójaként gyakorlatilag egyeduralkodó pozíciót vívott ki magának. A CD-ROM (Read Only Memory Compact Disc) cserélhető adattároló lemez, mely olcsó, nagy kapacitású (650MB), és könnyen gyártható tömegesen, így ideális platform a szoftverek terjesztéseként, átmérője 120 mm. A CD-ROM-on az információt a lemezbe préselt apró mélyedések, pitek hordozzák, amelyek a kiolvasó nyalábbal detektálhatók. Kiolvasáskor a bejövő és a reflektált nyaláb interferenciájaként csak a mélyedésen tükrözött nyaláb eredményez hasznos jelet. Az információ kódolását a lyukak hosszúságával oldják meg. 3 T-től 11 T-ig terjed a lyukak kiolvasáskori időbeli hossza, így tehát 8-féle hosszúságú mélyedés áll rendelkezésre. T egy adott időegység. Ahhoz, hogy a piteket egymástól meg lehessen különböztetni, szükséges, hogy a szórásuk (a jitter) ne legyen nagyobb T/2-nél. A lyukak a merevlemezhez hasonlóan barázdák mentén helyezkednek el. Külön szervo mechanizmus segíti a lemez fókuszsíkbán tartását, illetve a kiolvasó folt barázdán tartását. Mivel az információ lineárisan tárolódik a lemezen, ezért elsősorban a lemez fordulatszáma határozza meg az olvasási sebességet. A zenei CD lejátszási sebességét 1* sebességnek tekintjük, az adat CD-eket azonban lehet ennél gyorsabban is olvasni. Manapság elterjedt a 48* olvasási sebesség, ami 7,2 Mbyte/s olvasási sebességnek felel meg. Létezik 72*-es olvasási sebességre képes számítógépes CD meghajtó is, azonban a nagy fordulatszám során bekövetkező vibráció szétrobbanthatja a lemezeket, ezért ezek nem terjedtek el. Az utóbbi években terjedtek el az írható lemezek. Itt az információt nem mélyedések, hanem lokális törésmutató változások hordozzák, amelyek hasonlóan viselkednek a kiolvasó nyalábok szempontjából, mint a mélyedések. Léteznek egyszer írható lemezek CD-R vagy CD-WORM (Write Once Read Many times), amelyek speciális festékanyagot tartalmaznak, amelyek a nagy intenzitású író nyalábtól átalakulnak. A CD-RW (Rewritable) lemez olyan fázisváltó vegyületet tartalmaz, amely írás során amorf halmazállapotúvá válik a kristályos állapotból. Újraíráskor az amorf állapotú részeket a nagy intenzitású író nyaláb felhevíti, így újra kristályos halmazállapot jön létre. Az írható CD-k maximum 48* sebességgel írhatók, azonban az újraírás ennél lassúbb, jelenleg maximum 24*. A kompatibilitás miatt napjaink CD olvasói is el tudják olvasni az írható és az újraírható lemezeket is.

Az optikai adattárolók kapacitásának határát a kiolvasó nyaláb fókuszfoltjának mérete határozza meg, amelyet a diffrakció korlátoz [20]. A fókuszfoltot kétféleképpen lehet csökkenteni: csökkentjük a kiolvasó nyaláb hullámhosszát, vagy növeljük a fókuszáló objektív numerikus apertúráját. Mind a két módszer alkalmazható és élnek is velük. Ennek a legjobb példája az optikai lemezek CD utáni generációja a DVD (Digital Versatile Disk). Míg a CD-nél a kiolvasó hullámhossz 780 nm volt, a DVD-nél 635 nm. A numerikus apertúra is megnőtt, korábban 0,45 volt, most 0,6. Ezeknek és a javított kódolásnak köszönhetően a DVD egy oldala, egy rétege 4,7 Gbyte információ tárolására alkalmas. A kiolvasó

hullámhossz csökkentése nem okozott különösebb problémát, hisz a piacon akkor már létezett elegendő hosszú élettartamú félvezető lézer. A megnövelt numerikus apertúra azonban fejlettebb szervo rendszert igényelt. Kezdetben a DVD-k esetében is csak a préselt ROM változat állt rendelkezésre, amelyekre digitálisan rögzített filmeket másoltak, de csakhamar megjelent a DVD-RAM is, ami már újraírható volt, és elsősorban a professzionális felhasználók alkalmazták archiválásra, kapacitása maximum 9,4 Gbyte. Mivel azonban kompatibilitási problémák adódtak a formátumok közt, ezért a technológia kifejlesztőiből álló DVD konzorcium felállított egy szabványt, ami tartalmazott egyszer írható (DVD-R) és többször írható formátumot is (DVD-RW). Ezeket már az újabb DVD olvasók is támogatták. Csakhogy az iparági óriások még evvel sem elégedtek meg, és létrehoztak egy újabb, fejlettebb szabványt (DVD+R, DVD+RW). Jelenleg ezen szabványok harca folyik a piacon, ami csökkenti az emberek bizalmát, és így a piaci elterjedést. A DVD+R maximálisan 4*, a DVD+RW 2,4* írást biztosít, ezek a formátumok például már támogatják az automatikus pufferkürrülés elleni védelmet, ami a félbeszakadt írást küszöböli ki. A számítógépes DVD olvasók manapság 16* olvasási sebességre képesek (21,6 Mbyte/s). Nem lehet pontosan megjósolni, hogy melyik szabvány fog győzni, egyelőre az utóbbi formátum esélyesebb erre, várhatóan azonban ezt is az árverseny fogja eldönteni. Természetesen a kapacitás növelésére tett kutatások tovább folynak.

A hullámhossz csökkentésére a legújabb eredmények adnak alapot, amelyek a félvezető kutatásban születtek [21]. Létezik már kék fényű lézerdíoda, és várhatóan az élettartama megfelelő lesz. A numerikus apertúrát 0,8-ra szándékoznak növelni, azonban ez már olyan kis lemez-olvasófej távolságot eredményez, ami extrém pontos pozicionáló szervo mechanikát tesz szükségessé. Egy ilyen lemez előreláthatólag 23GB adat tárolást fogja lehetővé tenni egy oldalon, egy rétegben. Többen demonstrálták már a módszer sikerét, úgyhogy várhatóan a következő évtizedig biztosított a fejlődési pálya.

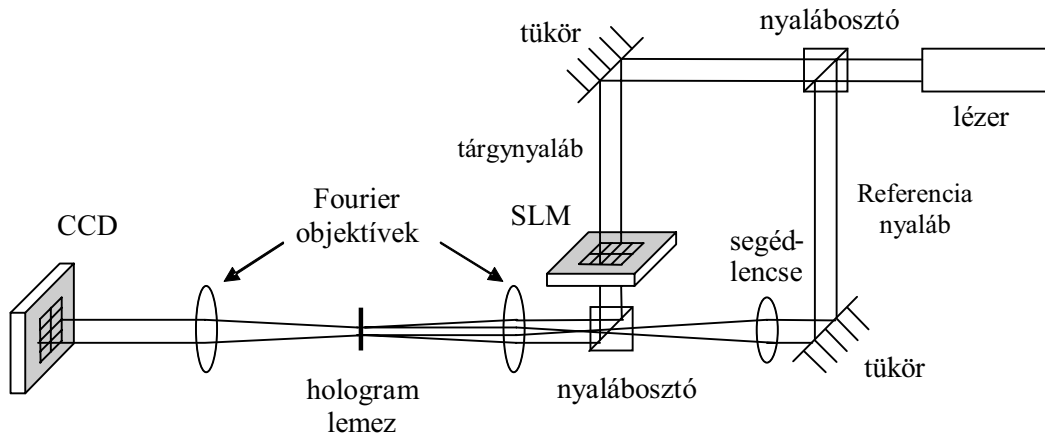
Az előbb említettnél nagyobb kapacitást biztosító megoldási lehetőségek iránt is folynak azonban kutatások. Az úgynevezett near-field (közeltéri) módszerben [22] az objektív olyan közel van a tároló anyaghoz (<100 nm), ami már kisebb, mint a fény hullámhossza. Ilyen távolságoknál nem jelentkezik a diffrakció korlátozó hatása, így a diffrakciós foltnál kisebb méretű egységekben lehetne tárolni az adatokat. Kétséges azonban, hogy a közeltéri optikai adattárolás szigorú feltételeinek képes-e megfelelni egy hordozható, cserélhető lemez.

Egy másik, a piacon megtalálható, ám kisebb jelentőségű optikai adattárolási módszer a magneto-optikai adattárolás. Működési elve azon alapul, hogy léteznek olyan anyagok, amelyek felmelegítve erős mágneses tér hatására kettőtörővé válnak. Ezt az anizotrópiát polarizált fényvel lehet detektálni. A tároló anyag lokális fűtése szintén optikailag oldható meg, ugyanilyen módon a törlés is megoldható. A magneto-optikai eszközök tehát már kezdetben is újraírhatók voltak. Legelterjedtebb megnyilvánulási formája Minidisc, amit Sony fejlesztett ki kifejezetten digitális zene archiválására. Létezik belőle 74 és 80 perces verzió a CD-R-hez hasonlóan. Mivel azonban a Minidisc kisebb, mint a CD (3,5 inch átmérőjű, míg a CD 5,25 inch), ezért kevesebb adat fér el rajta, azonban egy veszteséges tömörítési eljárás, mely a nem hallható hangokat kiszórja, mégis ugyanolyan lejátszási időt biztosít, mint a CD-é. A Minidisc-en kívül létezik olyan

magneto-optikai adattároló eszköz is, mely tetszőleges digitális adat rögzítésére alkalmas, azonban magas ára miatt egyelőre nem terjedt el. Többféle méretű média létezik, a 3,5 illetve 5,25 inch átmérőjű. A kisebb méretű maximális kapacitása 1,3 Gbyte lehet, míg a nagyobb átmérőjű akár 9,1 Gbyte, ami meghaladja az írható DVD+/-RW kapacitását, azonban a DVD-RAM kapacitásához hasonló. További fejlesztésekkel várhatóan néhány éven belül elérik a 20 Gbyte-os kapacitást is. Az ezen is túlmutató magneto-optikai adattárolási technika a MAMMOS (magnetically amplified magneto-optical system) [23], mely egy mágneses erősítő réteget tartalmaz a tároló réteg fölött. A kiolvasó nyalábbal felmelegített erősítő réteg lemásolja és megnöveli a tároló rétegben levő adat jelet olyan méretűre, ami már összemérhető a kiolvasó nyaláb méretével, és kiolvasható.

2.3.1 Holografikus optikai adattárolás

A kutatók többsége egyetért abban, hogy a jelenlegi adattároló eszközök tárolási kapacitását csak a 3 dimenziós adattárolás tudná felülmúlni. A legnagyobb előnye ennek az adattárolási módszernek az, hogy ugyanabba a térfogatelembe optikai úton több információ vihető az anyag mélységeit is kihasználva. A legígéretesebb 3 dimenziós optikai adattárolási módszer a holografikus adattárolás.



1. ábra

A holografikus adattároló rendszer sematikus képe

A holografikus adattároló rendszerben (lásd 1. ábra) a tárgnyaláb előbb egy térbeli fénymodulátorra (Spatial Light Modulator - SLM) esik, itt látjuk el információval, majd erről a holografikus anyagra jut, ahol interferál a referencia nyalábbal. Az anyag az interferencia csíkrendszert rögzíti a hologram teljes mélységében. Rekonstrukció esetén a referencia nyalábbal megvilágítva visszakapjuk a tárgnyalábot, amit detektor mátrixszal (Charged C coupled Device - CCD) rögzítünk. A holografikus adattároló eszközökben az adattárolási sűrűség növelése érdekében általában vastaghologramokat hoznak létre, amelyek diffrakciós szögszelektivitása nagy, így a referencianyaláb szög szerinti változtatásával sokszoros multiplexelés végezhető ugyanabba a térfogatelembe.

További jó tulajdonságuk, hogy az adatátviteli sebesség a párhuzamos adathozzáférési módszer miatt nagy (akár 1 GBit/s), hiszen egyszerre nem egy bitet hanem egy egész hologramnyi információt kezelnek. Előnyös tulajdonsága még a holografikus adattárolásnak, hogy Fourier hologramok rögzítése esetén nem olyan érzékeny a tároló anyag lokális hibáira.

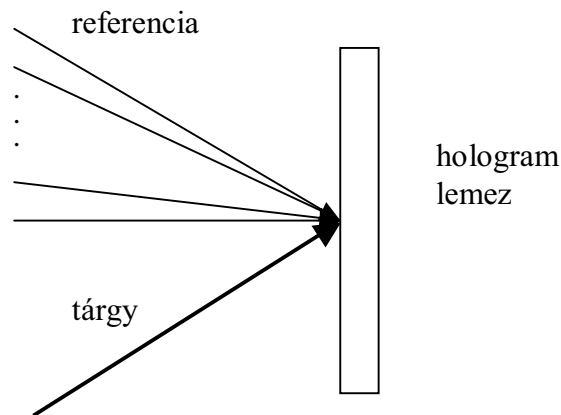
2.3.1.1 Multiplexelés [24]

A holografikus adattárolás egyik legnagyobb előnye a hagyományos direkt beírású optikai adattároláshoz képest, hogy multiplexeléssel, azaz adathologramok egy térfogatelembe történő többszörös expozíciójával, lehetőség van a tároló anyag 3 dimenziós jellegét kihasználni. Ez nagyon fontos tényezője a holografikus adattárolásnak, mert e nélkül az elérhető adatsűrűség kisebb, mint a direkt módon konfokális optikai rendszerrel beírva. Ennek oka az, hogy a több adatot tartalmazó hologram hiba- és torzításmentes átvitele az optikai rendszeren csökkenti az multiplexelés nélkül elérhető adatsűrűséget. Többféle holografikus multiplexelési eljárás létezik.

A leggyakrabban a szög szerinti multiplexelést alkalmazzák [25] (lásd 2. ábra), ahol a tárgynyaláb különböző szögű referencia nyalábokkal interferál, így hozva létre a különálló hologramokat. Multiplexelésnél szükséges, hogy minden referencia nyaláb a saját tárgy nyaláb rekonstrukciójában vegyen részt, a többi hologramból ne állítson vissza tárgynyalábot, vagy csak elhanyagolható mértékben. Ehhez megfelelő szögszelektivitás szükséges, melyet a Bragg szelektivitás határoz meg:

$$\Delta\theta_{\text{Bragg}} = \frac{\lambda}{2L \sin(\theta)} \quad (1)$$

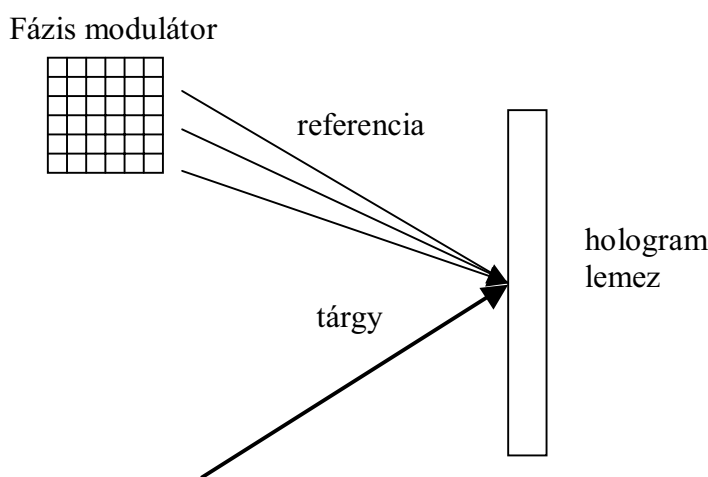
Ahol $\Delta\theta$ a szögszelektivitás, L a tároló anyag vastagsága, λ a hullámhossz, θ pedig a tárgy és a referencia nyaláb szöge. Az (1) kifejezés szerint minél vastagabb a tároló anyag, annál kisebb $\Delta\theta$ értéke, így adott referencia szögtartomány esetén több hologram rögzíthető egy helyre. Az ((1) kifejezésből az is látható, hogy $\theta = 90^\circ$ -nál maximális a szögszelektivitás.



2. ábra
Szög szerinti multiplexelés

Lehetőség van forgatásos multiplexelésre is, melynek során a tárgy és referencia nyaláb szöge állandó, azonban a tároló anyagot forgatják a felületi normális körül. Forgatásos multiplexelés [26] alkalmazható vékony tároló anyagnál abban az esetben, ha nincs átfedés a rekonstruált hologramok képei között.

Nagyon perspektivikus multiplexelési módszer a fázis kódolt multiplexelés [27, 28] (lásd 3. ábra), ahol a referencia nyaláb fázisát térben modulálják. Ortogonális kódok alkalmazásával mindegyik referencia nyaláb csak a saját tárgy nyalábját rekonstruálja. Leggyakrabban bináris (π , $-\pi$) fázisú (Walsh-Hadamard) kódokat alkalmaznak. Fáziskódolt referencia nyaláb segítségével lehetőség van az adatok biztonsági kódolására is [29], ily módon hardveres módszerrel titkosítható az adattárolás.



3. ábra
Fázis kódolt multiplexelés

Alkalmaznak hullámhossz multiplexelést is [30], ahol a különböző tárgynyalábok és referencia nyalábok más-más hullámhosszon hoznak létre hologramot. Ahhoz, hogy kiolvasáskor, a más hullámhosszon beírt hologramok ne okozzanak zajt, szintén szelektivitás szükséges.

2.3.1.2 A holografikus adattárolás napjainkban

Nehéz helyzetben van az, aki a különböző kutatási és megvalósítási fázisban levő holografikus adattárolási rendszerek jelenlegi színvonalát szeretné felmérni. Ennek oka leginkább az, hogy a fejlesztésükre létrehozott cégek gyakran titkolóznak. Ez egyrészt érthető, hiszen védik a találmányukat sokszor még a szabadalmaztatás után is, ezek ugyanis gyakran csak általánosságban írják le a rendszerek működését. A részletek általában rejtve maradnak, pedig éppen azok tükrözik leginkább egy rendszer valódi képességeit. A cambridge-i Polightⁱ nevű fejlesztő cég internetes honlapja szerint két év múlva piacra dobnak egy olyan

ⁱ www.polight.com

120 mm-es CD nagyságú holografikus adattárolót, mely képes lesz 500 Gigabyte tárolására, de később akár a 10 terabyte-ot is képesek lesznek ilyen formában rögzíteni. Ezeket a számokat a technológiában járatos szakemberek azonban kétkedéssel fogadják. Elméletben persze nem elképzelhetetlenek ezek az értékek, de kétséges, van-e jelenleg olyan tároló anyag, amely megfelel erre a célra, a műszaki megvalósítás egyéb nehézségeiről nem is beszélve. Jelenleg a Polighton kívül néhány másik cég is próbálkozik a technológia fejlesztésével, például az amerikai InPhase ⁱⁱ, és a japán Optware ⁱⁱⁱ. A holografikus adattárolásban óriási üzleti siker rejlik, ez elkápráztatja a kis fejlesztő cégeket, melyek nagyrészt kockázati tőkebevonással fejlesztik a technológiát. A befektetések elnyeréséhez pedig mindig kecsegtető mutatókat kell felállítani. Ezek a források azonban korlátozott ideig tartanak, és könnyen kiapadhatnak, mielőtt elérnék a szükségszerűen túlzó célokat.

Ennyi bevezető után érdemes bemutatni a holografikus adattárolásban talán legtöbbet elért IBM eredményeit. A kutatások során három külön demonstrátor készült el (PRISM, DEMON I, DEMON II). A PRISM (PhotoRefractive Information Storage Materials) rendszert [31, 32] azért hozták létre, hogy segítségével különböző holografikus adattároló anyagokat lehessen tesztelni. Az anyagok széles skáláját vizsgálták ennek segítségével, szerves kristályoktól egészen a vékony szerves polimerekig. Beíráshoz kétféle lézert lehetett alkalmazni, 514 nm hullámhosszú Argon ion lézert vagy 676 nm hullámhosszú Kripton lézert. A fényüket egymódusú optikai szálakkal vezették az optikai rendszerhez, ennek segítségével az optikai elrendezés átalakítása nélkül lehetett változtatni a hullámhosszt. A különböző anyagokra való tekintettel a tárgy és referencia nyalábok szögét 15° -tól 165° -ig lehetett beállítani. A tárgy pixeleit pontosan illesztették a CCD detektor pixeleihez. A pixelillesztés érdekében precíz Fourier optikát alkalmaztak. A 4f rendszerű afokális, telecentrikus Fourier optika nagyítása 1,0000 volt, $f = 88$ mm fókusztávolsággal. A tapasztalatok szerint már 0,01%-os változás a nagyításban súlyos pixelillesztési hibát okozott. Akkortájt még nem volt megfelelő térbeli fény modulátor, ezért a CCD kamera pixelméretével egyező króm maszkot alkalmaztak tárgyként. A maximálisan 1 millió pixeles maszk pixelmérete $9 \mu\text{m}$ volt. A rendszert számítógép segítségével vezérelték, mellyel precíz mintamozgatást, $1 \mu\text{rad}$ pontos referencia szög változtatást, és sok egyéb pontos beállítást lehetett eszközölni.

A PRISM után evolúciós előrelépés a DEMON I (DEMONstration) volt. Míg a PRISM-et elsősorban különböző anyagminták vizsgálatára tervezték, addig a DEMON I-be a holografikus adattárolás összes funkcionális eredményét beépítették. A tárgy-referencia szög a 90° -os elrendezésre korlátozódott, valamint a referencia szöget $\pm 10^{\circ}$ -os szögek közt változtatták. Transzmissziós térbeli fénymodulátort és kicsi, de gyors CCD kamerát alkalmaztak, valamint az egész rendszer méretét csökkentették a korábbiakhoz képest. Ugyanolyan Fourier objektíveket használtak, mint az előző rendszerben és változtatható nagyítású zoom lencsét, hogy a tárgy képét a kamerához illesszék. Az optikai rendszer korlátjai miatt csak a tárgy középső 320×240 pixelét használták. A DEMON I-ben vassal szennyezett lítium niobátot alkalmaztak tároló anyagként, és beíráshoz az

ⁱⁱ www.inphase.com

ⁱⁱⁱ www.optware.com

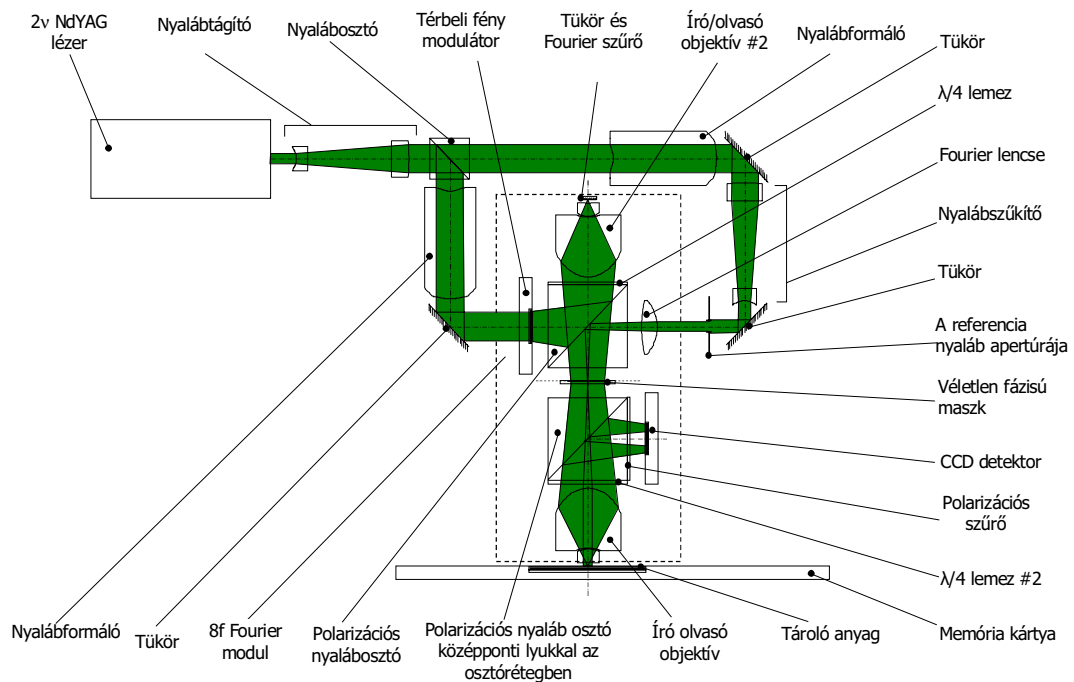
Argon ion lézer 514 nm-es hullámhosszát. A bemenő fénytéljesítmény 400 mW volt. A referencia nyaláb szögét elektromágneses mozgató tükörrel (galvo-scanner) változtatták. A DEMON legfontosabb jellemzője egy szoftver volt, melynek segítségével az ténylegesen úgy működött mint egy adattároló eszköz. Ehhez kifinomult adatfeldolgozási módszereket alkalmaztak [54], hasonlókat, mint a merevlemezek esetében.

A DEMON II egy olyan holografikus adattároló eszköz, melyet $100 \text{ bit}/\mu\text{m}^2$ -nél nagyobb adatsűrűség demonstrálására tervezték. Konceptcionálisan hasonlít a DEMON I-hez, de kifinomult optikai rendszert és lézerciódát tartalmaz. A tároló anyag a DEMON I-hez hasonlóan lítium niobát. A rendszer 1 megapixeles reflexiós térbeli fénymodulátort alkalmaz tárgy gyanánt, melyet 30 mm fókusztávolságú Fourier objektívvel képez le. A DEMON I-hez képest háromszor kisebb fókusztávolság kilencszer nagyobb adatsűrűséget tesz lehetővé. A CCD kamera szintén 1 megapixeles, mely 40 kép/s sebességgel képes az adatokat beolvasni. A fontos beállításokat itt is számítógép segítségével végzik el. A tárgy homogén intenzitású megvilágításához speciális nyalábtágítót használnak, mely a Gauss nyalábprofilból homogén intenzitás profilt alakít ki. A referencia nyalábot is úgy alakították ki, hogy a hologram Bragg szelektivitását optimalizálják. A referencia nyaláb multiplexelését szintén galvo-szkennerral végzik $\pm 15^\circ$ -os tartományban. A DEMON I-gyel ellentétben a minta mozgására is lehetőség van. A Fourier térben létrejövő nagy intenzitású csúcs csökkentésére konvex axikont alkalmaznak, ami egy kúpszerű optikai elem [33]. 2000-ben a DEMON II segítségével $250 \text{ Gigabit}/\text{inch}^2$ adattárolási sűrűséget sikerült demonstrálni 10^{-12} felhasználói bit hiba arány mellett.

2.3.1.3 Újraírható holografikus memória kártya rendszer [1, 2]

1997 óta nemzetközi együttműködés keretében folyik az Optilink számára az újraírható optikai kártya rendszer fejlesztése, mely azobenzol oldalláncú fotoanizotróp poliésztert használ. A kutatások első szakaszában direkt beírási módszert alkalmaztak a $2.3 * 2.3 \mu\text{m}$ bitméretű adatok rögzítéséhez. Az akkor elkészült demonstrátor [34] felülmúlta a piacon található hasonló eszközök teljesítményét [35]. A további fejlesztés érdekében a direkt beírás helyett holografikus adatrögzítést alkalmaznak annak olyan előnyei miatt, mint az anyag lokális hibáira való érzéketlenség, kisebb mértékű kártya beállítási és gyártási túrések. Nincs szükség ezért fókusztávolság szervo rendszerre sem. A holografikus beírás még azzal az előnnyel is rendelkezik, hogy az adatokat párhuzamosan lehet beírni és kiolvasni, így növeli adatátviteli sebességet. A holografikus memória kártyát (Holographic Memory Card, HMC) elsősorban személyes adatok tárolására tervezték, mint például egészségügyi adatok. Ennek megfelelően az adattároló bankkártya méretű és csak egy oldalról hozzáférhető [36]. Mivel a tároló anyag vékony fotoanizotróp polimer, ezért nem alkalmaznak multiplexelést beíráskor. Ezt azonban ellensúlyozta a beíró optikai rendszer kis mérete, mely lehetővé teszi a hagyományos PC perifériákhoz hasonló nagyságú rendszer elkészítését.

A 4. ábra mutatja a holografikus memória kártya rendszer optikai elrendezését. A párhuzamosan haladó, de ortogonálisan cirkulárisan poláros tárgy és referencia nyalábok segítségével hozzák létre a polarizációs hologramot. Az adatokat hordozó tárgy Fourier transzformáltját 8f rendszerű optikai elrendezéssel állítják elő, mely többek között két egyforma Fourier objektívet és két, polarizációs nyalábosztó kockát tartalmaz. Az egyik objektív és a hozzá kapcsolódó térszűrő segítségével lehet a hologram méretét beállítani, míg a másik objektív létrehozza a Fourier síkban a hologramot. A Fourier síkban létrejövő nagy intenzitású csúcsokat egy véletlen fázisú maszk segítségével tompítják. A referencia síkhullám merőlegesen érkezik a tároló rétegre a második prizma középső lyukán keresztül. Mivel a tárgy és a referencia nyaláb is merőleges a tároló rétegre, ezért nagy numerikus apertúra (0,73) alkalmazható a Fourier térben [37]. A fényforrás egy 532 nm hullámhosszú frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer. A tároló anyag rögzíti a tárgy és a referencia nyaláb eredő állapotát. A fotoanizotróp polimerben tárolt hologram törölhető a referencia nyalábbal történő hosszú idejű megvilágítással. Rövid idejű kiolvasással sokszoros kiolvasás lehetséges a referencia nyaláb segítségével. Az olvasás közben történő törlődés megakadályozható különálló piros hullámhosszú kiolvasó rendszer segítségével.



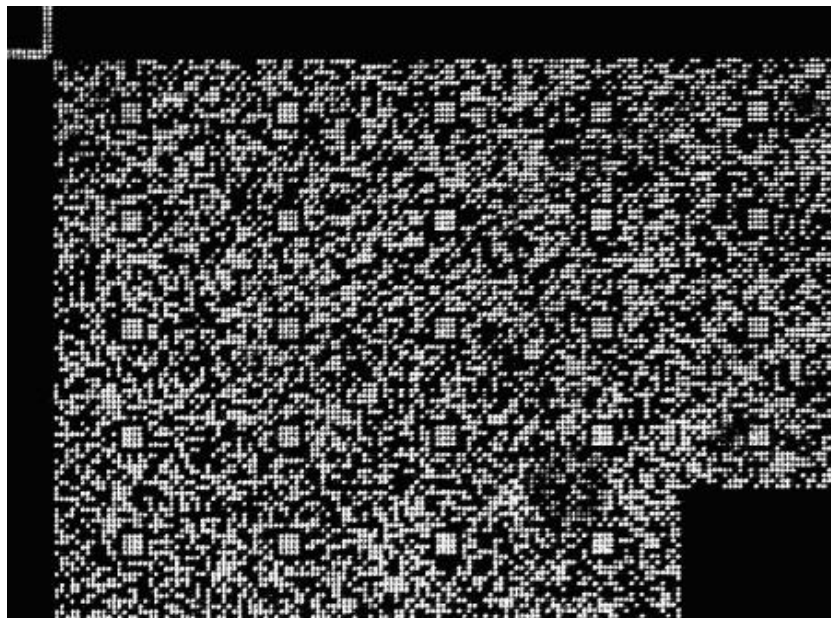
4. ábra

A holografikus memória kártya rendszer optikai elrendezése

A HMC rendszer elsődleges adattárolási sűrűségét a tárgnyyalábok által meghatározott szögtartomány és a hologram mérete határozza meg. Előbbi a Fourier objektív numerikus apertúrájától függ, míg utóbbi nagysága a Fourier szűrővel csökkenthető a diffrakció által meghatározott határig. 0,73 numerikus apertúra esetén a szögtartomány $\pm 50^\circ$. Ilyen szögtartományú hologramokat lehetséges vékony rétegben tárolni anélkül, hogy lecsökkenne a diffrakciós

hatásfok nagy szögek esetén. A holografikus memória kártya rendszerben optimális esetben $1 \text{ bit}/\mu\text{m}^2$ adatsűrűség érhető el.

Az adatokat a rendszerbe 320×240 pixelszámú folyadékkristályos transzmissziós térbeli fénymodulátor segítségével visszük be (CyberDisplay 320 Kopin), melynek pixelmérete $15 \mu\text{m}$. A középső 60×60 pixel a referencia nyaláb részére van fenntartva. A fénymodulátor transzmissziója és a rajta maximálisan átengedhető intenzitás korlátozta az elérhető írási sebességet a rendszerben. A kiolvasást CCD mátrix (charge coupled device - töltéscsatolt eszköz) végezte, melynek felbontása 1024×768 , pixelmérete $4,65 \mu\text{m}$ volt. A rendszerben keletkezett zajok, mint például megvilágítási és polarizációs inhomogenitás, nem kívánt interferencia és fényszórás, az optikai rendszer torzítása, a kártya rossz helyezése, a pixelek közti áthallás, és a pixel illesztlenség befolyásolta a sikeres adatkiolvasást. Ezért különböző kódolási és képfeldolgozási eljárásokra volt szükség [38]. Az adatok elsődleges blokk szervezése előnyösen orvosolta a legtöbb fent említett problémát. Az optimális blokkméret a torzítás és kártya rossz helyezésének várható nagyságától függ. A jelenlegi rendszerben 30×20 pixelméretű blokkokat használtak. Minden egyes blokkban egy szinkronizációs kód foglal helyet, ami pixelek meghatározott kombinációja, mely segíti a blokk helyének azonosítását, és lehetővé teszi a szükséges koordináta transzformáció kiszámítását. A 5. ábra a térbeli fénymodulátor képének egy töredéke. Ezt közvetlenül olvasta ki a CCD, a jobb alsó sarkában látható a középponti rész, mely a referencia nyalábnak van fenntartva, valamint láthatók rajta a 4×4 -es fehér pixelű szinkronizációs kódok.



5. ábra

Az SLM közvetlenül kiolvasott képének negyede

Az 6. és 7. ábra. mutatja a különböző kódolással beírt és kiolvasott hologramok képének töredékét



6. ábra
Bináris kódolású hologram képének
töredéke



7. ábra
Konstans súlyú véges állapotú
kódolással készült hologram képe

Az 6. ábra esetén az adatok Reed-Solomon (RS) kódolását 8:12-es bináris (Hamming) kódolása követte. Kiolvasáskor blokkonkénti lokális küszöbértéket alkalmaztak a döntési eljáráshoz. A nyers hiba arány (bit error rate – BER) 10^{-3} alatt volt. A 7. ábra esetében konstans súlyú modulációs kódot alkalmaztak és RS kódolást, mely eredményesebb adat visszanyerést hozott, a BER 10^{-4} alatt volt.

3. Holografikus adattároló anyagok [39]

Egy lehetséges felhasználó több tényezőt tartana szem előtt holografikus memória rendszer választása esetén: tárolási kapacitás, írási és olvasási sebesség, a tárolt adatok stabilitása, mindezt természetesen alacsony hiba arány mellett (bit error rate, BER) és elfogadható áron. Egy ilyen rendszer teljesítménye nagyban függ a tároló anyag tulajdonságaitól [40]. A köztük lévő összefüggés bonyolult, és többféle kompromisszum lehetséges a tároló anyag alkalmazására a legjobb teljesítmény érdekében. A továbbiakban a tároló anyag néhány tulajdonságát vesszük sorra, melyek meghatározóak.

Optikai minőség: A nagy átviteli sebesség érdekében nagy pixelszámú térbeli fénymodulátort kell alkalmazni, ami akár 1000×1000 is lehet. Ilyen mennyiségű információ egyidejű átvitele megköveteli a torzításmentes optikai elemeket, melyek közül az egyik a tároló anyag. Szigorú párhuzamossági követelményeknek kell eleget tenni, mely akár $0,1$ szög másodperc is lehet. Optikailag homogén kell legyen, valamint csak korlátozottan szórhatja a fényt. Fényszóró tulajdonsága befolyásolja ugyanis a legkisebb diffrakciós hatásfokot, amely mellett a hologram még kiolvasható.

Érzékenység: Többféle definíció létezik a tároló anyag érzékenységének meghatározására.[41] Noha fizikailag a törésmutató változáson alapuló definíció jelent többet, adattárolási szempontból azonban inkább a hatásfokra épülő

meghatározás a kézenfekvő. Az érzékenység tehát a következőképpen definiálható:

$$S = \frac{\sqrt{\eta}}{I \cdot t \cdot l} \text{ (cm/J)} \quad (2)$$

ahol „ η ” a hologram hatásfok, „ I ” a beíró intenzitás, „ t ” az expozíciós idő, „ l ” a hologram effektív vastagsága. Mivel azonban a holografikus adattároló anyagok nem egyforma vastagságúak, hiszen más lehet például az abszorpciójuk, ezért kézenfekvő egy olyan érzékenységi faktor definiálása mely a vastagságtól független, így tehát:

$$S' = \frac{\sqrt{\eta}}{I \cdot t} \text{ (cm}^2\text{/J)} \quad (3)$$

A tároló anyag érzékenységének fontos szerepe van az adatbevitel sebességének növelésében. Adott intenzitás és hologram hatásfok esetén ez határozza meg a beírási időt.

Dinamikai tartomány: Azt fejezi ki, hogy mekkora hatás hozható létre a tároló anyagban több hologram azonos térfogatelemben történő rögzítése, tehát a multiplexelés során. M számú hologram multiplexelése esetén a dinamikai tartományt leíró faktor az $M\#$, a tudományos szaknyelv szerint az „ M szám” tehát [42]:

$$M\# = \sum_{i=1}^M \sqrt{\eta} \quad (4)$$

Másképpen kifejezve az $M\#$ megadja, hogy mi az arányossági tényező $\sqrt{\eta}$ és a multiplexelés számának (M) reciproka között:

$$\eta = \left(\frac{M\#}{M} \right)^2 \quad (5)$$

A dinamikai tartománynak nyilvánvalóan nagy szerepe van az adatsűrűségben, hisz egy adott minimális hatásfokot megengedő rendszer esetén az $M\#$ adja meg, hogy hányszor lehet multiplexelni.

Abszorpció: A tároló anyag érzékenysége csatolva van az abszorpciós együtthatóhoz. Akkor ideális az érzékenység, ha az abszorpciós hossz megegyezik a tároló anyag vastagságával [43]. Ha az abszorpciós mélység túl kicsi, a hologram nem lesz egyenletesen tárolva a tároló réteg teljes vastagságban, és emiatt csökkenhet a multiplexelhetőség. Ha csökkentik az abszorpcióért felelős molekulák sűrűségét a nagyobb vastagság érdekében, akkor minden bizonnyal kisebb lesz az érzékenység is. Az elnyelő centrumok koncentrációja természetesen befolyásolja a tároló anyag multiplexelhetőségét is.

Stabilitás: A tárolt hologramok hatásfoka folyamatosan csökkenhet mind sötétben mind kiolvasáskor [44], ha az anyagban létrehozott törésmutató moduláció nem

stabil. Ez a tulajdonság különösen az újraírható anyagok esetében fontos, ahol a törésmutató változást reverzibilis folyamattal hozzák létre. Nyilvánvaló, hogy felhasználói szempontból legalább több éves stabilitás szükséges.

3.1 Szervetlen fotorefraktív anyagok [45]

A fény által indukált törésmutató változást – az úgynevezett fotorefraktív effektust – a szervetlen elektro-optikai kristályokban már 1966-ban felfedezték Ashkin és társai [46]. Akkor ez az effektus még nagyon nemkívánatos volt, de csakhamar felfedezték jelentőségét a holografikus adattárolásban [47]. A hologram beírása közben keletkező fényintenzitás moduláció hatására töltéshordozók (többnyire elektronok) keletkeznek a világos részeken és mozgékonyabbá válnak. A töltéshordozók vándorolni kezdenek a kristályban és ennek következtében a sötét részeken esnek csapdába. Ennek következtében elektromos tér töltés mező alakul ki, mely az elektro-optikai effektus miatt törésmutató változást eredményez. A csapdába esett töltések felszabadíthatók, így a töltéseloszlás kitörölhető egyenletes megvilágítás segítségével. Ez a tulajdonság az újraírható memória céljából ideális lenne, ugyanakkor felveti a kiolvasás során fellépő törlődés problémáját. Fotorefraktív effektust többféle elektro-optikai anyagban tapasztaltak köztük: LiNbO_3 , LiTaO_3 , stb. Nagyon korán felfedezték azonban, hogy különböző adalékoknak lényeges szerepük van az effektus kialakulásában. Leggyakrabban vas ionokkal adalékolt LiNbO_3 -ot alkalmaznak, melyekben elektronok gerjesztődnek az Fe^{2+} ionokon, ezek a vezetési sávba kerülnek, majd a Fe^{3+} vagy egyéb csapdába jutnak [48].

A destruktív kiolvasás elkerülésére többféle módszert dolgoztak ki [49]. Egyrészt lehetőség van a beírt rácsot fűtéssel rögzíteni [50]. Ennek során az elektronok által létrehozott rácsot a magasabb hőmérsékleten ($70\text{-}90^\circ\text{C}$) az elektronokénál jobb vezetőképességgel rendelkező ionok kompenzálják, kialakul egy komplementer ionos rács. Szobahőmérsékleten a vezetőképesség szempontjából éppen fordított a helyzet, éppen ez teszi lehetővé a viszonylagos hologram stabilitást. Hűtés és homogén megvilágítás után az elektronok által alkotott rács kitörlődik, helyette ott marad a stabil ionok által létrehozott rács, ami már nem fényérzékeny, tehát nem törlődik kiolvasáskor. Ahhoz, hogy az előbbi fixálásnál is stabilabb hologramokat hozzanak létre, tovább kell csökkenteni a szobahőmérsékleti ionos vezetőképességet, ami a koncentrációjuk csökkentésével érhető el. Ennek leghatékonyabb módja a magas hőmérsékletű (950°C) száraz, oxigénes közegben történő fűtés, mely eltávolítja az OH^- ionok nagy részét, így csökkentve az ionos töltéshordozók számát [51].

A fixálást kiváltó eljárás a két fotonos hologram rögzítési eljárás [52]. Ennek során érzékenyítő (általában kék fényű) nyalábbal világítják meg a fotorefraktív kristályt, mialatt olyan kis hullámhosszú (vörös, közeli infravörös) fényvel írják be a hologramot, amely kiolvasáskor nem törl. A beírási módszer alkalmazását elősegíti két különböző szennyező alkalmazása, melyek által létrehozott nívók javítják a tároló anyag érzékenységét.

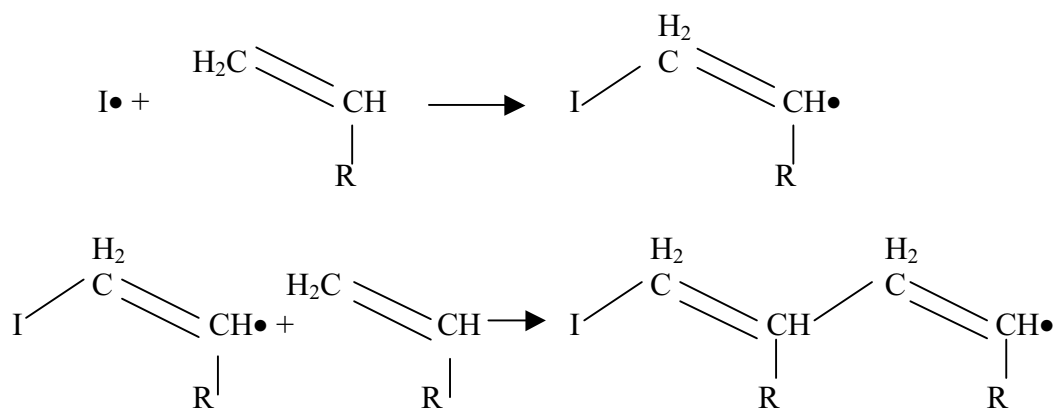
A fotorefraktív kristályok tömbi jellegüknek köszönhetően kiválóan alkalmasak hologramok multiplexelésére. Ennek következtében nagy, akár $10\text{-}30\text{ M\#}$ érhető el bennük, ami nagy adatsűrűséget eredményez. További jó tulajdonságaik a

kiváló optikai minőség, homogenitás, robusztus kialakítás. Mindezek a tulajdonságok a fotorefraktív kristályokat a holografikus adattárolási kutatások kedvencévé tették [53, 54], számos demonstrátor alapult ilyen anyagokon. Nagy hátrányuk viszont az áruk, ami azonban csökkenhet nagy tételben történő gyártás esetén.

3.2 Fotopolimerek [55]

A polimerek többféle felhasználás szempontjából ideális anyagok az élet majdnem minden területén. A makromolekuláris felépítésük miatt szintézisükben sokféle szabadsági fok lehetséges, a funkciós csoportjuk függvényében így különböző célokra tehetők alkalmassá. Mivel egy egész iparág foglalkozik gyártásukkal, ezért majdnem minden fajtájuk olcsón állítható elő. Ezen tulajdonságaik miatt a holografikus anyagok utáni kutatások homlokterébe kerültek. Eddig többféle polimerfajtaival próbálkoztak (fotopolimerek, fotoanizotróp polimerek). Ezek között vannak olyan anyagok, amelyek majdnem minden követelménynek eleget tesznek.

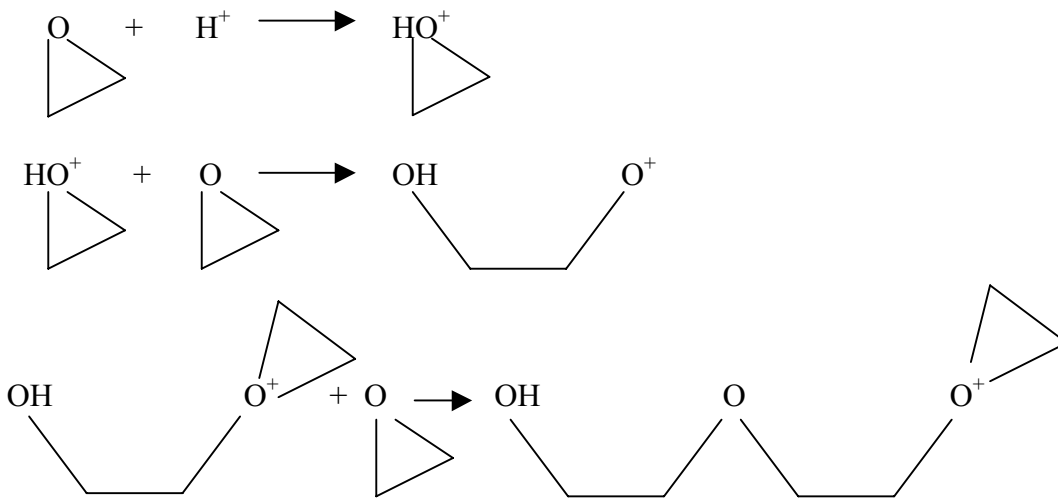
A fotopolimerek olyan anyagok, melyekben fény hatására polimerizáció zajlik le. Mivel ez a folyamat irreverzibilis, ezért a fotopolimerek csak egyszer írható adattárolóként alkalmazhatók. A holografikus adattároló polimerek közül a fotopolimerek kecségtetnek a legnagyobb adattárolási sűrűséggel köszönhetően kiváló multiplexelhetőségüknek, amely az akár 10-nél nagyobb M#-ban mutatkozik meg [56]. A fotopolimerek több összetevőt tartalmaznak: mindenek előtt természetesen monomereket, emellett fényérzékeny, a polimerizációt elindító katalizátor anyagot és inaktív összetevőt, mely bizonyos tulajdonságok befolyásolására szolgál. Ezek elegye egy folyékony vagy alacsony üvegátmeneti hőmérsékletű anyag, melyet szilárd hordozóra visznek fel vagy két átlátszó hordozó közé helyeznek. A polimerizáció folyamatában való eltérés miatt két különböző fotopolimer család létezik. A szabad gyökös polimerizáció [57] során a fény hatására aktiválódó anyag reagál egy monomerrel, létrehoz egy aktív egységet, ehhez kapcsolódnak később folyamatosan láncszerűen a többi monomerek. A láncnövekedés akkor áll meg, amikor elfogy a monomer utánpótlása. A monomerek olyan vinil csoportok, melyek különböző funkciós csoportot hordozhatnak ily módon befolyásolva az anyag tulajdonságait. Általuk akár stabilitásnövelő keresztkötések keletkezhetnek a láncok között.



8. ábra
Szabad gyökös polimerizáció

A másik polimerizációs folyamat a kationos gyűrűnyitás (cationic ring opening, CROP) [58]. Ebben az eljárásban egy erős sav reagál epoxi oxigén csoporttal. A proton felvétele következtében pozitív töltésűvé válik és egy másik monomerrel reagálva felbomlik az epoxigyűrű, mely elindítja a láncfejlődést.

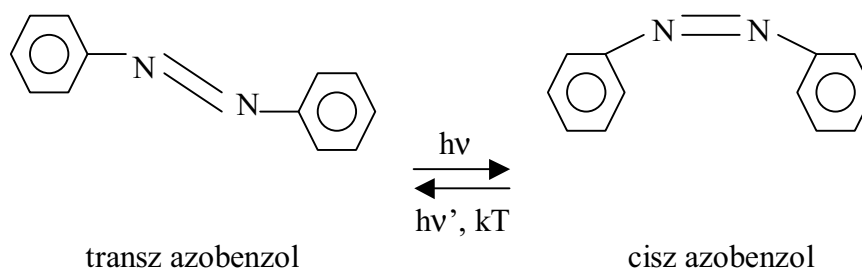
A fényérzékeny anyag gondos megválasztásával lehetőség van különböző hullámhosszú beírásra 400 nm-től akár 650 nm-ig [59]. Beírásakor a holografikus intenzitás moduláció világos és sötét részeket eredményez. A világos részekben elindul a polimerizáció. Polimerizáció előtt a monomerek nem tudnak a Van der Waals sugaruknál közelebb kerülni egymáshoz, a polimerizáció után azonban kovalens kötésekkel kapcsolódnak össze, így csökken a köztük levő távolság. A polimerizáció ezért mindig sűrűség változással jár az anyagban, ami zsugorodást idéz elő benne. Ezt a térfogat csökkenést a CROP polimereknél némileg ellensúlyozza a gyűrű kinyílása [60]. A zsugorodás mértéke szintén csökkenthető a monomerek méretének növelésével. A beírás során keletkezett sűrűség-gradiens tömeg transzportot indít el a világos részek felé. A monomerek áramlását tovább fokozza a koncentrációjukból eredő különbség is. A beírás során megmaradt monomereket fixálni kell, hogy stabilizálják a tároló anyag szerkezetét, így a bennük levő holografikus rácsot is. Fixálni kell azért is, hogy kiolvasáskor ne keletkezzenek zajrácsok, melyek csökkentik a jel-zaj viszonyt. Fixáláshoz UV, vagy látható fényt használnak. Túlságosan folyékony rétegek esetén akár homogén elővilágítást is alkalmaznak, hogy stabilizálják a létrehozandó holografikus rácsot. A beírás során az intenzitás modulációja sűrűségváltozást idéz elő, ez törésmutató különbséget okoz, ily módon tárolva tulajdonképpen a holografikus rácsot. A gyakorlatban 0,5-1 mm vastagságú polimer réteg hozható létre, a vastagságot korlátozza a fényérzékeny összetevők abszorpciója. A fotopolimerek érzékenysége kifejezetten jónak mondható, olyannyira, hogy legtöbb esetben átlátszatlan tokban kell őket tartani a nem kívánt polimerizáció elkerülésére.



9. ábra
Kationos gyűrűnyitósos polimerizáció (CROP)

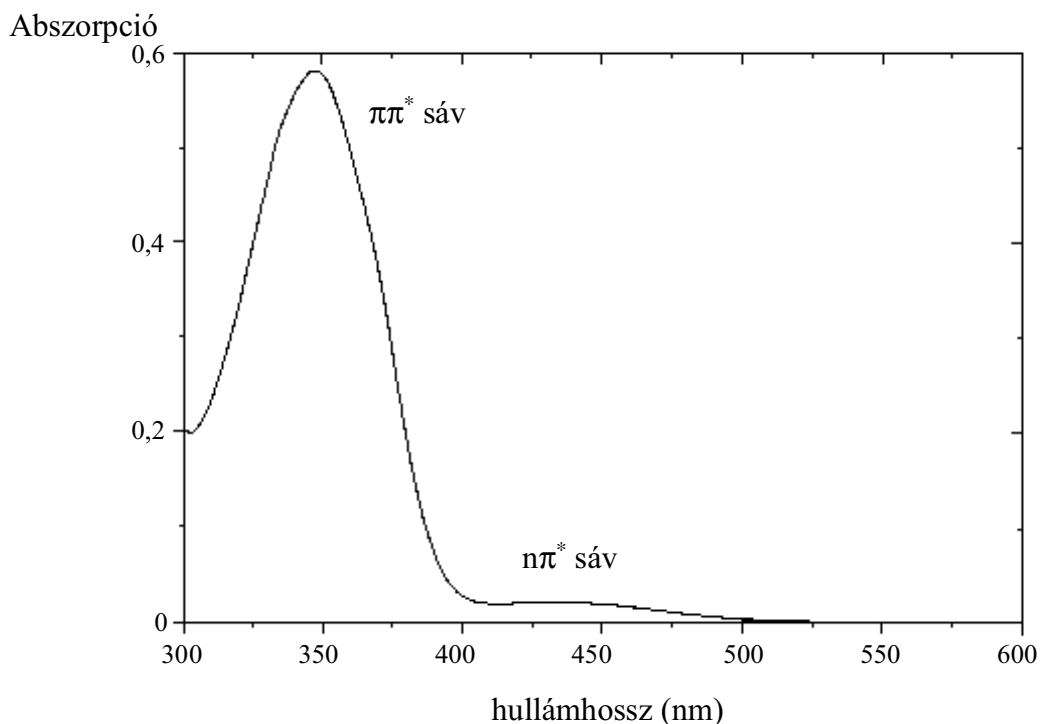
3.3 Fotoanizotróp polimerek [61]

A fotoanizotróp anyagok olyan molekularészt, kromofórárt, tartalmaznak, melyen polarizált fény abszorpciójának hatására izoméria átalakulás megy végbe makroszkopikusan kettőtörést, tehát anizotrópiát okozva bennük. Ez a tulajdonságuk különbözteti meg őket a többi holografikus tároló anyagtól, hiszen bennük polarizációs hologramok hozhatók létre. Az anizotrópiát rögzítő kromofórák segítségével az egész rendszer tulajdonságai befolyásolhatók. A leggyakoribb ilyen molekularész az azobenzol, melyben két benzolgyűrűt egy $N=N$ kötés kapcsol össze. Az azobenzol kromofórának két izomér állapota van (lásd 10. ábra), a hosszúkás rúd alakú transz és a hajlított cisz állapot. Az izomerizáció optikailag mindkét irányba indukálható, a transzból a ciszbe és fordítva, ugyanakkor a cisz izomer termikus relaxáció során visszaalakulhat a termodinamikailag stabilabb transz állapotba.



10. ábra
Az azobenzol molekula izomerei

Az azobenzol tipikus abszorpciós spektruma két sávot mutat (lásd 11. ábra): a $\pi\pi^*$ sávot, melynek maximális abszorpciója 360 nm körül van, és az $n\pi^*$ sávot, melynek maximális abszorpciója 460 nm táján. A $\pi\pi^*$ abszorpciós maximuma eltolható az azobenzolhoz csatolt más molekulacsoport (szubsztituens) segítségével, azonban ennek nincs hatása az $n\pi^*$ spektrális helyzetére. Az abszorpciós spektrum a transz és cisz izomerek spektrumának szuperpozíciójaként jön létre. Megvilágítás hatására transz-cisz-transz izomerizációs ciklusok mennek végbe és a kialakult fotostacionárius egyensúly csak a hullámhossztól és a hőmérséklettől függ [62]. Az $n\pi^*$ sávon belüli hullámhosszal történő megvilágítás esetén nagyjából transz izomerek keletkeznek, míg a $\pi\pi^*$ sávon belüli megvilágításkor fotostacionárius egyensúly alakul ki, mely több cisz izomért eredményez.



11. ábra
Az azobenzol molekula abszorpciója

Elvben három lehetséges módja van kromofórákat polimerbe foglalni. Adalék-gazda (guest-host) rendszerben a polimer mátrix kromofóra adalékot tartalmaz. Ilyenkor a kromofóra koncentrációja nem haladhat meg egy megadott értéket, mert a nagy koncentrációjú szennyezők kiválhatnak, vagy kristályosodhatnak. Ez a hátrány elkerülhető, ha a kromofórákat oldalláncként csatoljuk a polimerhez. A harmadik lehetőség, hogy közvetlenül a fő polimer lánc részévé tesszük. Egy tipikus azobenzol oldallánccú polimer több jellemző részből áll. A főlánchoz felváltva kapcsolódik a kromofóra és a mezogén csoport távtartó (spacer) molekularészek segítségével. A távtartó feladata, hogy szétcsatolja az oldalláncc elmozdulását a főlánc mozgásától. Ezek a távtartók általában rugalmas CH_2

csoportok. A főlánc szerkezete többféle lehet, gyakran alkalmaznak PMMA-t [63], vagy alifás szénláncot [64]. A mezogén csoport tipikusan nem nyeli el a fényt, merev pálcá alakú molekulacsoport, mely hajlamos önrendeződésre egy adott hőmérsékleten. A mezogén csoport alkalmazása így javítja az anyag stabilitását. Az azobenzol poliészterek hajlamosak önrendeződésre azonban mezogén csoportok hiányában is, kiváltképpen akkor, ha a távtartó hosszú szénláncból áll. A rendezett folyadékkristályos fázis, melyet mezogén fázisnak hívnak, a szilárd és a folyadék fázis közé esik. A szilárd és folyadékkristályos fázis közötti átalakulási hőmérsékletet hívják üveg átmeneti hőmérsékletnek (T_g), a folyadékkristályos és folyékony fázis közötti átalakulási hőmérsékletet pedig „tisztulási” hőmérsékletnek (T_{cl}), ezen a hőmérsékleten ugyanis a fényszóró doménes szerkezetű folyadékkristályos fázis eltűnik, a polimer kitisztul, átlátszóvá válik. Optikai adattárolási szempontból a fényszóró folyadékkristályos fázis nem ideális, ezért újabban amorf fázisú polimereket készítenek [65, 8], vagy olyan kopolimereket hoznak létre, ahol a folyadékkristályos fázis kialakulását megakadályozzák például centrifugálásos mintakészítéssel [63].

Lineáris poláros fénnel való megvilágításkor az azobenzol molekuláriszerek rendeződnek, ez a rendeződés addig tart, amíg az általuk meghatározott elektromos dipólmomentum merőleges lesz a beíró polarizációra, ilyenkor ugyanis a dipólmomentum már nem hat kölcsön az elektromos térrel.

A fotoanizotróp polimerek legnagyobb előnye, hogy bennük a polarizált fény hatására keletkező anizotrópia reverzibilis módon jön létre. Kísérletek igazolják, hogy az indukált anizotrópia megfelelő hullámhosszúságú cirkulárisan polarizált nyaláb segítségével törölhető [6,66]. A reverzibilis tulajdonságából következően nem igényel semmiféle kémiai utókezelést a beírás után. Az amorf azobenzol poliészterek kiváló optikai tulajdonságokkal rendelkeznek és fényszóró képességük is megfelelő. Stabilitásuk természetesen elmarad az olyan anyagokétól, melyek irreverzibilis módon rögzítik az információt, de optimalizációval megfelelő értéket lehet elérni, mely ugyan gyakran kisebb érzékenységgel jár együtt. A fotoanizotróp anyagok legnagyobb hátránya az, hogy nem igazán alkalmasak multiplexelésre, mivel vastagságuk többnyire csak néhány mikrométert ér el, tehát éppen az a tulajdonságuk korlátozott, mely a holografikus adattárolás előnye lehet. A Bayer kutatásainak eredményei biztatóak, ezek során sikerült néhány milliméter vastagságot elérni, de ezek gyakran együtt járnak azzal a mellékhatással, hogy a megnövelt vastagság érdekében lecsökkentett kromofóra sűrűség dinamikai tartomány és érzékenység csökkenést eredményez. A fotoanizotróp anyagoknál a multiplexelésre jellemző $M \sim 1$.

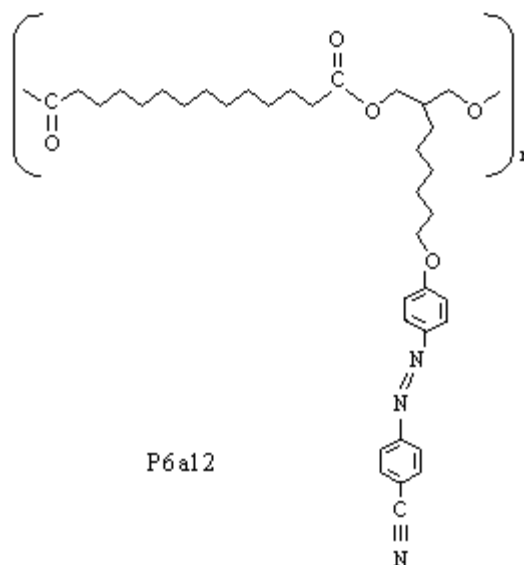
Az általam vizsgált fotoanizotróp poliésztereket a dániai RISØ National Laboratory kutatóintézetben állították elő Ramanujam és társai [4,64,67]. Különböző folyadékkristályos (P6a12, P6d12, P6f12, P6g12, P8a12) és amorf (E1aP, E1aP(25)12(75)) polimereket vizsgáltam. A P6(X)12 poliészterekben az X a különböző azobenzolhoz csatlakozó szubsztituenseket jelöli. Az 1. táblázat a vizsgált polimerek molekulatömegét és üveg átmeneti hőmérsékletét (T_g) is mutatja. A P6(X)12 széria előállítását szintézisét Pedersen és társai már diszkutálták [68]. Az amorf E1(CN)P poliészter a 3-[4-((4-cianofenil)azo)-fenoxi]-1,2-propándiol és a difenil ftalát olvadáknak észterezésével áll elő. A diol előállítása a 4-[4-(cianofenil)azo]-fenol és 3-bromo-1,2-propándiol bázis

katalizált összekapcsolásával történik. Az E1aP(25)12(75) az E1aP és P6a12 25:75 arányú polimerekből létrehozott kopolimer. A folyadékkristályos P6(X)12 poliészter nematikus vagy gyengén rendezett szmektikus fázisú a polarizációs mikroszkóppal végzett vizsgálatok szerint. A polimereket kloroformban oldva centrifugálással vitték fel az előre megtisztított üveghordozóra, mely során vékony 0,5-2 μm vastag film keletkezett a koncentrációtól és a fordulatszámtól függően. Holografikus anyagoknál fontos szempont az elérhető térbeli felbontó képesség. Az általam vizsgált anyagokban 6000 vonalpár/mm holografikus csíksűrűség rögzíthető [64], ami a holografikus alkalmazásokhoz kiváló.

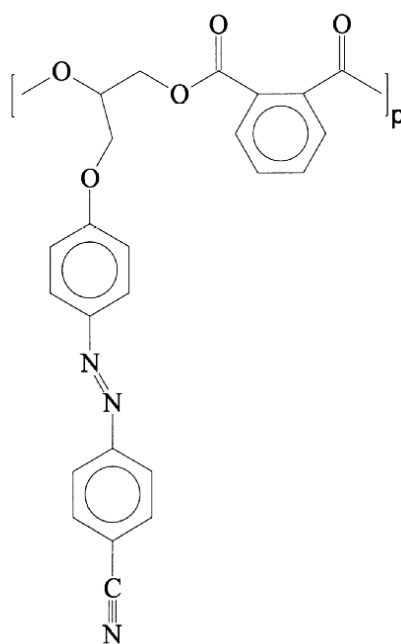
Poliészter	Szubsztituens	M_n	M_w	T_g ($^{\circ}\text{C}$)
P6a12	CN	55.000	95.000	24
P6d12	H	14.000	40.000	35
P6f12	(C_4H_9)	18.000	28.000	10
P6g12	(C_6H_5)	48.000	80.000	50
P8a12	CN	37.000	112.000	30
E1aP	CN	7.900	11.800	107

1. táblázat

Fotoanizotróp poliészterek molekula tömegei és üveg átmeneti hőmérsékletük



12. ábra
P6a12 poliészter



13. ábra
E1aP poliészter

4. Polarizációs holográfia

A hagyományos holografikus elrendezésekben két azonos polarizációjú koherens fénynyaláb (a tárgy- és a referencianyaláb) esik a holografikus lemezre. A hologram síkjában a komplex térerősség-vektorok:

$$\mathbf{E}_A = \mathbf{A}e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}, \quad \mathbf{E}_B = \mathbf{B}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (6)$$

ahol \mathbf{A} és \mathbf{B} komplex síkon értelmezett azonos polarizációjú együttható vektorok, \mathbf{K} és \mathbf{k} pedig hullámszám vektorok. A fényhullámok interferenciája miatt a lemez síkjában az intenzitás szinuszosan modulált az exponenciális tagok miatt.

$$\mathbf{I} = (\mathbf{E}_A + \mathbf{E}_B)(\mathbf{E}_A + \mathbf{E}_B)^* = \mathbf{A}\mathbf{A}^* + \mathbf{B}\mathbf{B}^* + \mathbf{A}\mathbf{B}^*e^{i\Delta\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} + \mathbf{A}^*\mathbf{B}e^{-i\Delta\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} \quad (7)$$

ahol $\Delta\mathbf{K} = \mathbf{K} - \mathbf{k}$. Az intenzitás moduláció következtében az anyagban olyan kémiai, fizikai átalakulás megy végbe, amely térben rögzíti ezt a modulációt [69].

Polarizációs holografikus elrendezésben a hologramlemezre két ortogonális polarizációjú koherens fénynyaláb esik. A hologram síkjában a tér intenzitása állandó marad, mivel az ortogonalitás miatt nincs interferencia. (\mathbf{A} vektor merőleges \mathbf{B} -re, ezért szorzatuk zérus.) Az elektromágneses terek összege azonban a lemez síkjában a hely függvényében fázisban modulált lesz, azaz a polarizációs irány modulált lesz a hely függvényében. [70,71]. Ha a hologramlemez anyaga olyan, hogy lineárisan poláros fény abszorpciója következtében anizotróppá válik (fotoanizotróp), akkor ez az anyag képes a polarizációs irány szerinti modulációt térben változó optikai anizotrópia formájában rögzíteni.

Ha „d” vastagságú vékony fotoanizotróp anyagot $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ irány mentén lineárisan poláros, „z” irányban haladó nyalábbal világítunk meg, akkor az anyag transzmissziós (Jones) mátrixa a következő alakú lesz:

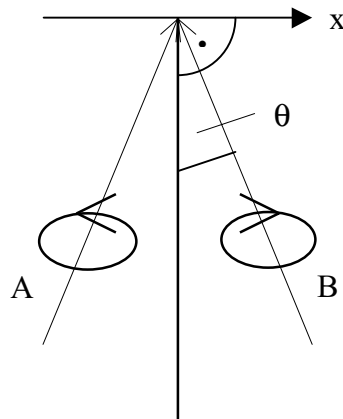
$$\underline{\underline{\mathbf{T}}} = \begin{bmatrix} e^{i\Delta\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$\text{Ahol } 2\Delta\varphi = 2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot d \quad (9)$$

az anizotrópia mértéke, az a fáziskülönbség, amely az anyagon áthaladó beíró nyalábbal párhuzamos polarizációjú illetve arra merőleges polarizációjú tesztnyaláb között mérhető. Ez a transzmissziós mátrix abban az esetben érvényes, ha az anyag eredetileg izotróp volt.

4.1 Anizotróp rács kialakulása ortogonálisan cirkulárisan poláros beíró nyaláboknál [72]

Tekintsük a következő holografikus elrendezést: (14. ábra)



14. ábra

Ortogonálisan cirkulárisan poláros holografikus beíró elrendezés

A hologram síkon az „A” jobbra cirkuláris hullám összegződik a „B” balra cirkuláris hullámmal vele kis 2θ szöget bezárva. A térerősség vektorok a következőképpen írhatók fel:

$$\mathbf{E}_A = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} e^{i\delta} \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_B = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} e^{-i\delta} \quad (11)$$

ahol az „A” hullám fázisa $\delta = \sin(\theta) \frac{2\pi}{\lambda} x$, a „B” hullámé pedig $-\delta$. Az eredő tér tehát: $\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_A + \mathbf{E}_B$. A (10), (11) kifejezések felhasználásával:

$$\mathbf{E}_T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{i\delta} + e^{-i\delta} \\ i(e^{i\delta} - e^{-i\delta}) \end{bmatrix} = \frac{2}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos(\delta) \\ -\sin(\delta) \end{bmatrix} \quad (12)$$

amely lineárisan polarizált a $\begin{bmatrix} \cos(\delta) \\ -\sin(\delta) \end{bmatrix}$ bázis mentén. Az eredő térerősség tehát mindig lineárisan polarizált a „ δ ” fázis függvényében. (2. táblázat)

δ/π	0	1/4	1/2	3/4	1
összeg polarizáció	—	\		/	—

2. táblázat

Az eredő térerősség iránya ortogonálisan cirkulárisan polarizált beíró nyáláboknál különböző fáziskülönbség esetén

A (12) kifejezés és a 2. táblázat alapján a lineáris polarizációra érzékeny anyag anizotróppá válik. Mivel δ a hely függvényében változik, a polarizációs irány szerint modulált eredő tér hozza létre a holografikus rácsot, mely térben változó anizotrópia formájában rögzítődik. Az anyagban létrejött térben változó anizotrópia következtében a transzmissziós mátrix a következőképpen alakul:

$$\begin{aligned} \underline{\underline{\mathbf{T}}}'_{\text{anizotróp}} &= \underline{\underline{\mathbf{R}}}^{-1} \cdot \underline{\underline{\mathbf{T}}} \cdot \underline{\underline{\mathbf{R}}} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\delta) & \sin(\delta) \\ -\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\Delta\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\Delta\varphi) + 2i \cos^2(\delta) \sin(\Delta\varphi) - i \sin(\Delta\varphi) & -2i \cos(\delta) \sin(\Delta\varphi) \sin(\delta) \\ -2i \cos(\delta) \sin(\Delta\varphi) \sin(\delta) & \cos(\Delta\varphi) + i \sin(\Delta\varphi) - 2i \cos^2(\delta) \sin(\Delta\varphi) \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\Delta\varphi) + i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \\ -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & \cos(\Delta\varphi) - i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \end{bmatrix} \quad (13) \end{aligned}$$

ahol $\underline{\mathbf{T}} = \begin{bmatrix} e^{i\Delta\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta\varphi} \end{bmatrix}$ az "x" irány mentén lineárisan polarizált hullám által létrehozott transzmissziós mátrix, mely megegyezik a (8) kifejezéssel, és $\underline{\mathbf{R}} = \begin{bmatrix} \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix}$ a δ -val való forgatást leíró mátrix.

Az $\mathbf{E}_r^- = \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix}$ alakú rekonstruáló hullám a hologramlemezen áthaladva a

következésképpen változik meg:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r^+ &= \begin{bmatrix} \cos(\Delta\varphi) + i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \\ -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & \cos(\Delta\varphi) - i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix} = \\ &= \cos(\Delta\varphi) \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix} + i \sin(\Delta\varphi) \begin{bmatrix} \cos(2\delta) & -\sin(2\delta) \\ -\sin(2\delta) & -\cos(2\delta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix} = \\ &= \cos(\Delta\varphi) \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix} + \frac{i \sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} e^{2i\delta} + e^{-2i\delta} & i(e^{-2i\delta} - e^{2i\delta}) \\ i(e^{-2i\delta} - e^{2i\delta}) & -(e^{2i\delta} + e^{-2i\delta}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{rx}^- \\ E_{ry}^- \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (14)$$

A fenti kifejezésből az első tag a 0. rendet jelöli, a második a diffraktált rendeket. Utóbbiból kiszámítható a diffraktált rendek térerőssége:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{+1} &= i \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} E_{rx}^- - iE_{ry}^- \\ -iE_{rx}^- - E_{ry}^- \end{bmatrix} = \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} iE_{rx}^- + E_{ry}^- \\ E_{rx}^- - iE_{ry}^- \end{bmatrix} = \\ &= \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} A \\ -iA \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (15)$$

ahol $A = iE_{rx}^- + E_{ry}^-$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{-1} &= i \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} E_{rx}^- + iE_{ry}^- \\ iE_{rx}^- - E_{ry}^- \end{bmatrix} = \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} iE_{rx}^- - E_{ry}^- \\ -E_{rx}^- - iE_{ry}^- \end{bmatrix} = \\ &= \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \begin{bmatrix} B \\ iB \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (16)$$

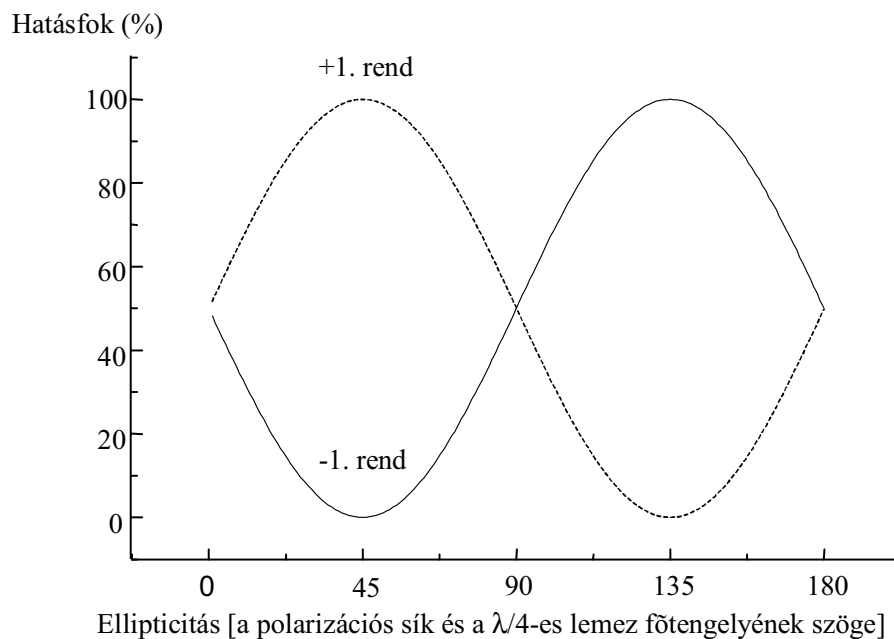
ahol $B = iE_{rx}^- - E_{ry}^-$

Az eredményekből látható, hogy a diffraktált nyalábok mindig felírhatók ortogonálisan cirkulárisan polarizált nyalábok összegeként a kiolvasó nyaláb

polarizációjától függetlenül, a 0. rend polarizációja pedig megegyezik a kiolvasó nyaláb polarizációjával. Lineárisan poláros kiolvasó nyaláb esetén a ± 1 . rendek hatásfoka egyforma a kiolvasó nyaláb polarizációs irányától függetlenül, értéke:

$$\eta_{\pm 1} = \frac{\sin^2(\Delta\varphi)}{2} \quad (17)$$

Ha a kiolvasó nyaláb elliptikusan poláros, az ellipticitás és a forgási irány függvényében energiaátadás lép fel a ± 1 . rendek között, de az $\eta_{+1} + \eta_{-1}$ összeg állandó marad. (15. ábra) Elliptikusan polarizált kiolvasó nyalábot $\lambda/4$ -es lemez és lineárisan polarizált nyaláb segítségével állíthatunk elő úgy, hogy változtatjuk a $\lambda/4$ -es lemez főtengeleyének szögét a polarizációs síkhoz képest.



15. ábra

A $+1$. rendek hatásfoka a kiolvasó nyaláb polarizációjának függvényében

Abban a határesetben, amikor jobbra cirkulárisan poláros a kiolvasó nyaláb, azaz $E_{ry}^- = iE_{rx}^-$, a -1 . rend hatásfoka zérus, a $+1$. rend hatásfoka

$$\eta_{+1} = \sin^2(\Delta\varphi) \quad (18)$$

és a $+1$. rend balra cirkulárisan poláros. Ez elvben azt jelenti, hogy kellően nagy anizotrópia esetén, ha $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$, a hatásfok 100%.

4.2 Felületi rács kialakulása ortogonálisan cirkulárisan poláros beíró nyaláboknál [72]

Kísérletek bizonyítják [73], hogy ha ortogonálisan cirkulárisan poláros beíró nyalábokkal hologramot hozunk létre azobenzol poliészter anyagban, akkor több diffrakciós rend is keletkezhet, aminek létrejötte már nem magyarázható az anizotróp rács kialakulásával. Atomerő mikroszkóppal végzett vizsgálatok igazolják, hogy a tároló anyag felületén rácsozat alakul ki az anizotróp rács periódusának megfelelően. Ez a magasabb rendű diffraktált nyalábok szögéből következtethető ki [74].

Rochon és Natansohn csoportja észlelt először felületi rácsot azobenzol polimerben [75]. A jelenséget a tömegdiffúzió következményének tulajdonították, amely arányos a hőmérséklet gradiensevel, az pedig az intenzitás gradiensevel. A felületi profil így arányos az intenzitás eloszlás második deriváltjával. Szinuszos intenzitás eloszlás esetén emiatt egy 180° fáziseltolódás lép fel az intenzitás és a felületi profil között.

Ennek némileg ellentmondtak azok a kísérletek, melyek azt mutatták, hogy a felületi rács amplitúdója polarizációfüggő. Kumar és társai azt tapasztalták [76], hogy két s polarizációjú (a rácsvonalakkal párhuzamos) beíró nyaláb jóval kisebb amplitúdójú felületi rácsot hoz létre, mint két p polarizációjú. Különböző polarizációjú beíró nyalábokat alkalmazva a rács amplitúdója 100-350 nm között volt. Azt is tapasztalták, hogy a felületi rács képződése nem tömbi folyamat, szabad felületre van szükség. Egy gradiens erő modellt javasoltak [77]. Ismert, hogy optikailag indukált gradiens erők képesek atomokat vákuumban, latexgömböket folyadékokban elmozdítani. A modell szerint a térfogati erőssűrűség $f_j = P_i \partial_i E_j$ függ a térerősségtől és a polarizációtól. Ez magyarázza azt, hogy s polarizáció esetén miért minimális a felületi rács. A gradiens erő hatására a világos tartományokból a sötét tartományok felé indul el az anyag. Nagy intenzitásoknál a termikus effektusok válhatnak jelentőse és elmoshatják a polarizáció érzékeny tulajdonságokat.

Natansohn és társai megpróbálták a felületi rács keletkezését a transz-cisz átmenetekhez kapcsolódó térfogati változásokkal magyarázni [78]. De ezzel a polarizáció függést nem lehetett magyarázni, ugyanakkor a transz-cisz átmenetnek fontos szerepe kell legyen, mivel hasonló nem azobenzol csoportot tartalmazó anyagokban nem jön létre felületi rács. A transz-cisz átmenet szerepe valószínűleg az anyag meglágyításában merül ki. Ez fontos, mivel az optikailag indukált gradiens erők viszonylag kicsik.

A fentiekből látható, hogy a felületi rács kialakulása nem teljesen világos, optikailag azonban egyszerű fázisrácsként kezelhető. A felületi rács helytől függő fázistolást okoz. A hologram modulált vastagsága így a következőképpen fejezhető ki:

$$h = h_0 + \Delta h \cos(2\delta + \delta_0) \quad (19)$$

ahol δ_0 egy fázistolás, amit azért vezetünk be, hogy megengedjük a térbeli eltolást az anizotróp és a felületi rács között. A felületi rács transzmissziós mátrixa polarizáció független és a következőképpen adható meg:

$$T_{\text{felületi r\u00e1cs}} = \begin{bmatrix} e^{i\Delta n \Delta h \frac{2\pi}{\lambda} \cos(2\delta + \delta_0)} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta n \Delta h \frac{2\pi}{\lambda} \cos(2\delta + \delta_0)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} \end{bmatrix} \quad (20)$$

ahol $2\Delta\psi = 2\Delta n \Delta h \frac{2\pi}{\lambda}$ a f\u00e9nyhull\u00e1mok f\u00e1zisk\u00fcl\u00f6nbs\u00e9ge a r\u00e1cs cs\u00fas\u00e1n \u00e9s a r\u00e1cs v\u00f6lgy\u00e9n \u00e1thaladva, Δn a t\u00f6r\u00e9smutató k\u00fcl\u00f6nbs\u00e9ge a poli\u00e9szter \u00e9s a leveg\u0151 k\u00f6z\u0151tt. δ_0 \u00fagy van defini\u00e1lva, hogy $\Delta\psi \geq 0$. Am\u00edg a fel\u00fcleti r\u00e1cs magass\u00e1ga kicsi a teljes hologram vastags\u00e1ghoz k\u00e9pest \u00e9s az anizotr\u00f3p r\u00e1csen keletkezett f\u00e1zistol\u00e1s fel\u00fcleti r\u00e1cs okozta modul\u00e1ci\u00f3ja kicsi, a fel\u00fcleti r\u00e1cs v\u00e9kony f\u00e1zismaszknak tekinthet\u0151 az anizotr\u00f3p r\u00e1csen.

A teljes, anizotr\u00f3pi\u00e1t \u00e9s fel\u00fcleti r\u00e1csot le\u00edr\u00f3 transzmisszi\u00f3s m\u00e1trix (T_{tot}) a $T_{\text{anizotr\u00f3p}}$ \u00e9s a $T_{\text{fel\u00fcleti r\u00e1cs}}$ szorzatak\u00e9nt \u00e1ll el\u0151:

$$T_{\text{tot}} = \begin{bmatrix} \cos(\Delta\varphi) + i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \\ -i \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi) & \cos(\Delta\varphi) - i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (21)$$

ahol

$$A = e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} [\cos(\Delta\varphi) + i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi)], \quad (22)$$

$$B = -ie^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi), \quad (23)$$

$$C = -ie^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} \sin(2\delta) \sin(\Delta\varphi), \quad (24)$$

$$D = e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} [\cos(\Delta\varphi) - i \cos(2\delta) \sin(\Delta\varphi)], \quad (25)$$

felhasználva a k\u00f6vetkez\u0151 összef\u00fcgg\u00e9st

$$e^{i\Delta\psi \cos(2\delta + \delta_0)} = J_0(\Delta\psi) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\Delta\psi) \left(e^{in(2\delta + \delta_0)} + e^{-in(2\delta + \delta_0)} \right) \quad (26)$$

ahol J_n az n . rend\u00fc Bessel f\u00fcggv\u00e9ny. Az A , B , C , D m\u00e1sk\u00e9ppen fejezhet\u0151 ki:

$$A = \left[J_0(\Delta\psi) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\Delta\psi) \left(e^{in(2\delta+\delta_0)} + e^{-in(2\delta+\delta_0)} \right) \right] \times \\ \times \left[\cos(\Delta\phi) + i \sin(\Delta\phi) \frac{(e^{i2\delta} + e^{-i2\delta})}{2} \right], \quad (27)$$

$$B = C = -i \left[J_0(\Delta\psi) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\Delta\psi) \left(e^{in(2\delta+\delta_0)} + e^{-in(2\delta+\delta_0)} \right) \right] \times \\ \times \sin(\Delta\phi) \frac{(e^{i2\delta} - e^{-i2\delta})}{2i}, \quad (28)$$

$$D = \left[J_0(\Delta\psi) + \sum_{n=1}^{\infty} i^n J_n(\Delta\psi) \left(e^{in(2\delta+\delta_0)} + e^{-in(2\delta+\delta_0)} \right) \right] \times \\ \times \left[\cos(\Delta\phi) - i \sin(\Delta\phi) \frac{(e^{i2\delta} + e^{-i2\delta})}{2} \right]. \quad (29)$$

A fentiekből a 0., ±1. diffrakciós rendre a következő kifejezéseket kapjuk:

$$A = [J_0(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) - J_1(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) \cos(\delta_0)] + \\ + \frac{i}{2} \left[J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \right] e^{i2\delta} + \\ + \frac{i}{2} \left[J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{-i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{-i2\delta_0} \right] e^{-i2\delta}, \quad (30)$$

$$B = -\frac{1}{2} \sin(\Delta\phi) \left[J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) e^{i2\delta_0} \right] e^{i2\delta} + \\ + \frac{1}{2} \sin(\Delta\phi) \left[J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) e^{-i2\delta_0} \right] e^{-i2\delta}, \quad (31)$$

$$C=B,$$

$$D = [J_0(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) + J_1(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) \cos(\delta_0)] + \\ + \frac{i}{2} \left[-J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \right] e^{i2\delta} + \\ + \frac{i}{2} \left[-J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{-i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{-i2\delta_0} \right] e^{-i2\delta}. \quad (32)$$

Ha fentiekből csak az +1. rendnek megfelelő tagokat választjuk ki, akkor a következőket kapjuk:

$$T_{\text{tot}}^{+1} = \begin{bmatrix} A^{+1} & B^{+1} \\ C^{+1} & D^{+1} \end{bmatrix}, \quad (33)$$

$$A^{+1} = \frac{i}{2} \left[J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \right], \quad (34)$$

$$B^{+1} = C^{+1} = -\frac{1}{2} \sin(\Delta\phi) \left[J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) e^{i2\delta_0} \right], \quad (35)$$

$$D^{+1} = \frac{i}{2} \left[-J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \right]. \quad (36)$$

A (34)-(36) kifejezések segítségével a +1. rendű diffraktált nyaláb a következőképpen írható:

$$\begin{bmatrix} E_{\text{tx}}^{+1} \\ E_{\text{ty}}^{+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A^{+1} & B^{+1} \\ C^{+1} & D^{+1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_{\text{rx}}^- \\ E_{\text{ry}}^- \end{bmatrix}. \quad (37)$$

Horizontálisan (vízszintesen) polarizált kiolvasó nyaláb esetén a diffraktált nyaláb a következő lesz:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{\text{HH}}^{+1} \\ E_{\text{HV}}^{+1} \end{bmatrix} &= T_{\text{tot}}^{+1} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} i \{ J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \} \\ -\sin(\Delta\phi) \{ J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) e^{i2\delta_0} \} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (38)$$

Vertikálisan (függőlegesen) polarizált kiolvasó nyaláb esetén:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{\text{VH}}^{+1} \\ E_{\text{VV}}^{+1} \end{bmatrix} &= T_{\text{tot}}^{+1} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} -\sin(\Delta\phi) \{ J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) e^{i2\delta_0} \} \\ i \{ -J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\phi) e^{i\delta_0} - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\phi) e^{i2\delta_0} \} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (39)$$

Ahol E_{HH} a horizontális komponense a diffraktált nyalábnak horizontális bemenő polarizációnál, E_{HV} a vertikális komponense a diffraktált nyalábnak szinten

horizontális bemenő polarizáció esetén. E_{VH} és E_{VV} kifejtése a fentiekhez hasonló csak vertikálisan polarizált kiolvasó nyaláb esetén.

Ahhoz, hogy δ_0 értékét megállapítsuk, előzetesen meg kell határozzuk $\Delta\varphi$ előjelét. Mérések bizonyítják [72], hogy lineárisan poláros beíró fény hatására az extraordinárius tengely párhuzamos lesz a beíró nyaláb polarizációjára, tehát emiatt $\Delta\varphi < 0$. $\Delta\psi$ definíció szerint pozitív, így az 1. rend intenzitása a következő lesz:

$$I_{VV} = |E_{VV}|^2, I_{VH} = |E_{VH}|^2, I_{HV} = |E_{HV}|^2, I_{HH} = |E_{HH}|^2. \quad (40)$$

Felhasználva, hogy $\Delta\varphi < 0$, kis $\Delta\psi$ értékek esetén I_{VV} és I_{HH} a következőképpen módosul:

$$I_{HH} \approx \frac{1}{4} \left| -J_0(\Delta\psi) \sin(|\Delta\varphi|) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) e^{i\delta_0} \right|^2, \quad (41)$$

$$I_{VV} \approx \frac{1}{4} \left| J_0(\Delta\psi) \sin(|\Delta\varphi|) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) e^{i\delta_0} \right|^2. \quad (42)$$

Szimmetria megfontolások miatt várható, hogy $\delta_0 \in \{0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}\}$. A mérések szerint [72] $I_{HH} \neq I_{VV}$, ami ahhoz a megállapításhoz vezet, hogy $\delta_0 \in \{0, \pi\}$. Ez a két eset két különböző szituációt jelent:

1. $\delta_0 = 0$, $I_{VV} > I_{HH}$. Ebben az esetben beírásakor a felületi rács völgye egybeesik az eredő tér vertikális polarizációjával.
2. $\delta_0 = \pi$, $I_{VV} < I_{HH}$. Ebben az esetben beírásakor a felületi rács csúcsa egybeesik az eredő tér vertikális polarizációjával.

Az azobenzol mintákon végzett kísérletek szerint [72] $I_{VV} > I_{HH}$, ami azt jelenti, hogy $\delta_0 = 0$. Ez azt jelenti, hogy a felületi rács csúcsán az eredő beíró tér horizontális (vízszintes), a völgyben pedig vertikális (függőleges). A fentiek miatt az intenzitás a következő lesz:

$$I_{HH} = \frac{1}{4} \left[J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) \right]^2, \quad (43)$$

$$I_{HV} = I_{VH} = \frac{1}{4} \sin^2(\Delta\varphi) \left[J_0(\Delta\psi) + J_2(\Delta\psi) \right]^2, \quad (44)$$

$$I_{VV} = \frac{1}{4} \left[-J_0(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) + 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) + J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) \right]^2. \quad (45)$$

A mért I_{VV} , I_{HH} , I_{VH} , I_{HV} intenzitásokból kiszámolható $\Delta\varphi$ és $\Delta\psi$. Amíg $\Delta\psi$ nem túl nagy, vagyis $J_0(\Delta\psi) = 1 - \frac{\psi^2}{4} + O(\Delta\psi)^4 \approx 1$, akkor

$$|\Delta\varphi| \approx \sin^{-1}(2\sqrt{I_{VH}}) = \sin^{-1}(2\sqrt{I_{HV}}). \quad (46)$$

$\Delta\varphi$ ismeretében $\Delta\psi$ kiszámolható:

$$\sqrt{I_{VV}} - \sqrt{I_{HH}} = 2J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi), \quad (47)$$

$$\sqrt{I_{VV}} - \sqrt{I_{HV}} = J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) + J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) \approx J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi), \quad (48)$$

$$\sqrt{I_{HV}} - \sqrt{I_{HH}} = J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi) - J_2(\Delta\psi) \sin(\Delta\varphi) \approx J_1(\Delta\psi) \cos(\Delta\varphi), \quad (49)$$

$$\Delta\psi \approx 2J_1(\Delta\psi) = \frac{\sqrt{I_{VV}} - \sqrt{I_{HH}}}{\cos(\Delta\varphi)} \approx 2 \frac{\sqrt{I_{VV}} - \sqrt{I_{VH}}}{\cos(\Delta\varphi)} \approx 2 \frac{\sqrt{I_{HV}} - \sqrt{I_{HH}}}{\cos(\Delta\varphi)}. \quad (50)$$

5. Védőréteg hatása anizotróp és felületi rács kialakulására azobenzol oldalláncú polimerekben

A dolgozat további részében a saját munkám eredményeit mutatom be. Ennek keretében először az azobenzol polimerekben polarizációs holografikus beírás során létrejövő felületi rács keletkezését vizsgáltam. A felületi rácson való diffrakció érzéketlen a kiolvasó nyaláb polarizációjára, ellentétben az anizotróp rácson való diffrakcióval, ezért rontja a hologram jel/zaj viszonyát. Mivel a felületi rács létrejötte nagymértékben irreverzibilis folyamat, ezért az újírható holografikus memória kártya céljára nem megengedhető.

Az anizotróp és a felületi rács által okozott fázistolás megkülönböztethető. A Holme és társai által létrehozott modell alapján [72] ezek a fázistolások meghatározhatóak (lásd előző fejezet). Ha ellentétesen forgó cirkulárisan poláros beíró nyalábokkal hozunk létre hologramot, és azt nem elnyelődő hullámhosszú lineárisan poláros nyalábbal olvassuk ki, akkor két egyforma teljesítményű ± 1 . rend keletkezik. Ha az egyik nyalábot Wollaston prizmaival felbontjuk, akkor a kapott két merőlegesen lineárisan polarizált nyaláb teljesítményéből fontos információt kaphatunk a fázistolásokra vonatkozóan. Ezen nyalábok hatásfokának mérésével meghatározható az abszolút fázistolása az anizotróp illetve a felületi rácsnak.

A fázistolás az anizotrópia következtében:

$$\Delta\varphi = \arcsin(2 * \sqrt{\eta_{vh}}), \quad (51)$$

Ahol η_{vh} jelöli a diffraktált nyaláb horizontálisan polarizált részének hatásfokát függőlegesen (vertikálisan) polarizált kiolvasó nyaláb használata esetén. A felületi rácsból adódó fázistolás a $\Delta\psi \ll 1$ feltétel teljesülése mellett:

$$\Delta\psi \approx 2 \cdot J_0(\Delta\psi) = 2 \cdot \frac{\sqrt{\eta_{vv}} - \sqrt{\eta_{vh}}}{\cos(\Delta\varphi)}. \quad (52)$$

Itt η_{vv} jelöli a diffraktált nyaláb függőlegesen (vertikálisan) polarizált részének hatásfokát függőlegesen polarizált kiolvasó nyaláb használata esetén. Az energia megmaradás miatt:

$$\eta_{vh} + \eta_{vv} = \eta_{\pm 1}, \quad \eta_{\text{anizotróp}} + \eta_{\text{felületi rács}} = \eta_{\pm 1} \quad (53)$$

Ahol $\eta_{\pm 1}$ jelöli a ± 1 . rend diffrakciós hatásfokát, $\eta_{\text{anizotróp}}$ és $\eta_{\text{felületi rács}}$ a diffrakciós hatásfok anizotrópiából és felületi rácsból adódó része. A teljes diffraktált hatásfoka a ± 1 . rendnek:

$$\eta_{\pm 1} = \left(\frac{\Delta\psi \cos(\Delta\varphi)}{2} + \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \right)^2 + \frac{\sin^2(\Delta\varphi)}{4}. \quad (54)$$

Az anizotrópiából adódó diffrakciós hatásfok:

$$\eta_{\text{anizotróp}} = \eta_{\pm 1}(\Delta\psi = 0) = \frac{\sin^2(\Delta\varphi)}{2}. \quad (55)$$

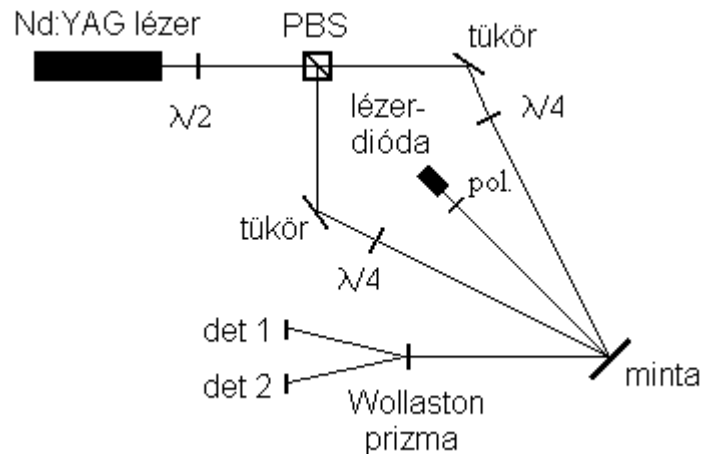
A felületi rácsból adódó diffrakciós hatásfok:

$$\eta_{\text{felületi rács}} = \eta_{\pm 1} - \eta_{\text{anizotróp}} = \left(\frac{\Delta\psi \cos(\Delta\varphi)}{2} + \frac{\sin(\Delta\varphi)}{2} \right)^2 - \frac{\sin^2(\Delta\varphi)}{4}. \quad (56)$$

A fenti kifejezéseket használtuk a diffrakció különböző forrásának megkülönböztetésére.

5.1 Kísérleti rendszer

Az 16. ábra mutatja az általam használt kísérleti elrendezést. A polarizációs hologramok létrehozásához egy frekvencia kétszerezett Nd:YAG lézert használtam. Az egyik cirkuláris polarizációjú nyaláb merőlegesen érkezett a mintára, a másik ortogonális polarizációjú nyaláb adott szöget zárt be vele. A Gauss nyalábok maximális intenzitása $4,5 \text{ W/cm}^2$ volt. A merőlegesen jövő nyalábot használtam törlésre. Kiolvasáshoz 670 nm hullámhosszú lézerdíódat alkalmaztam, amely vertikálisan polarizált nyalábú nyalábot bocsátott ki. A diffraktált nyalábot Wollaston prizmaival bontottam ortogonális polarizációjú összetevőkre, melyek hatásfokát (η_{vv} és η_{vh}) két detektorral mértem. A kísérletek során SiO_2 védőréteges és védőréteg nélküli $2 \mu\text{m}$ vastag amorf E1aP azobenzol poliészter viselkedését vizsgáltam, melyet reflexiós hordozóra vittek fel centrifugálással. A védőréteg vastagsága 200 nm körül volt.



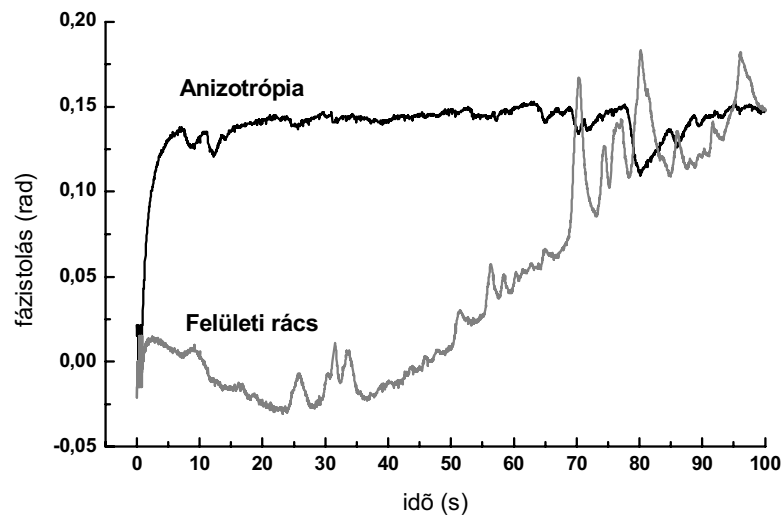
16. ábra

Polarizációs holografikus elrendezés a reflexiós minták méréséhez

5.2 Anizotróp és felületi rácsok

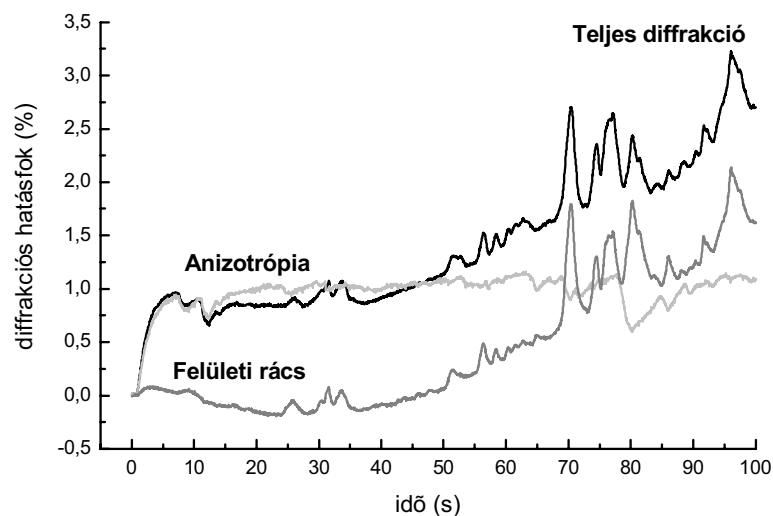
Az anizotróp és felületi rács következtében kialakuló fázistolást hosszú idejű holografikus expozíció során vizsgáltam védőréteges és védőréteg nélküli minták segítségével. Az (51) és (52) egyenletek segítségével fejeztem ki a különböző mértékű fázistolásokat, a belőlük adódó diffrakciós hatásfokot az (55) és (56) egyenletek segítségével számoltam ki.

A 17.-18. ábrák mutatják az anizotrópia és a felületi rács következtében kialakuló fázistolás időfüggését, valamint a belőlük számolt diffrakciós hatásfokot $2 \mu\text{m}$ vastag védőréteg nélküli reflexiós minta esetén. A 17.-18. ábrák alapján látható, hogy az anizotróp rács gyorsabban alakul ki, mint a felületi rács. A 18. ábra alapján látható, hogy a felületi rács okozza a hosszú idejű beírás ($t_{\text{exp}} > 100 \text{ sec}$) során létrejövő nagyobb mértékű diffrakciós hatásfokot.



17. ábra

Az anizotrópia és a felületi rács következtében kialakuló fázistolás a beirási idő függvényében ($2\ \mu\text{m}$ vastag védőréteg nélküli reflexiós minta esetén, $I_{\text{max}} = 4,5\ \text{W}/\text{cm}^2$)

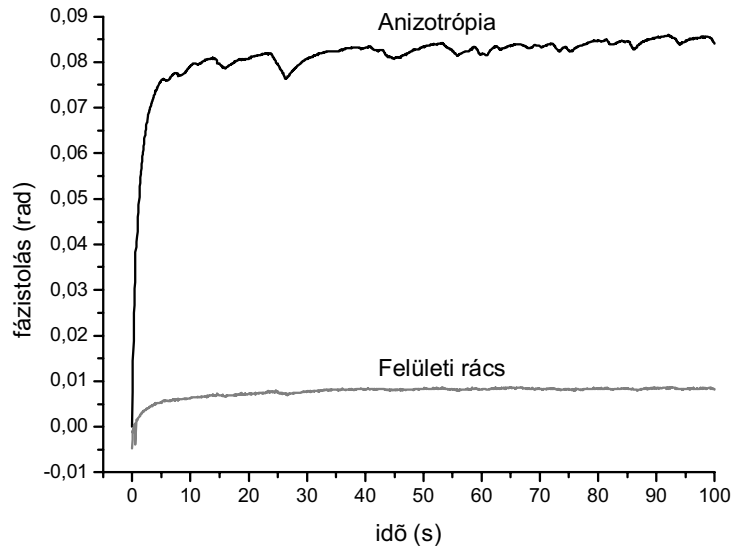


18. ábra

Az anizotrópiából és a felületi rácsból származó diffrakciós hatásfok ($2\ \mu\text{m}$ vastag védőréteg nélküli reflexiós minta esetén, $I_{\text{max}} = 4,5\ \text{W}/\text{cm}^2$)

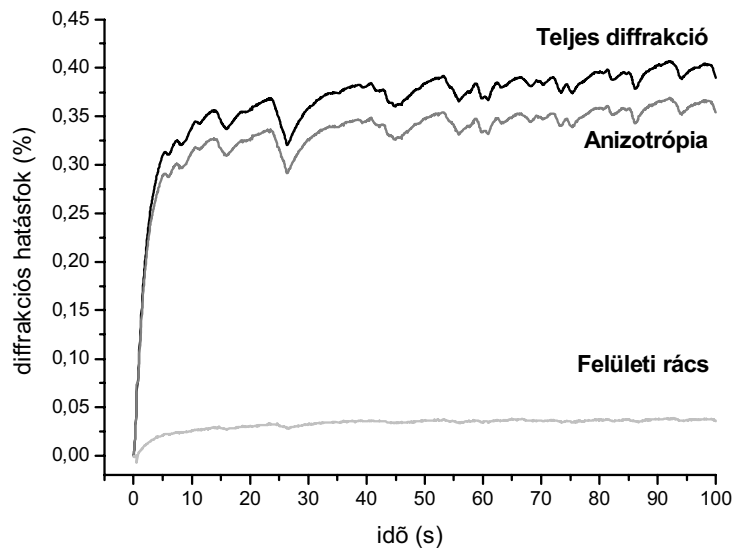
Vizsgáltam a kemény védőréteg (SiO_2 vagy UV fényre keményedő film) hatását a felületi rács keletkezésére azobenzol poliészterben. A védőréteg alkalmazása azért célszerű, mert megvédi a puha polimer réteget az olyan fizikai és kémiai hatásoktól, mint a karc vagy az oldószer. A védőréteges mintán végzett az előbbiekhez hasonló mérések eredményeit a 19. és a 20. ábra mutatja. Látható, hogy a kemény védőréteg nagyrészt megakadályozza a felületi rács létrejöttét, tehát a védőréteg nélküli mintákhoz képest csak elhanyagolható mértékben alakul

az ki. Összehasonlítva a védőréteges és védőréteg nélküli minták eredményeit (18. és 20. ábrák) megállapítható, hogy a hosszú idejű beírás során létrejövő viszonylag nagy diffrakciós hatások nagyrészt a felületi rács okozza.



19. ábra

A fázistolás keletkezése az anizotrópia és a felületi rács következtében a beírási idő függvényében (védőréteges reflexiós minta (SiO_2), $I_{\text{max}} = 4,5 \text{ W/cm}^2$)



20. ábra

Az anizotrópiából és a felületi rácsból származó diffrakciós hatásfok (védőréteges reflexiós minta (SiO_2), $I_{\text{max}} = 4,5 \text{ W/cm}^2$)

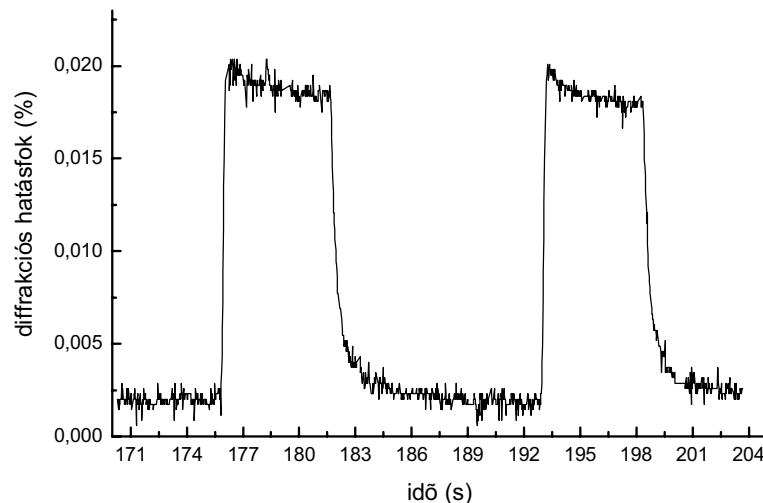
Összehasonlítva a maximális fázistolásokat és diffrakciós hatásfokokat (17. -19. ábra, illetve 18. -20. ábra) megállapítható, hogy a védőréteg hatására csökkennek a maximális értékek. A védőréteg nélküli minták esetén, ahol jelentős mértékű

felületi rács keletkezett, az anizotrópiából eredő maximális fázistolás és diffrakciós hatások is nagyobb, mint a védőréteges minta esetén.

5.3 Olvasás és törlés a beíró nyalábok segítségével

Polarizációs holografikus írási és törlési ciklusokat végeztem rövid expozíciók segítségével ($t_{\text{exp}} = 200$ ms), amiket 10 s hosszú törlési folyamatok követtek, mialatt a kiolvasáshoz vörös fényű dióda lézert használtam. A rövid expozíciós idő a holografikus memória rendszer írási sebességéből adódott, ahol nagyságrendileg ilyen beírási időt alkalmaznak. Ezen kísérletek célja az volt, hogy demonstráljam a beíró hullámhossz alkalmazhatóságát törlésre, és megmutassam, hogy a törlés után nincs visszamaradó károsodás a tároló anyagban, tehát alkalmas marad hologram rögzítésre többszöri írási-törlési eljárás után.

Ugyanazt a cirkulárisan polarizált, a mintára merőleges referencia nyalábot használtam törléshez, mint beíráshoz, csak törléskor a tárgy nyalábot nem engedtem a mintára. A törlési intenzitás így fele volt a beíró intenzitásnak. Kiolvasáshoz lineárisan polarizált fényű 670 nm hullámhosszú lézerdíódat alkalmaztam. A 21. ábrán két tipikus írási-törlési ciklus időbeli lefolyása látható. Húsz ciklus után az elért maximális diffrakciós hatások szórása 3% körül volt. Az eredmények tehát azt mutatják, hogy az amorf azobenzol poliészter alkalmas lehet újírható optikai adattároló céljára.



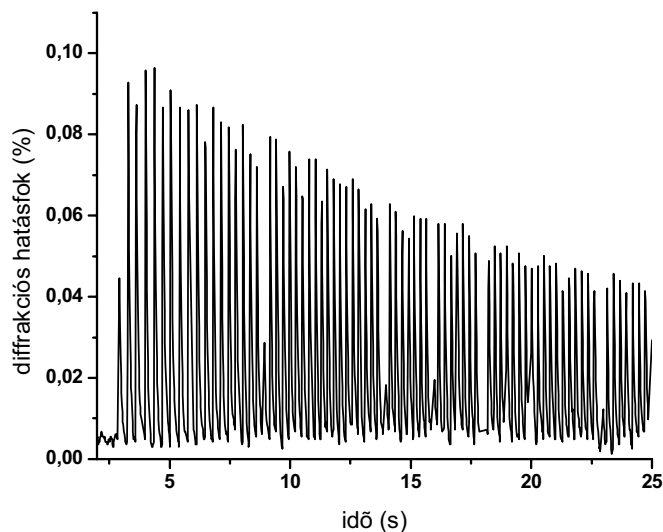
21. ábra

Írási, törlési ciklusok (2 μm vastag védőréteges tükrös minta),
 $I_{\text{írási}} = 4,5 \text{ W/cm}^2$, $I_{\text{törlési}} = 2,25 \text{ W/cm}^2$

Vizsgáltam a beíró hullámhossz alkalmazhatóságát kiolvasásra rövid idejű impulzusok segítségével. Egy hullámhossz alkalmazása egyszerűsíti az adattároló rendszer optikai elrendezést. Fontos tudni, hányszor lehet egy hologramot kiolvasni anélkül, hogy teljesen kitörlődne. 200 ms hosszú expozíció alkalmazása

után 0,1% hatásfokú hologram jött létre, melyet többször 10 ms ideig megvilágítva kiolvastam a cirkulárisan poláros referencia nyaláb segítségével.

A 22. ábra mutatja a megismételt kiolvasások eredményét. Néhány kiolvasási csúcs nem teljes, mert a mérési adatok digitalizálási sebessége nem volt elegendő a kiolvasás tökéletes követéséhez. 60-80 kiolvasás 50%-os csökkenést okozott a hologram diffrakciós hatásfokában. A kiolvasási szám nyilvánvalóan növelhető, ha csökkentjük a kiolvasó nyaláb intenzitását olyan mértékben, amit még a detektor, és a jel-zaj viszony megenged.



22. ábra

Megismételt kiolvasások egyik beíró nyaláb segítségével,
2 μm vastag SiO_2 védőréteges transzmissziós minta, $I_{\text{olvasás}} = 2,55 \text{ W/cm}^2$

6. Fényszórási tulajdonságok

Az optikai adattároló anyagok fényszóró tulajdonságai [79,80] különösen fontosak, mert optikai tulajdonságaik korlátozzhatják alkalmazhatóságukat. Ez a tulajdonság még nagyobb jelentőséggel bír a holografikus adattároló anyagok esetén [81], ahol a diffrakciós hatásfok meg kell haladja a szórt fény hatásfokát a megfelelő jel-zaj viszony érdekében. Egy hasznos módszer a jellemzésre a szórt fény teljesítményének szög szerinti mérése osztva a detektor térszögével és a tesztelő nyaláb teljesítményével (lásd később (57) kifejezés). Ezen mérések során nyert szórás eloszlás függvény (Bidirectional Scattering Distribution Function - BSDF) fontos jellemzője az adattároló anyagoknak [82]. Egyrészt egy nagyon jó alap az anyagok összehasonlítására, másrészt általa lehetőség nyílik az azobenzol oldalláncú folyadékkristályos poliészter vékonyrétegek tömbi felépítésének vizsgálatára.

A mérések célja az volt, hogy jellemezzük a holografikus adattárolásra kifejlesztett vékony azobenzol oldalláncú poliészter rétegek fényszóró tulajdonságát. Ezek az anyagok polarizált fény elnyelése közben lokálisan

kettőtörővé válnak, így polarizációs hologramok rögzítésére alkalmasak. Különleges abszorpciós tulajdonságaik miatt jellemzően kék és zöld hullámhossz tartományban érzékenyek, de nem érzékenyek pirosban, ami lehetőséget ad arra, hogy kiolvasáshoz olyan hullámhosszú fényt alkalmazzanak, mely nem okoz hologram törlődést. Különböző kémiai összetételük következtében ezek az anyagok folyadékkristályos [64,67] vagy amorf állagúak lehetnek [6,8]. Több kísérletet végeztünk mindkét fajta polimeren, hogy meghatározzuk BSDF függvényük tulajdonságait. Először az abszolút eredmények összehasonlító vizsgálatát mutatom be.

A szórt fény polarizációja nagy jelentőséggel bír a polarizációs holografikus adattároló anyagok esetében. A szórt fény párhuzamos és ortogonális (ellentétes) összetevőket tartalmaz a vizsgáló nyaláb polarizációjához képest. Mivel a polarizációs hologramon diffraktált nyaláb polarizációja ortogonális a kiolvasó nyalábhöz képest, a szórt fény ortogonális összetevője csökkenti a jel-zaj viszonyt. A polarizáció függő BSDF függvény megismerése szükséges a minimális diffrakciós határfok becsléséhez és ezen keresztül a minimális expozíciós idő és maximális írási sebesség meghatározásához.

Polarizációs mikroszkóp segítségével vizsgáltam a tároló anyagok struktúráját. A folyadékkristályos poliészter doméneket tartalmaz, melyek fő forrásai a fényszórásnak. A jelenség leírására egyszerű modellt alkottam, mely a doméneket diffraktáló réseknek tekinti, így a véletlenszerűen elhelyezkedő doméneken szóródó fény a réseken diffraktált fényt eljlesztmény inkoherens összegének tekinthető. A fényszórási szögeloszlásokhoz adott méretű rés diffrakciós függvényét illesztve megbecsülhető a doménméretek alsó határa. Egy másik lehetséges módszer a karakterisztikus doménméret meghatározására a polarizációs mikroszkóppal készült képek Fourier transzformációja.

6.1 Összehasonlító fényszórási kísérletek

A BSDF függvény mérési protokollja szerint a fényszórást mérő rendszer háttérzaját meg kell határozni, ez ugyanis additív elemként minden minta vizsgálat eredményében benne van. A háttér zaj mérése egy kalibrálás, melyet minta nélkül végeznek el. Ez a zaj a mérő rendszerre jellemző, és a benne levő optikai elemeken és egyéb határoló felületeken szóródó fény eredményeképpen jön létre. A különböző helyen végzett BSDF mérések összehasonlíthatósága érdekében ezt a háttér zajt le kell vonni a minták mérései után. Mivel mi a poliészter réteg fényszórását akartuk meghatározni, ezért a háttér zajon kívül levontuk az üveghordozó fényszórását is.

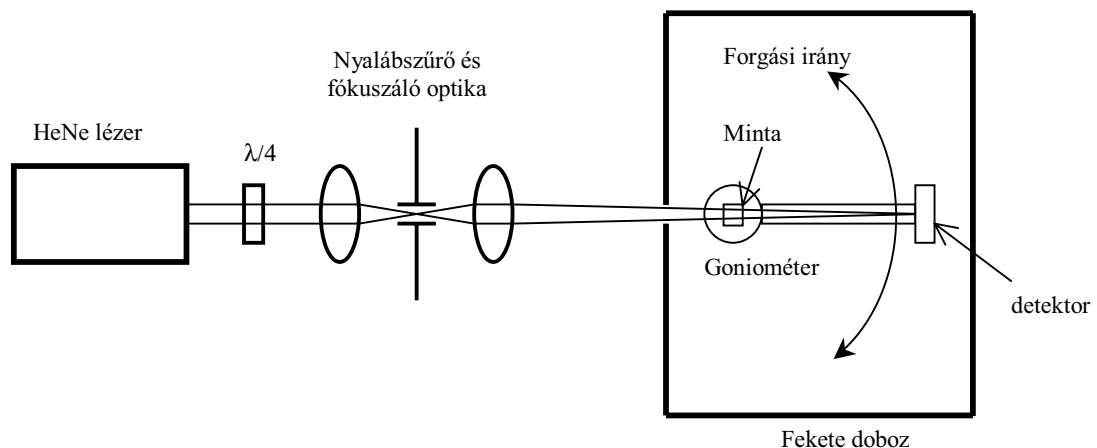
A mért adatokból a teljes BSDF érték kiszámítása a következő kifejezés segítségével történt [82]:

$$\text{BSDF}(\varphi) = \frac{P_{\text{szórás}}(\varphi)}{P_{\text{bejöv}} \Omega_{\text{detektor}}} \quad (57)$$

ahol φ jelenti a beeső és a szórt nyaláb közti szöget, $P_{\text{szórás}}$ a φ szögben szórt fény teljesítménye, melyet az Ω_{detektor} térszögű detektor mér, $P_{\text{bejöv}}$ pedig a mintára

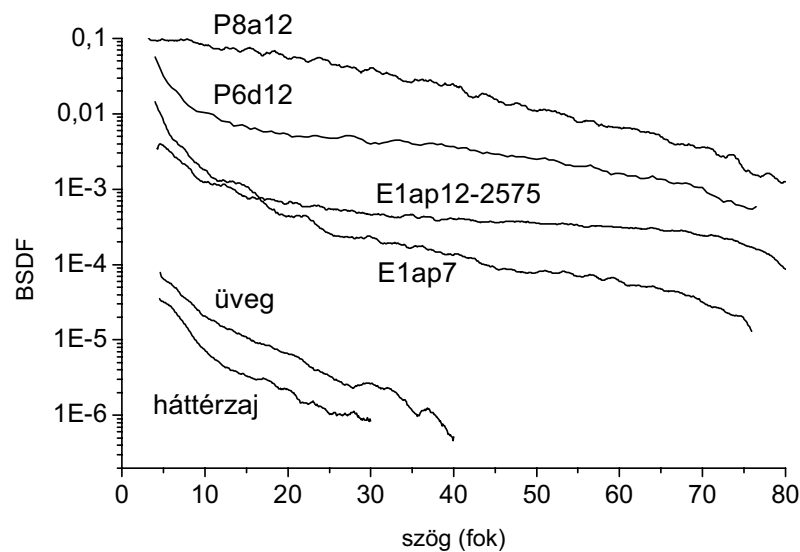
beeső nyaláb teljesítménye. Stover és társai [82] azt is figyelembe veszik a BSDF kifejezésénél, hogy a szóró centrum térszöge $\cos\varphi$ -vel csökken, ezért ők beszorozzák a fenti kifejezést $1/\cos\varphi$ faktorial. Esetünkben azonban ez a bővítés nem indokolt, ugyanis semmi nem indokolja annak használatát.

A 23. ábra mutatja a fényszórás mérő rendszert, melynek lényegi része egy belülről fekete dobozban van. Van benne egy 4000 lépés/fok felbontású goniométer, melynek forgási középpontjában van rögzítve a transzmissziós minta. A goniométer 485 mm hosszú mozgó karjának végén helyezkedik el 0,1 pW zaj egyenértékű detektor. A mintát $\lambda = 632,8$ nm hullámhosszú HeNe lézer, $P = 40$ mW teljesítményű nyalábjá világította meg a dobozon levő lyukon keresztül. Ezen a hullámhosszon a vizsgált polimer elnyelése elhanyagolható, ezért nem jön benne létre semmilyen optikai vagy szerkezeti változás. Nyalábszűrő és fókuszáló elemeket használtam annak érdekében, hogy lecsökkentsem a nyaláb átmérőjét ($d = 0,63$ mm) a detektor síkjában, így minimalizálva a háttérzaj értékét. A mintán áthaladó nyaláb foltjának átmérője 1,32 mm volt. A mintára beeső nyaláb polarizációját $\lambda/4$ -es lemez segítségével tettem cirkulárisra. A detektoron 2 mm átmérőjű apertúra volt a látószög csökkentés érdekében valamint egy spektrális szűrő, mely csökkentette rendszer a zaját. A goniométer mozgását és az adatgyűjtést számítógép vezérelte.



23. ábra
Fényszórás mérő rendszer

Különböző folyadékkristályos (P6a12, P6d12, P6f12, P6g12, P8a12) és amorf (E1aP, E1aP(25)12(75)) azobenzol poliészter minták fényszórását vizsgáltam. A polimer rétegeket centrifugálással vitték fel az üveghordozóra, így felületük sima volt, vastagságuk pedig 0,5 és 2 μm közötti. A 24. ábra mutatja a rendszer háttérzaját, az üveghordozó és különböző polimer rétegek fényszórását különböző szögek esetén.

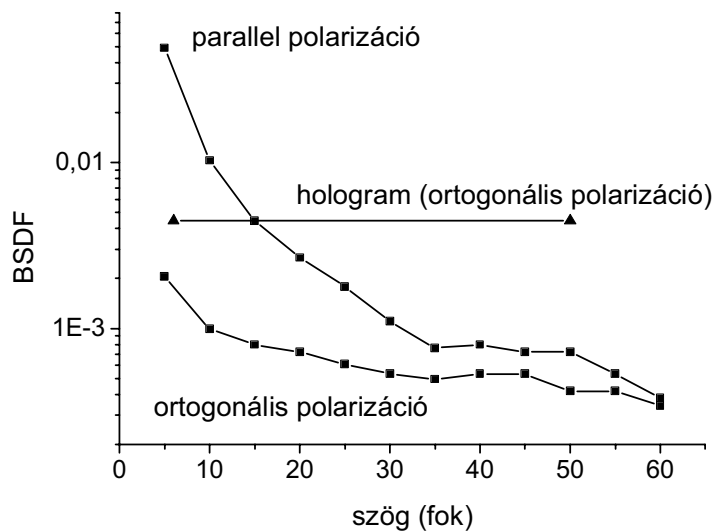


24. ábra
Különböző polimerek fényszórásának szög szerinti eloszlása

A fenti ábrán látható, hogy a rendszer háttérzaja és az üveg hordozó fényszórása megfelelően alacsony, nagyobb szögeknél nem is volt értelme megmérni őket, mert értéküket korlátozta a detektor zaj egyenérték teljesítménye. Összehasonlítva a különböző polimer rétegek fényszórását, megállapítható, hogy a folyadékkristályos poliészter rétegek fényszórása lényegesen nagyobb, mint az amorf poliésztereké. Azonos felületi minőséget feltételezve belátható, hogy a domináns fényszórás a doménekből adódik, nem pedig a felületről.

6.2 Polarizációfüggő fényszórás

Polarizációs hologramok kiolvasásánál a szórt fény polarizációja fontossá válik. Ha ortogonálisan cirkulárisan polarizált nyalábokkal rögzítünk polarizációs hologramot és azt cirkulárisan poláros nyalábbal rekonstruáljuk, a diffraktált nyaláb polarizációja ortogonális lesz a kiolvasó nyalábhoz képest [71]. Nyilvánvaló tehát, hogy a szórt fény polarizációja lényeges tényező. Ha polarizációja ortogonális a hologram polarizációjára, a szórt fény kiszűrhető $\lambda/4$ -es lemez és polarizátor segítségével. Ha a szórt fény polarizációja megegyezik a hologram polarizációjával, a szórt fény hatása csökkenti a jel-zaj viszonyt. Vizsgáltam a szórt fény polarizációját amorf E1aP és folyadékkristályos P8a12 poliészter minták esetén egyaránt. A beeső nyaláb cirkulárisan polarizált volt. A detektor előtt egy $\lambda/4$ -es lemezt és egy polarizátort helyeztem el. Minden egyes mintán két mérési sorozatot hajtottam végre. Mértém a szórt fény szög szerinti eloszlását a beesővel megegyező és azzal ellentétes polarizációs irányban. A 25. ábra mutatja az amorf E1aP mintán mért eredményeket.

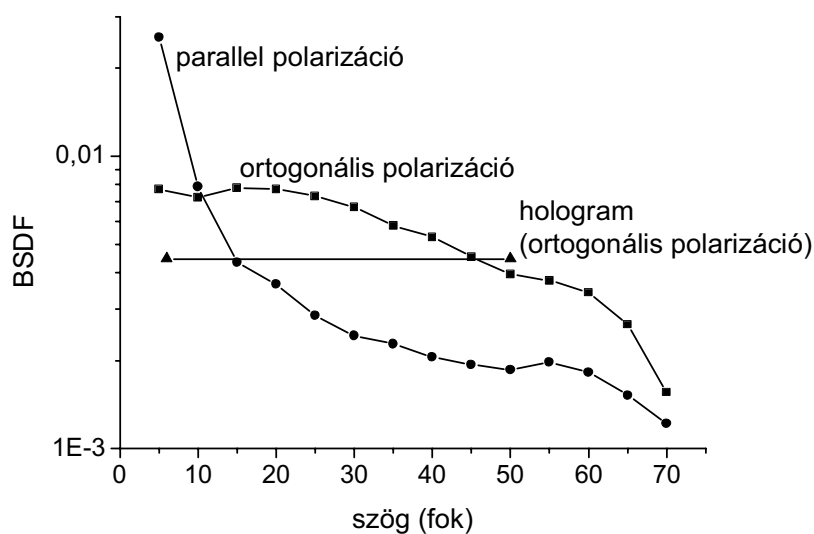


25. ábra

A kiolvasó nyalábbal megegyező és vele ellentétes polarizációjú szórt fény szög szerinti eloszlása viszonyítva 1% hatásfokú hologramhoz, amorf E1aP

A holografikus memória kártya rendszerben [1] az optikai tengellyel $\pm 6-50^\circ$ szöget bezáró tárgynyalábokat alkalmazunk a hologramok rögzítéséhez. A referencia nyaláb az optikai tengely mentén halad, ezért számára van fenntartva $\pm 6^\circ$ szögtartomány. A rögzített hologramok hatásfoka 1% körül van. Ha feltételezünk egy ilyen hologram hatásfokot a $\pm 6-50^\circ$ térszög tartományban egyenletesen izotróp módon elosztva, kiszámolhatjuk az egységnyi térszögre eső diffrakciós hatásfokot, mely egyenletes eloszlás esetén állandó minden diffrakciós szögnél. A közelítés érvényessége kielégítő olyan vékony hologramoknál, amiket mi hozunk létre (0,5-2 μm).

A fent számolt értékek összevethetők a fényszórási BSDF értékkel. Tulajdonképpen ezen hologram jellemző nagyobb kell legyen a tároló anyagról jövő szórt fény ortogonális polarizációjú összetevőjénél ahhoz, hogy kiolvasható hologramot kapjunk. A fenti 25. ábra alapján kiszámolható a hologram jel-zaj viszonya is a szög függvényében. Látható, hogy szórt fény ortogonális polarizációjú része jelentősen kisebb, mint a párhuzamos polarizációjú része, még kis szögek esetén is, ezért érdemes polarizációs elemeket ($\lambda/4$ -es lemezt és polarizátort) alkalmazni a szórt fény kiszűréséhez kiolvasáskor. A 26. ábrán láthatók a folyadékkristályos P8a12 mintán mért eredmények.



26. ábra

A kiolvadó nyalábbal megegyező és vele ellentétes polarizációjú szórt fény szög szerinti eloszlása viszonyítva 1% hatásfokú hologramhoz, folyadékkristályos P8a12

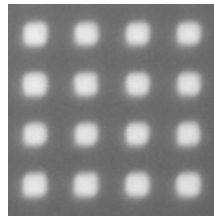
Az 26. ábrán látható, hogy a szórt fény ortogonális polarizációjú összetevője lényegesen nagyobb, mint párhuzamos polarizációjú része, ezért nem tudunk alkalmazni polarizációs eszközöket a szórt fény kiszűrésére. Mivel folyadékkristályos polimer mintáknál a szórt fény intenzitása viszonylag nagy, az egyedüli módszer a kiolvasható hologram eléréséhez a diffrakció hatásfokának oly mértékű növelése, amely a fényszórás hatásfokát meghaladja.

6.3 Doménméret meghatározása

A 24. ábrán látható fényszórási eredmények vizsgálata közben megfigyelhetjük, hogy a folyadékkristályos poliészter minták fényszórása egymástól eltér. Feltételezhető, hogy az átlagos domén méret és a fényszórási tulajdonságok között összefüggés van. A folyadékkristályos mintákban levő domének méretének becslésére két módszert alkalmaztam. Polarizációs mikroszkóp segítségével vizsgáltam a mintákat, és a vele készült képek Fourier transzformálásával megállapítottam a domének méretét. A másik megközelítési módszer a domén méret becslésére elméleti görbék illesztése a fényszórási eredményekre. Egy doménen belül az optikai jellemzők megegyeznek, tehát a domén direktora egy adott irányba mutat, ami azt jelenti, hogy a molekulák orientációja nagyjából megegyezik, tehát lokálisan az anyag anizotróp, de mivel a domének orientációja véletlenszerű, ezért az anyag egészében véve izotróp.

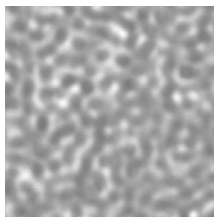
Több képet készítettem polarizációs mikroszkóp segítségével a folyadékkristályos mintákról, hogy tanulmányozzam domének struktúráját. 1000* nagyításnál lehetett a doméneket láthatóvá tenni. A mikroszkóppal történő doménméret meghatározás céljából kalibrációt végeztem. Ezért egy amplitúdó maszkot

alkalmaztam, ami $2 \times 2 \mu\text{m}$ nagyságú négyzeteket tartalmazott. A legnagyobb nagyításnál a négyzetek leképezése nem volt tökéletes, ami nyilvánvalóan a négyzetmérettel összehasonlítható fényhullámhossz miatt volt. A mikroszkóp objektívjének fókuszoltja ebben a mérés határban $0,61 \mu\text{m}$. Ennek ellenére a maszk kielégítően működött skálaként a domén mérettel történő összehasonlításban egyforma nagyításoknál. Az 27. ábra mutatja a $2 \times 2 \mu\text{m}$ -es négyzeteket tartalmazó amplitúdó maszkot. Az 28.-31. ábrák mutatják a különböző folyadékkristályos poliészterek doméneit ábrázoló mikroszkópos felvételeket. Összehasonlítva a képeket a skálaként funkcionáló maszkkal, megállapítható, hogy az átlagos domén méret $0,5$ és $1 \mu\text{m}$ között van.

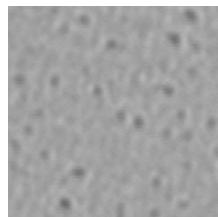


27. ábra

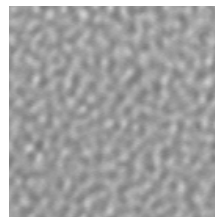
Amplitúdó maszk $2 \times 2 \mu\text{m}$ négyzettel



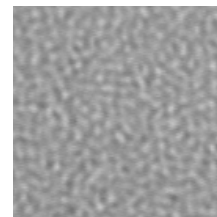
28. ábra
P8a12



29. ábra
P6a12



30. ábra
P6g12

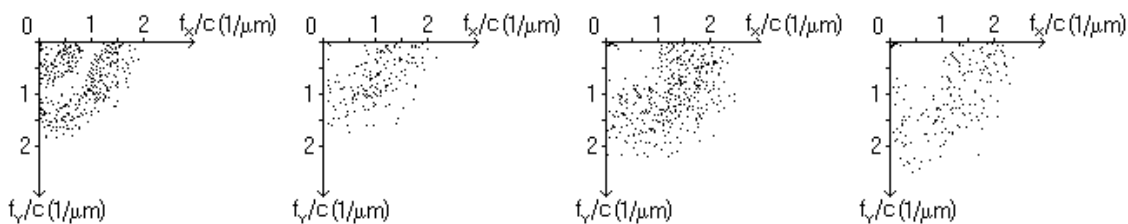


31. ábra
P6f12

28.-31. ábrák,

Különböző folyadékkristályos poliészter
vékonyrétegek domén szerkezete

A mikroszkóppal készült képeket megfelelő szoftverrel dolgoztam fel. Először gyors Fourier transzformációt (fast Fourier transformation – FFT) alkalmaztam, hogy lássam, van-e karakterisztikus doménméret eloszlás. Ezután fekete-fehér képpé konvertáltam a képeket, hogy kiemeljem az eloszlás jellemző részét. A 32.-35. ábrák egy negyedét mutatják az így kapott képeknek. Látható, hogy mindegyik mintának tipikus doménméret eloszlása van.



32. ábra
P8a12

33. ábra
P6a12

34. ábra
P6g12

35. ábra
P6f12

32.-35. ábrák

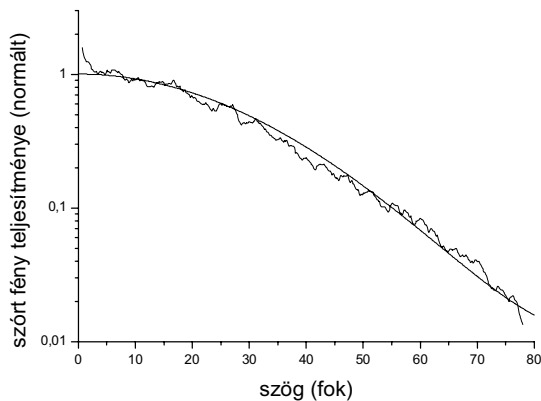
A folyadékkristályos minták képeinek Fourier transzformáltja fekete-fehérré alakítva. f_x/c és f_y/c Fourier térbeli egységek, ahol c állandó. Az egységek reciproka adja meg a valós térbeli méreteket

A Fourier transzformált képből történő doménméret becslés érdekében egy sor mesterséges rácsos képet készítettem különböző rácsállandóval. Ezek Fourier transzformálása éles eloszlást eredményezett a Fourier térben. Ezek a rácsos képek és az ő FFT képük egy függvényt eredményeztek, mellyel a Fourier térbeli eloszlás sugarából vissza tudtam számolni a valós térbeli domén méretet. A Fourier transzformáció miatt egy hiperbolikus görbét kaptam, ezért az $x=c/f_x$ függvény tökéletesen illeszkedett rá, ahol „ c ” az illesztési paraméter. Az 32.-35. ábrákról leolvasható a doménméret, mely az f_x/c egység reciproka. A későbbi 3. táblázat mutatja az eredményeket. Ez a számolási módszer egy domén intervallumot adott minden folyadékkristályos poliészterfajta esetén.

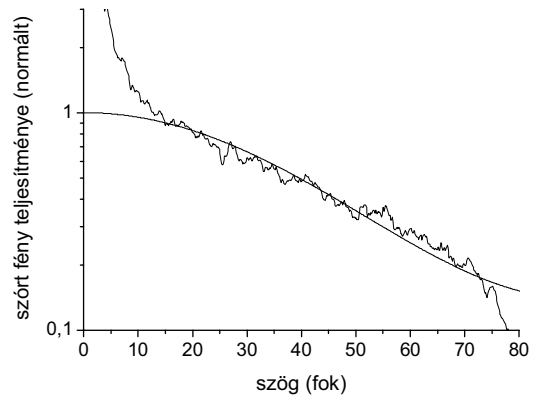
A doménméreteket megbecsültem a fényszórás eredményeiből is. Polarizációs mikroszkóppal készült felvételek alapján megállapítható, hogy a domének véletlenszerűen elhelyezkedő „férgszerű” képződmények. A férgek szélessége egy képen belül hasonló. A fényszórás modellezésére egy egyszerű elmélet alkottam, mely a doméneket réseknek tekinti, ezek átmérője a férgek átlagos szélességével egyezik meg. A rés távlati, Fraunhofer diffrakciós intenzitás eloszlása a diffrakciós szög függvényében a következőképpen adható meg [20]:

$$I_{\text{slit}} = I_0 \frac{\sin^2 \left(d \cdot \frac{\sin(\varphi) \cdot \pi}{\lambda} \right)}{\left(d \cdot \frac{\sin(\varphi) \cdot \pi}{\lambda} \right)^2} \quad (58)$$

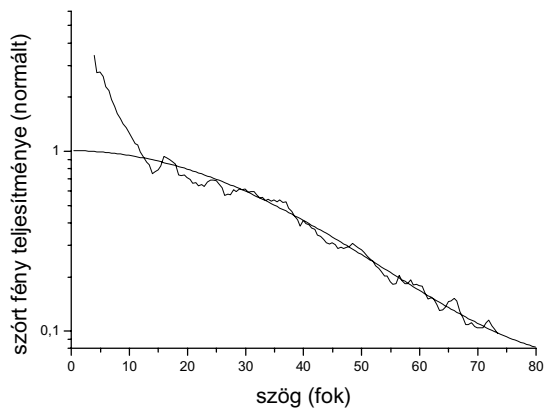
ahol „ φ ” a diffrakciós szög, „ λ ” a hullámhossz, „ d ” a rés átmérője. „ I_0 ” a forráserősség, ami arányos a bemenő teljesítménnyel és a rés átmérőjével. A szórt fény intenzitása a fentiek alapján a véletlenszerűen elhelyezkedő réseken diffraktálódó fény intenzitásának inkohérens összege. A folyadékkristályos poliészterek fényszórási méréseiből kapott BSDF görbéihez illesztve a rés diffrakciós függvényét, adott átmérő esetén meghatározható a folyadékkristályos polimerekben levő átlagos doménméret. A modell használatával megfelelő illeszkedés érhető el, és segítségével megbecsülhető a doménméret. A 36.-39. ábrák mutatják a mért és a számolt szórási függvényeket különböző folyadékkristályos polimer minták esetén.



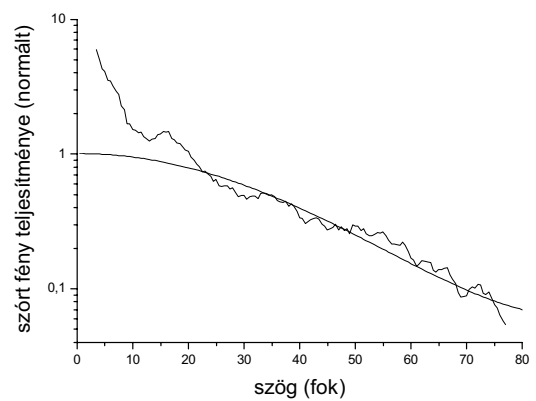
36. ábra
P8a12



37. ábra
P6a12



38. ábra
P6g12



39. ábra
P6f12

36.-39. ábrák

Különböző folyadékkristályos poliészterek fényszórása és a hozzájuk illesztett rés diffrakciós függvények

A fent leírt modell számításait használva látható, hogy az illeszkedés megfelelő a $\pm 10-80^\circ$ -os szögtartományban. Az illesztési tapasztalatokból azt sejttem, hogy két fő csoport felelős a fényszórásért. Az első csoport a $0,4-0,6 \mu\text{m}$ mérettartományú domének, amelyek jelentős fényszórást okoznak a $10-80^\circ$ szögtartományban. A második csoport a $10 \mu\text{m}$ -es mérettartományban levő lokális hibák, inhomogenitások, ezek okozzák a nagy előre szóródást a $0-10^\circ$ szögtartományban. A 3. táblázat mutatja a rés modellel számított eredmények összehasonlítását a mikroszkopikus képek Fourier transzformálásából kapott eredményekkel.

Poliészter	$d_{\text{szórás}} (\mu\text{m})$	$d_{\text{Fourier}} (\mu\text{m})$
P6a12	0,42-0,45	0,46-0,9
P6f12	0,48-0,51	0,5-0,9
P6g12	0,48-0,5	0,48-1;
P8a12	0,56-0,58	0,56-1 és 1,4-2,8*

*P8a12 polimernek két karakterisztikus gyűrűje van a Fourier spektrumában

3. táblázat

A fényszórási mérésekből és a mikroszkopikus képek Fourier transzformációjából kapott domén méretek összehasonlítása

A 3. táblázatot tanulmányozva látható, hogy a fényszórási mérésekből nyert becslések a domén méretek alsó korlátait határozzák meg. Noha a doménméret a rétegvastagsággal azonos nagyságrendű, a réteget vékonynak tekintem a diffrakciós modellben. Ez a közelítés azzal magyarázható, hogy a réteg felosztható olyan alrétegekre, ahol a diffrakció a Raman-Nath tartományban történik [83]. Mivel ebben a tartományban a kis szögű előre szórás határfoka sokkal nagyobb, mint a nagy szögű szórásé, ezért a modell kiterjeszhető több alrétegre, mindaddig, amíg a nagy szögű szórás határfoka elhanyagolható a kis szögű szóráshoz képest. A kísérleti eredmények alátámasztják ezt a kiterjesztést, hiszen a résmoell egyformán jól működik a 0,5-2 μm vastagságú tartományban.

7. Tulajdonságok 407 nm hullámhosszon

Az optikai adattárolásban ismert tény, hogy az adatsűrűség növelésére az egyik eszköz az alkalmazott fény hullámhosszának csökkentése. Ennek oka az, hogy alacsonyabb hullámhosszon kisebb a diffrakciós folt nagysága, ami kisebb bitméretet eredményez. A kék fényű lézerciódák megjelenésével elérhetővé vált egy olcsó, kompakt, kis méretű fényforrás, ami az optikai adattárolók következő generációjában fontos szerepet fog játszani. Mivel az azobenzol oldalláncú poliészter viselkedése erősen hullámhosszfüggő, gondoljunk csak az abszorpciós spektrumának összetett tulajdonságaira, ezért különösen érdekes lehet, hogyan viselkedik 400 nm körüli hullámhosszon, ahol fokozott elnyelést mutat. Az anyag viselkedésének tanulmányozására célszerű az érzékenység meghatározása. A hullámhossz csökkentése mellett másik kapacitásnövelő eszköz a multiplexelés. A holografikus tároló anyag multiplexelhetőségét általában az $M\#$ adja meg. Az érzékenységhez hasonlóan ez is jellemzi a tároló anyagot, ezért ezt is célszerű megvizsgálni rövid hullámhosszon. Mivel a jelenlegi holografikus memória kártya rendszer 532 nm hullámhosszt használ rögzítésre, ezért összehasonlító méréseket végeztem 407 nm és 532 nm hullámhosszakon az $M\#$ és az érzékenység meghatározására.

A kísérleti rendszer 16. ábrán felvázolt polarizációs holografikus elrendezéshez hasonló volt, melyben tárgy és referencia síkhullámokkal hoztam létre hologramot. A különbség csak az volt, hogy a diffraktált nyaláb teljesítményét közvetlenül mértem a detektorral, és más lézereket alkalmaztam. A fényforrás egyrészt egy Kr^+ lézer volt, melynek 407 nm-es vonalát használtam és

frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer 532 nm-es hullámhosszal. Az érzékenység és az M# meghatározásához a diffrakciós hatások időfüggő változását vizsgáltam beírás közben, ennek érdekében kiolvasáshoz nem elnyelődő piros fényt alkalmaztam, melynek segítségével a holografikus diffrakciót a beírás során valós időben mértem. Kiolvasó fényforrásnak 633 nm hullámhosszú HeNe lézert használtam. A mérések során transzmissziós és reflexiós hordozóra felvitt amorf poliésztereket (E1aP és E1aP(25)12(75)) vizsgáltam.

7.1 Érzékenység

Céлом az volt, hogy meghatározzam a tároló anyag érzékenységét a vastagsággal történő normálás nélkül. Ezt a mérőszámot ugyanis jobban lehet használni különböző tároló anyagok összevetésére, hiszen a legtöbb anyag eltérő vastagságban érhető el. Az érzékenység (3) kifejezésben említett definícióját alkalmaztam kissé átalakítva:

$$S' = \frac{1}{I} \left. \frac{d\sqrt{\eta}}{dt} \right|_{t=0} \quad (59)$$

Ennek elsősorban számítási okai voltak, ugyanis a hatások négyzetgyökének időfüggéséből egyszerűen kiszámolható az érzékenység. A függvény kezdeti meredekségét kell meghatározni, mely a mérési adatokra lineáris függvényt illesztve könnyen megadható, majd ezt osztani a beíró intenzitással. Az. 4. táblázat mutatja a különböző transzmissziós és reflexiós minták érzékenységi adatait.

Polimer típus és vastagság / hullámhossz		S' [] 407 nm	532 nm
Transzmissziós	E1aP, d = 0,9 μm	0,21-0,22	0,016-0,025
	E1aP/12, d = 1,4 μm	0,21-0,22	0,025-0,038
Reflexiós	E1aP, d = 1 μm	0,12-0,14	0,045-0,068
	E1aP/12, d = 1 μm	0,18-0,22	0,048-0,055

4. táblázat

Különböző polimer fajták érzékenysége 407 és 532 nm-en („d” a vastagság)

A fenti táblázatból látható, hogy az azobenzol oldalláncú poliészter érzékenysége 407 nm-en sokkal nagyobb mint 532 nm-en, az arányuk 3 és 14 között van a polimerfajta és a vastagság függvényében. A megnövelt érzékenységnek nyilvánvaló következménye a rövidebb expozíciós idő, emiatt a nagyobb beírási sebesség.

7.2 M#

Két módszer létezik, mellyel meghatározható a multiplexelhetőséget jellemző M# [42]. A direkt módszerben nagyszámú (M) hologramot multiplexelnek megfelelő exponálási menetrend szerint úgy, hogy a keletkezett hologramok egyforma „η”

hatásfokúak legyenek. Nyilvánvalóan az első hologramot kell a leghosszabb ideig beírni, mert a későbbi expozíciók törlik azt, az utolsó hologram expozíciós ideje pedig a legrövidebb. Végeredményben az $M\#$ a hologram hatásfok négyzetgyöke és az M multiplexelési szám reciproka közötti arányossági tényező.

$$\sqrt{\eta} = M\# \cdot \frac{1}{M} \quad (60)$$

Ez a módszer sokszor elég nehézkes, hiszen nagy M esetén az expozíciós menetrend felállítása önmagában is bonyolult eljárás, esetünkben ráadásul nem lehetett szó nagyszámú hologram multiplexeléséről, hiszen a tároló anyag vékony. Korábbi tapasztalataink alapján maximum tíz hologramot lehet egy helyre rögzíteni úgy, hogy a mintát az expozíciók közt elforgatjuk.

Létezik az $M\#$ -nak egy közvetett mérési módszere, melyet Mok és társai írtak le és az előző közvetlen módszerrel történő összehasonlítással kísérletileg bizonyítottak [42]. Az eljárás azon a kísérleti tapasztalaton alapul, hogy a hologram hatásfokának négyzetgyöke beírás során az $A_0[1-\exp(-t/\tau_{\text{írás}})]$ függvény szerint növekszik. Ez a függvény a kezdeti időpillanatban az $A_0 t/\tau_{\text{írás}}$ kifejezéssel közelíthető. Törléskor a hologram hatásfokának négyzetgyöke az $\exp(-t/\tau_{\text{törlés}})$ kifejezés szerint exponenciálisan csökken. A_0 a hologram maximális hatásfokának a négyzetgyöke, $\tau_{\text{írás}}$ és $\tau_{\text{törlés}}$ az írási és a törlési időállandó. $A_0/\tau_{\text{írás}}$ és a $\tau_{\text{törlés}}$ meghatározható a hatásfok négyzetgyökének időfüggéséhez illesztett függvényekből. Az általam végzett kísérletekben a tároló anyag a beírás és a törlés során a fent leírtakhoz hasonló viselkedést mutatott, ezért én is ezt a módszert alkalmaztam az $M\#$ kiszámítására. Mivel multiplexeléskor a beírási és a törlési intenzitás egyforma, hiszen az egyik hologram beírása közben törlődik a másik hologram, ezért egyenlő intenzitást kell alkalmaznunk íráshoz és törléshez. Az illesztés során nyert adatokból az $M\#$ a következőképpen adható meg:

$$M\# = \frac{A_0}{\tau_{\text{írás}}} \cdot \tau_{\text{törlés}} \quad (61)$$

A kísérletek során több expozíciót végeztem, melyeket rendre törlés követett. Az intenzitás egyenlő részben volt elosztva a két beíró nyaláb között, ezért törléskor az írási intenzitás felével világítottam meg a hologramot. A fent leírt számolási eljárás betartásához ezért két expozícióból számoltam ki a kívánt értékeket: Először 1 W/cm^2 intenzitással írtam be, majd töröltem, ebből származott az $A_0/\tau_{\text{írás}}$ értéke, utána 2 W/cm^2 intenzitással hoztam létre egy ugyanolyan hatásfokú hologramot, melyet szintén kitöröltem, a törlési intenzitás 1 W/cm^2 volt, ebből származott a $\tau_{\text{törlés}}$ értéke. Ezeket a kísérleteket 407 nm és 532 nm hullámhosszon is elvégeztem. Az 5. táblázat mutatja a kapott illesztési értékeket és a számolt $M\#$ -t.

Transzmissziós minták		407 nm			532 nm		
		$A_0/\tau_{\text{írás}}$	$\tau_{\text{törlés}}$	M#	$A_0/\tau_{\text{írás}}$	$\tau_{\text{törlés}}$	M#
E1aP d = 0,9 μm	I = 1 W/cm ²	0,22	1,6	0,202	0,025	8,04	0,126
	I = 2 W/cm ²	0,42	0,92		0,032	5,04	
E1aP/12 d = 1,4 μm	I = 1 W/cm ²	0,22	2,25	0,279	0,038	10,68	0,319
	I = 2 W/cm ²	0,43	1,27		0,049	8,4	
Reflexiós minták		407 nm			532 nm		
		$A_0/\tau_{\text{írás}}$	$\tau_{\text{törlés}}$	M#	$A_0/\tau_{\text{írás}}$	$\tau_{\text{törlés}}$	M#
E1aP d = 1 μm	I = 1 W/cm ²	0,12	4,22	0,214	0,068	3,78	0,205
	I = 2 W/cm ²	0,28	1,78		0,090	3,02	
E1aP/12 d = 1 μm	I = 1 W/cm ²	0,22	2,56	0,264	0,055	10,04	0,265
	I = 2 W/cm ²	0,35	1,2		0,095	4,82	

5. táblázat

Különböző azobenzol poliészter minták M# értékei

Az 5. táblázatban levő M# értékek 0,25 körüliek, és nincs különbség köztük a két eltérő hullámhosszon. Ez annak a következménye, hogy alacsony hullámhosszon nemcsak az írási, de a törlési időállandó is kisebb, így hányadosuk jó közelítéssel állandó marad. Ezek az értékek hasonlóak a Bayer által előállított fotoanizotróp anyagon mértekhez (M#~1) [61], de messze elmaradnak a fotorefraktív kristályokon [45], vagy a fotopolimereken mért értékektől [56], ami nem csoda, figyelembe véve sokkal nagyobb vastagságukat.

8. Telítődés

A holografikus adattárolás során a nagy adatsűrűség növelése érdekében gyakran a térbeli fénymodulátor által létrehozott tárgy Fourier transzformáltját rögzítik [1,84]. Ezzel egyrészt csökkenthető a hologram mérete, másrészt kevésbé lesz érzékeny az anyag lokális hibáira. A Fourier transzformálás azonban nagy intenzitású csúcsokat hoz létre a Fourier síkban [85], mely telítésbe viszi a tároló anyagot lerontva annak rögzítési képességét. Ennek elkerülése érdekében véletlen fázisú maszkot tesznek a tárgy nyáláb útjába [84], mely megzavarván a tárgy pixelekről jövő sugarak interferenciáját, csökkenti a csúcs intenzitását a Fourier síkban. Másik módszer a telítés elkerülésére a tároló anyag kimozdítása a Fourier síkból [84], ez azonban azzal a következménnyel jár, hogy nő a hologram mérete, így csökken az adatsűrűség.

A beíró rendszer optimalizálható a tároló anyag telítődési viselkedésének meghatározása által. Emiatt kísérleteket végeztem nagy intenzitásarányú tárgy és referencia síkhullámok segítségével, hogy tároló anyag telítődését vizsgáljam. Erre a célra egy speciális polarizációs holografikus elrendezést építettem (40. ábra), ahol a tárgy és a referencia nyáláb intenzitásaránya 0,2 - 500 között volt változtatható. Ilyen intenzitásarány könnyedén előfordulhat Fourier hologramok rögzítésénél.

Noha több modell született a fotoanizotróp anyagokban bekövetkező fényindukált kettőtörés időbeli kialakulásának leírására [7,86,87,88], gyakran Kakichashvili

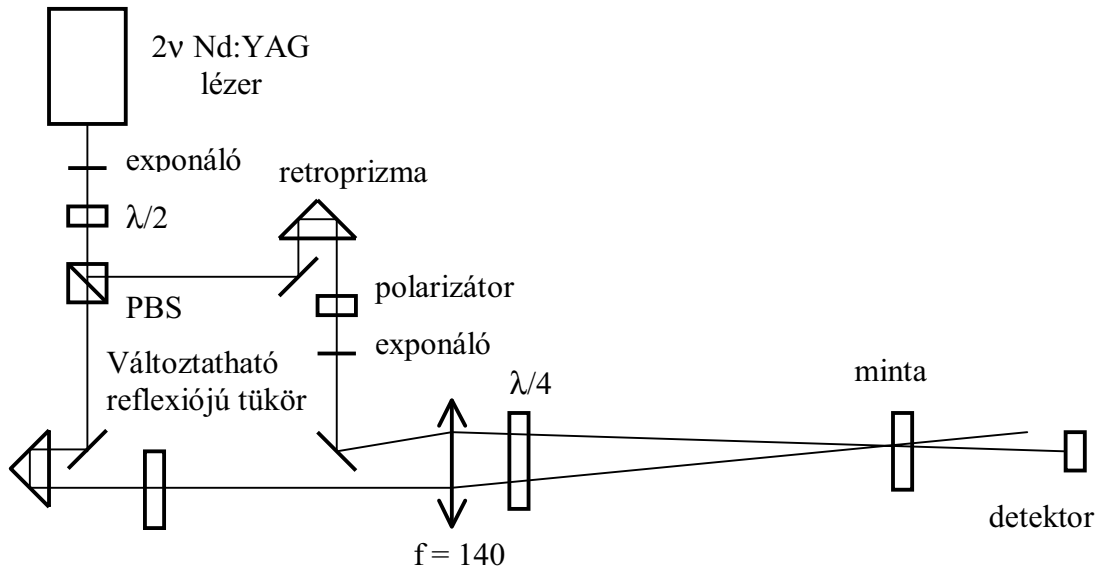
fenomenológikus kifejezését alkalmazzák az anyag válaszána meghatározásához [89]. Ez a kifejezés ugyan hasznosnak bizonyult a polarizációs holográfiában, de nem írja le az anizotrópia időbeli kialakulását, telítődését. Huang és Wagner már foglalkozott azzal, hogy miként befolyásolja a telítődés jelensége a hologramok diffrakciós hatásfokát fotoanizotróp anyagokban [90]. Az ő általuk végzett kísérleti és elméleti vizsgálatok azonban csak hagyományos értelemben vett (nem polarizációs) hologramokra vonatkoztak.

A mikroszkopikus folyamatokat is figyelembe vevő mérleg egyenletekből Sajti Szilárd munkatársam új kifejezést alkotott [12,14], mely leírja a fotoanizotróp holografikus anyagok válaszána, és speciális esetként tartalmazza Kakichashvili kifejezését. Az elméletet sikeresen alkalmaztuk a kísérleti eredmények magyarázatához és segítségével kiterjesztettük a holografikus memória kártya rendszer számítógépes szimulációját. A módosított számítógépes szimuláció a kísérleti eredményeket hűen adta vissza.

8.1 Kísérleti eredmények

Két korlátozó tényező adódott a nagy intenzitásarány létrehozásánál, a beíró lézer teljesítményének maximuma és a létrehozott hologramok detektálhatósága. A fényforrás frekvenciakétszerezett Nd:YAG lézer volt, melynek hullámhossza $\lambda=532$ nm, teljesítménye 50 mW volt. Ezek a korlátok szabták meg a legnagyobb és a legkisebb intenzitást, amit az íráshoz alkalmaztam. Az intenzitás további növelése érdekében $f=140$ mm fókusz távolságú gyűjtőlencsét alkalmaztam a nyalábátmérő, tehát a hologram csökkentésére. Mivel a hologram kicsi volt a lencse fókusz távolságához képest, ezért a hullámfrontok görbülete minimális volt, emiatt a beíró nyalábok gyakorlatilag síkhullámnak voltak tekinthetők.

A nagy intenzitásarányt úgy értem el, hogy az interferométer (lásd 40. ábra) egyik karjának teljesítményét a lehető legkisebbre csökkentettem a polarizációs nyalábosztó (PBS) előtt levő $\lambda/2$ -es lemez segítségével. Ez a kis teljesítmény a hologram létrehozásához még elégséges volt. A másik karban ment a teljesítmény jelentős része, melynek nagyságát változtatható reflexiójú tükörrel állítottam be. A tárgyág intenzitásának változtatását az állandó referencia teljesítmény mellett ezzel az eszközzel oldottam meg. A kis teljesítményű ágba egy polarizátort kellett tegyek a polarizációs nyalábosztó után, mert annak kioltási tényezője kisebb volt mint 500, emiatt a polarizáció nem volt lineáris a $\lambda/4$ -es lemez előtt.



40. ábra

Nagy intenzitásarányú ($I_{\text{tárgy}}/I_{\text{ref}} \leq 500$) tárgy és referencia nyalábokat létrehozó polarizációs holografikus elrendezés

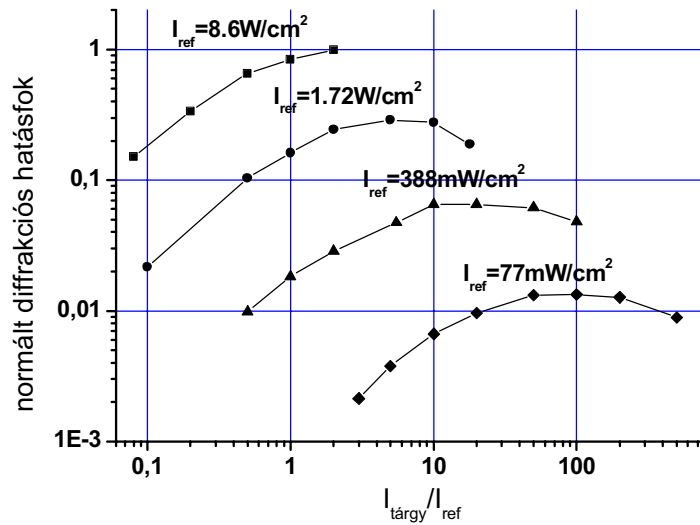
A kis koherenciahosszúságú ($\sim 1-2$ mm) lézer miatt retroprizmákkal állítottam be az interferométer karhosszait. Finom mozgatásukkal az optimális interferenciát hologramok segítségével hoztuk létre, melyek hatásfoka érzékeny indikátorként mutatta a koherencia fokát. Az optimális interferencia a diffrakciós hatásfok maximumánál volt.

A holografikus memória rendszer írási sebességének megfelelő expozíciós időt alkalmaztam ($t_{\text{exp}} = 0,5$ sec). Ez a beírási idő megfelelt a hologram detektálhatósági feltételének is. Minden hologramot ugyanarra a helyre hoztam létre a mintán, majd kitöröltem őket, ezzel küszöböltem ki a minta inhomogenitását.

Kiolvasáshoz az interferométer változtatható reflexiójú tükörrel ellátott karját használtam a diffraktált nyaláb teljesítményének növelése érdekében. A kiolvasó nyaláb teljesítménye azonos volt minden mérésnél, segítségével töröltem ki a hologramokat. Mivel kiolvasás közben gyorsan csökkent a diffrakciós hatásfok, ezért annak maximális értékét számítógéppel összekötött detektor segítségével rögzítettem.

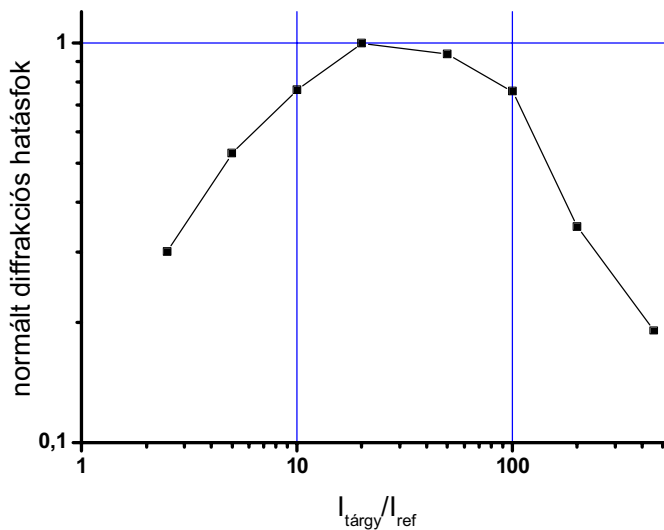
Tesztanyagként amorf azobenzol oldalláncú poliésztert (E1aP) használtam. A polimer vastagsága $2 \mu\text{m}$ volt, melyet kemény SiO_2 védőréteg fedett.

Két mérési sorozatot végeztem különböző hologram méretek esetén, a Gauss nyalábok sugara $w = 0,27$ mm és $0,11$ mm volt. A 41. ábrán látható a mért diffrakciós teljesítmény az intenzitásarány függvényében különböző referencia intenzitásoknál. Megfigyelhető, hogy adott referencia intenzitás esetén van egy optimális tárgy/referencia intenzitásarány, ahol diffrakció maximális. Ez az optimális intenzitásarány fordítva arányos a referencia intenzitással.



41. ábra

A mért diffrakciós teljesítmény az intenzitásarány függvényében különböző referencia intenzitásoknál, nyalábsugár $w = 0,27 \text{ mm}$.



42. ábra

A mért diffrakciós teljesítmény az intenzitásarány függvényében különböző referencia intenzitásoknál, nyalábsugár $w = 0,11 \text{ mm}$.

Az 42. ábra mutatja a $w = 0,11 \text{ mm}$ nyalábsugárnál végzett kísérletek eredményét. Itt jól látható, hogy nagy intenzitásarányok esetén a diffrakció kifejezetten lecsökken, ami a telítődő tároló anyag miatt van.

8.2 A tároló anyag telítődési modellje

A polarizációs holográfiában a fotoanizotróp anyag választását általában a Kakichashvili által bevezetett kifejezés segítségével írják le [89]. A dielektromos szuszceptibilitás fényindukált része a következőképpen néz ki, ha a kettőtörés csak a fény hatására jön létre:

$$\Delta\chi_{ij}^{\text{ind}} = \beta(E_i E_j^* + E_i^* E_j) \quad (62)$$

ahol „ β ” anyagi állandó, „ E ” a fényhullám komplex elektromos térerősség vektora, „ E^* ” pedig utóbbi komplex konjugáltja. Ezt a kifejezést egy olyan feltételezésből vezették le, amely nem alkalmazható a mi tároló anyagaink esetén, ugyanis az izomerizációt nem vették számításba, ezenkívül feltételezték, hogy az anizotrópia azonnal létrejön, emiatt az anizotrópia időbeli fejlődését nem képes leírni Hasonló kifejezés származtatható a mérleg egyenletekből [7,86,87,88], amelyek figyelembe veszik az izomerizáció folyamatát. Ez az indukált anizotrópia időfüggéséről is számot ad.

$$\Delta\chi_{ij}^{\text{ind}} = \frac{\epsilon_0 c \rho' t (E_i E_j^* + E_i^* E_j)}{4 (1 + tDI)} \quad (63)$$

ahol „ ϵ_0 ” a vákuum dielektromos permittivitása, „ c ” a fénysebesség, „ t ” az expozíciós idő, „ I ” a fényintenzitás valamint ρ' és „ D ” anyagi állandók. A fenti kifejezés részletes levezetéséhez lásd [12]. Az (62) és (63) kifejezés összehasonlításából látható, hogy a fényindukált kettőtörés főtengeleje ugyanaz, az egyedüli különbség az a szorzó faktor a (63) kifejezésben, amely az expozíciós időtől és a beíró intenzitástól függ. Emiatt a (63) egyenlet leírja az indukált anizotrópia időbeli változását is. A kettőtörés telítődik az intenzitás és az expozíciós idő függvényében. Látni fogjuk, hogy az intenzitás hatására bekövetkező telítődésnek jelentős szerepe van a holografikus rögzítésben. Az előző részben ismertetett kísérleti eredmények ezzel az elmélettel megmagyarázhatók. A telítődés mértékét a telítődési „ D ” faktor határozza meg, ha az zérus, egyáltalán nincs telítődés. Ebben az esetben a megmaradó lineáris időfüggéstől eltekintve visszakapjuk az (62) kifejezést. A kísérletek során polarizációs hologramot hozunk létre ortogonálisan cirkulárisan polarizált nyalábok segítségével, és cirkulárisan poláros nyalábbal olvassuk is ki. Feltételezzük, hogy a nyalábok síkhullámokkal közelíthetők, melyek majdnem merőlegesen esnek a hologram lemezre. A tárgy és referencia hullámok összege nem eredményez intenzitás modulációt, hiszen a polarizációk merőlegesek, ellentétben az $(E_i E_j^* + E_i^* E_j)$ tenzor és általa a fényindukált kettőtörés főtengelejének iránya periodikusan változik. Ez az anizotrópia rács hozza létre a polarizációs hologramot. Az (62) és (63) kifejezésekből következik, hogy ebben az esetben csak egy diffraktált nyaláb van, melynek polarizációja merőleges a rekonstruáló nyaláb polarizációjára. A (63) kifejezésből a diffrakciós hatások kiszámolható a Jones mátrix technika segítségével.

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\Lambda n_0} \frac{t p' \sqrt{I_{\text{obj}} \cdot I_{\text{ref}}}}{1 + t D (I_{\text{obj}} + I_{\text{ref}})} d \right) \quad (64)$$

ahol „d” a hologram vastagsága, „n₀” az átlagos törésmutató, „Λ” a kiolvasó nyaláb hullámhossza, „I_{tárgy}” és „I_{ref}” a tárgy és referencia intenzitások. Az egyetlen diffraktált nyaláb hatásfoka a (64) kifejezés szerint elvben 100% is lehet akár vékony hologram esetén is. A kísérletek során elért diffrakciós hatásfokok kicsik (1-10%), ezért használhatjuk a $\sin^2 x \approx x^2$ közelítést. Mivel a kísérletek során csak az intenzitások változtak, a következő koefficienseket vezetjük be: $C = (\pi t p' d)^2 / (\Lambda n_0)^2$ és $F = t D$, így a diffrakciós hatásfok a következő alakot ölti:

$$\eta = C \frac{I_{\text{obj}} \cdot I_{\text{ref}}}{\left(1 + F \cdot (I_{\text{obj}} + I_{\text{ref}}) \right)^2} \quad (65)$$

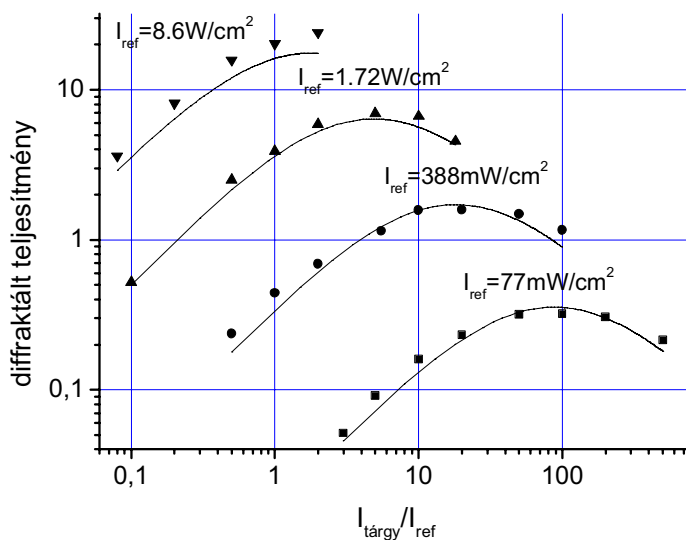
Ez a kifejezés megmagyarázza az előző rész kísérleti eredményeit. A (65). kifejezést illesztettük a mérési eredményekre, az illesztésből kapott optimális paraméterek értékei a következők:

I _R (W/cm ²)	C(a.u.)	F(cm ² /W)
0,077	2,88±0,29	0,154±0,014
0,388	2,46±0,26	0,129±0,013
1,72	3,09±0,20	0,149±0,008
8,6	2,66±0,52	0,120±0,017

6. táblázat

A mérési eredményekre való illesztésből kapott paraméterek

Az illesztési paramétereket a 6. táblázat tartalmazza. Látható, hogy a „C” illetve „F” paraméterek különböző illesztésekből származó értékei egy nagyságrendben vannak, ami bizonyítja a (65) kifejezés érvényességét. A 43. ábrán látható, hogy 6. táblázat paramétereivel kapott elméleti görbék jó egyezést mutatnak a kísérleti eredményekkel erősen eltérő referencia intenzitások esetén is.

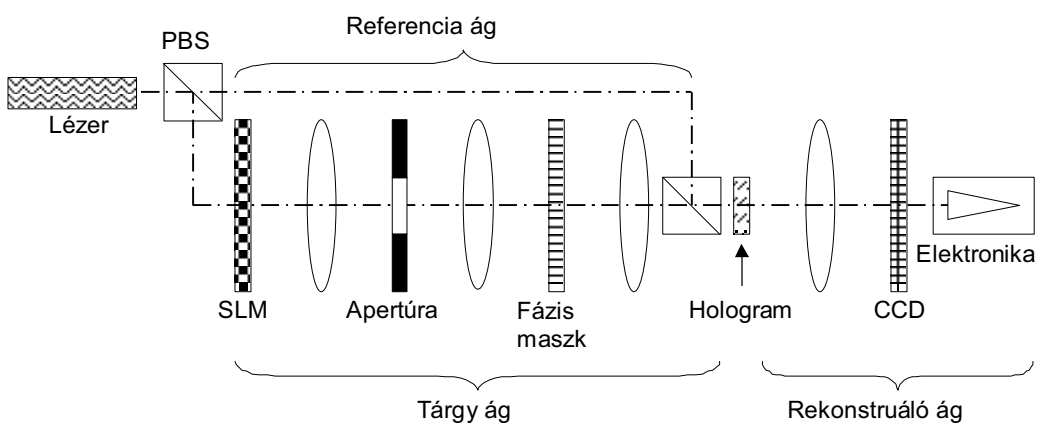


43. ábra

A mért és számolt diffraktált teljesítmény a tárgy/referencia intenzitás függvényében különböző referencia intenzitások esetén

8.3 A telítődési modell alkalmazása a holografikus memória kártya rendszer szimulációjában

Munkatársam Várhegyi Péter kifejlesztett egy gyors Fourier transzformáció alapuló számítógépes szimulációs programot [91], melynek segítségével modellezzük a holografikus memória kártya rendszert.



44. ábra

A holografikus memória rendszer vonaldiagramja

Az 44. ábra mutatja a holografikus memória rendszer optikai elrendezésének vonal diagramját. A lézertől kijövő nyalábot a polarizációs nyalábosztó bontja két

ortogonális polarizációjú részre. A tárgynyaláb útjában levő térbeli fénymodulátor állítja elő a bemenő adatok kódolt képét, melyet Fourier transzformál az objektív. Az objektív síkjában levő Fourier térszűrő segítségével állítjuk be a hologram méretét és felbontását. Ezt a lépést egy újabb Fourier transzformáció követi, miután egy véletlen fázisú maszk van, ennek segítségével simítjuk el az intenzitás eloszlását a hologram síkban. Ezek után az utolsó Fourier transzformáló objektív hozza létre a hologramot a referencia nyaláb segítségével. Kiolvasáshoz ugyanezt a referencia nyalábot használjuk, majd a hologram inverz Fourier transzformációját szintén egy objektív végzi el, detektáláshoz pedig egy CCD kamerát alkalmazunk. A számítógépes szimulációban a fent leírt modell összes lépését követjük és azok számítógépes reprezentációját használjuk. Ennek során többféle jellemzőt és zajforrást veszünk számításba. Eddig több mint 200 rendszerparamétert tartalmaz a szimuláció, melyek közül kettő írja le a tároló anyag telítődését.

A szimuláció alapja egy kétdimenziós komplex mátrix, mely az elektromos mező komplex térerősségét adja meg különböző pontokban mintavételezve. Ezen pontok intenzitása a komplex mátrixelemek abszolút érték négyzete osztva a mintavételezési tartomány felületnagyságával. Az optikai Fourier transzformációt [85] a kétdimenziós gyors Fourier transzformáció képviseli. A (65) kifejezésnek megfelelő diffrakciós hatások kiszámításához a hologram síkjában levő tárgy hullám komplex mátrixát és a referencia hullámot kiszámoljuk, majd alkalmazzuk rá a telítődési modellt. A rekonstruált hullám kiszámításához lokálisan megszorozzuk a diffrakciós hatásfokot a rekonstruáló hullámfronttal, ez után alkalmazzuk rá az inverz Fourier transzformációt, hogy megkapjuk a detektoron a képet. A hibás pixelek aránya a teljes pixelszámhoz képest a nyers bit hiba arány (BER). A szimulációs program ennél részletesebb leírásához lásd [13].

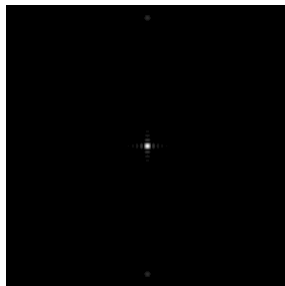
Egyszerű szimulációkat végeztünk és összehasonlítottuk a holografikus memória rendszerrel végzett kísérletekben kapott képekkel, hogy ellenőrizzük a telítődési modell érvényességét. A 45. ábrán látható a szimulációhoz és kísérletekhez használt bemenő bináris adat blokk, mely 30*20 sötét és világos pixelt tartalmaz.



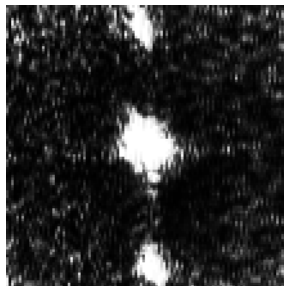
45. ábra

A szimulációhoz és kísérletekhez használt bemenő adat blokk

A tároló anyag telítődési effektusa jól demonstrálható a holografikus memória kártya rendszerben véletlen fázisú maszk nélkül végzett kísérletekkel. Ebben az esetben nagy középponti csúcs keletkezik a hologram síkjában. A 46. és 47. ábra mutatja a szimulált és a kísérleti intenzitás eloszlást a Fourier síkban. A nagy intenzitás csúcs telíti a detektor mátrixot.



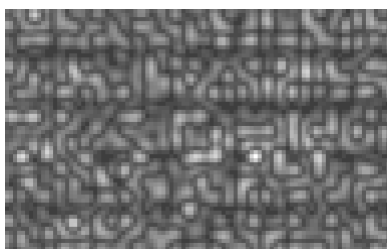
46. ábra
szimulált



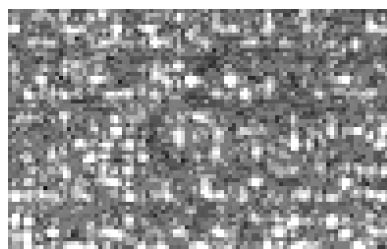
47. ábra
kísérleti

A tárgy nyaláb intenzitás eloszlása a hologram síkjában véletlen fázisú maszk nélkül

48.- 49. ábrák mutatják a szimuláció során és a holografikus memória rendszerben kísérletileg rekonstruált adat blokkot. A telítődés óriási pixelek közti áthallást eredményez, így az eredeti adatok nem nyerhetők vissza, a nyers bit hiba arány 0,4 a szimulációnál és 0,5 a kísérletekben. A képek közti kis mértékű különbség abból adódik, hogy a véletlen szórt fény véletlen zaja nincs modellezve.



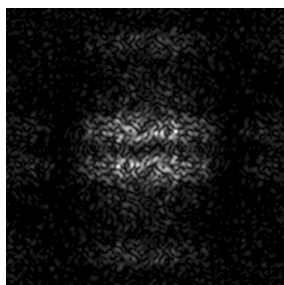
48. ábra
szimuláció



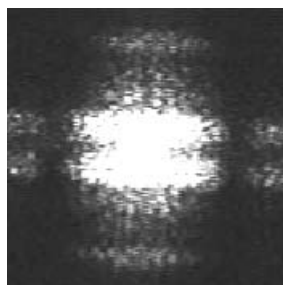
49. ábra
kísérlet

Véletlen fázisú maszk nélkül beírt adat blokk rekonstruált képe,
Az adatvesztés nyilvánvaló

Véletlen fázisú maszkkal sokkal homogénebb intenzitás eloszlást kaphatunk a hologram síkjában. A holografikus memória kártya rendszerben kétszintes véletlen fázisú maszkot alkalmazunk. A 50.- 51. ábrák mutatják a szimulált és a kísérletileg előállított tárgy nyaláb intenzitásának eloszlását. A kamera telítődése kis különbséget okoz a képekben, de alapszerkezetük egyforma.



50. ábra
szimulált



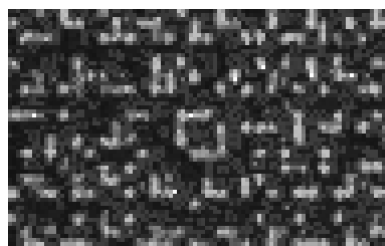
51. ábra
kísérleti

A tárgy nyaláb intenzitás eloszlása a hologram síkjában véletlen fázisú maszkkal

Az 52.-53. ábrákon látható a véletlen fázisú maszkkal beírt és rekonstruált adat blokk szimulációs és kísérletileg felvett képe.



52. ábra
szimuláció



53. ábra
kísérlet

Véletlen fázisú maszkkal beírt adat blokk rekonstruált képe,

Ezekből a képekből az adatok visszanyerhetők, a nyers bit hiba arány $2,3 \cdot 10^{-3}$ a szimulációs képre és $1,2 \cdot 10^{-2}$ a kísérletileg felvett képre. A szimulációs és a kísérleti eredmények igazolják a telítődési modell érvényességét.

9. Összefoglalás

Doktori munkám célja az Optilink - BME Atomfizika Tanszék által kifejlesztett holografikus memória kártya rendszer tároló anyagának kísérleti vizsgálata volt. A doktori dolgozatomban bemutatott eredmények 4 tézispontban foglalhatók össze:

1. A Holme és társai által alkotott és kísérletileg igazolt modell felhasználásával megmutattam, hogy amorf azobenzol polimerben a holografikus expozíció során keletkező anizotrop rács gyorsabban alakul ki, mint a felületi rács. A védőréteges mintákon elhanyagolható mértékben alakul ki felületi rács, mert a védőréteg nagyrészt megakadályozza annak kialakulását. Bebizonyítottam, hogy amennyiben csak anizotrop rács jön létre, akkor a tároló anyag újraírható, illetve a referencia nyalábbal törölhető. [6, 7]
2. Vizsgáltam az amorf illetve folyadékkristályos adattároló polimer vékonyrétegek fényszórását és a szórt fény polarizációját a szórási szög függvényében. Az amorf polimerek több nagyságrenddel kevesebb fényt szórnak, mint folyadékkristályos társaik. Utóbbiaknál a fő szóró centrumok a folyadékkristály doménei. A domének méretét meghatároztam polarizációs mikroszkóppal, illetve a fényszórásból indirekt módon visszszámolva. A doméneket réseknek tekintettem, a rajtuk diffraktálódó fény hozza létre a szórási szögspektrum jellegzetes képét a $\pm 10-80^\circ$ -os tartományban. A modell a kísérletekkel jó egyezést mutatott, tapasztalatok szerint a fényszórási mérésekből meghatározható a domének méreteinek alsó tartománya. Megmutattam, hogy amorf polimereknél a cirkuláris polarizációjú kiolvasó nyalábbal ellentétes polarizációjú szórt fény hatásfoka elhanyagolható a vele megegyező polarizációjú szórt fény hatásfokához képest, folyadékkristályos polimerek esetén az ellentétes polarizációjú szórt fény hatása olyan nagy

mértékű, hogy az ellentétes polarizációjú hologram hatásfokát meghaladhatja. [8, 9]

3. Megvizsgáltam az adattároló anyag érzékenységét és multiplexelhetőségét a jelenleg alkalmazottnál (532 nm) kisebb hullámhosszon (407 nm). Megmutattam, hogy az anyag érzékenysége a polimer fajta függvényében 3-14-szer nagyobb alacsonyabb hullámhosszon, a multiplexelhetősége azonban egyforma mindkét hullámhosszon, ami azt jelenti, hogy kisebb hullámhosszon ugyan gyorsabban írható az anyag, de hamarabb is törölhető a referencia nyalábbal. Az $M\#$ értékének maximuma 0,32 volt, ami 0,1% hologram hatásfok esetén 10^* multiplexelést jelent. [10]
4. Vizsgáltam az adattároló anyag viselkedését a Fourier holografikus beírás során létrejövő szélsőséges intenzitásarányok esetén. A jelenség kísérleti modellezésére nagy intenzitásarányú ($I_{\text{tárgy}}/I_{\text{referencia}} \leq 500$) síkhullámokkal hoztam létre hologramokat. Bebizonyítottam, hogy növekvő intenzitásarány esetén az anyag egy optimális arányon túl már nem címezhető meg, telítődik, mely a diffrakciós hatásfok csökkenését eredményezi. Ez az optimális intenzitásarány fordítottan arányos a referencia nyaláb intenzitásával. Kollégáim a mérési eredményeket elméletileg közvetlenül alátámasztották, és a holografikus memória kártya rendszer modellel kibővített szimulációjával közvetett módon is igazolták a kísérletek eredményeit. [9, 10, 11, 12, 13, 14]

10. Hivatkozások

A saját publikációkat dőlt betűs szöveg jelöli.

1. E. Lőrincz, F. Ujhelyi, P. Koppa, A. Kerekes, G. Szarvas, G. Erdei, J. Fodor, Sz. Mike, A. Sütő, P. Várhegyi, P.S. Ramanujam, S. Hvilsted, "Read/write demonstrator of rewritable holographic memory card system", in *Optical Data Storage 2001*, Terril Hurst, Seiji Kobayashi, Editors, Proc. of SPIE Vol. 4342, pp. 566-573 (2001)
2. E. Lőrincz, G. Szarvas, P. Koppa, F. Ujhelyi, G. Erdei, A. Sütő, P. Várhegyi, Sz. Sajti, Á. Kerekes, T. Ujvári, P. S. Ramanujam, "Polarization holographic data storage using azobenzene polyester as storage material", invited paper at *Photonic West, Optoelectronics 2003*, 25-31 January 2003. San Jose, California, USA, published in Proc. of SPIE 4991 *Organic Photonic Materials and Devices VI*, J. G. Grote, T. Kaino editors, pp. 34-44 (2003)
3. E. Lőrincz, G. Szarvas, F. Ujhelyi, P. Koppa, G. Erdei, A. Sütő, P. Várhegyi, Sz. Sajti, P.I. Richter, P.S. Ramanujam, "Polarisation holographic data storage system", appears in *Springer series of Optical Sciences* (2004)
4. S.Hvilsted, F.Andruzzi, P. S. Ramanujam, „Side-chain liquid-crystalline polyesters for optical information storage” *Opt. Lett.* 17, pp. 1234-1236 (1992)
5. Sh.D. Kakichashvili „Method for phase polarization recording of holograms” *Sov. J. Quant. Electron.* 4. p795 (1974)
6. Á. Kerekes, Sz. Sajti, E. Lőrincz, S. Hvilsted, P. S. Ramanujam, *Rewritable azobenzene polyester for polarization holographic data storage*, in

-
- Holography 2000, Editors: Tung H. Jeong, Werner K. Sobotka, Proc. of SPIE 4149 pp.324-331 (2000)*
7. Sz. Sajti, Á. Kerekes, M. Barabas et al. "Simulation of erasure of photoinduced anisotropy by circularly polarized light", *Opt. Comm.* 194(4-6), pp.435-442 (2001)
 8. Á. Kerekes, E. Lőrincz, P. S. Ramanujam, S. Hvilsted: "Light scatter in azobenzene side-chain polyesters used for holographic data storage", *Opt. Comm.* 206/1-3, pp.57-65 (2002)
 9. P. S. Ramanujam, S. Hvilsted, A. Matharu, L. Nedelchev, A. Kerekes, E. Lőrincz, "Azobenzene polyesters for polarization holographic storage", appears in *Springer series of Optical Sciences* (2004)
 10. Á. Kerekes, E. Lőrincz, Sz. Sajti, P. Várhegyi, P. S. Ramanujam, S. Hvilsted, *Dynamic behavior of azobenzene polyester used for holographic data storage, in Applications of Ferromagnetic and Optical Materials, Storage and Magnetolectronics, Editors: M. Wuttig, L. Hesselink, H. J. Borg, MRS Proceedings 674 V3.4 (2001)*
 11. P. Várhegyi, Á. Kerekes, Sz. Sajti, P. Koppa, E. Lőrincz, G. Szarvas, P.S. Ramanujam, S. Hvilsted and P. Richter "Nonlinear effect in azobenzene polymers used for polarization holography; experiments and theoretical modeling" *Poszter a Cost P2 konferencián, Budapest (2001)*
 12. Sz. Sajti, Á. Kerekes, P. S. Ramanujam, E. Lőrincz „Response function for the characterization of photo-induced anisotropy in azobenzene containing polymers” *Appl. Phys. B* 75, pp.677-685 (2002)
 13. P. Várhegyi, Á. Kerekes, Sz. Sajti, F. Ujhelyi, P. Koppa, G. Szarvas, E. Lőrincz, "Saturation effect in azobenzene polymers used for polarization holography", *Applied Physics B*, 76 (4), pp. 397-402 (2003)
 14. Sz. Sajti, Á. Kerekes, E. Lőrincz, P.S. Ramanujam, "Description of photo-induced anisotropy in azo-benzene side-chain polyesters", oral presentation at the *E-MRS Spring Meeting 2002, June 18 - 21, 2002, SYMPOSIUM F, Organic Materials for Device Applications, Synthetic Metals, 138 (1-2), pp. 79-83, JUN 2 (2003)*
 15. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part VI, The Continuing Evolution of Magnetic Hard Disk Drives*, pp. 447-463, Springer (2000)
 16. B. Prince, *High Speed Memories*, Wiley (1996)
 17. Intel, *Flash Memory* (1994)
 18. Szabó István, Hudoba György, Szarvas Gábor, Barabás Miklós: "Optikai pick-up kompakt diszk lejátszóhoz" *Finommechanika- Mikrotechnika* 28.évf. pp.136-140
 19. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part VI, Optical Disk Storage Roadmap*, pp.463-475, Springer (2000)
 20. F. A. Jenkins and H. E. White, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill (1981)
 21. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, „InGaN-based multi-quantum-well structure laser diodes” *Jpn. J. Appl. Phys.* 35, L74 (1996)
 22. B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar, „Near field optical storage”, *Appl. Phys. Lett.* 68, 141 (1996)

-
23. H. Awano, S. Ohnuki, H. Shirai, N. Ohta, „Magnetically Amplified Magneto-Optical System (MAMMOS)” in *Optical data Storage '97*, H. Birecki, J. Kwiecien, Editors, Proc. SPIE 3109, 83 (1997)
 24. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part I, Volume Holographic Multiplexing Methods*, pp.21-63, Springer (2000)
 25. E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatnieks, J. Marks, N. Massey, „Holographic data storage in three-dimensional media” *Appl. Opt.* 5 (8) pp. 1303-1311 (1966)
 26. K. Curtis, A. Pu, D. Psaltis, „Method for holographic storage using peristrophic multiplexing” *Opt. Lett.* 19 (13) pp. 993-994 (1994)
 27. C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, „Volume holographic multiplexing using a deterministic phase encoding method” *Opt. Comm.* 85 pp. 171-176 (1991)
 28. C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, T. Tschudi, “Potentialities and limitations of hologram multiplexing by using the phase-encoding technique”, *Applied Optics*, Vol. 31., pp. 5700-5705 (1992)
 29. T. Ujvári, P. Koppa , E. Lórinicz*, G. Szarvas and P. I. Richter, “Phase Coded Recording in Polarization Holograms for Data Multiplexing and Encryption”, in *Holography 2000*, Editors: Tung H. Jeong, Werner K. Sobotka, Proc. of SPIE 4149 (2000)
 30. G. A. Rakuljic, V. Levya, A. Yariv, „Optical data storage by using orthogonal wavelength multiplexed volume holograms” *Opt. Lett.* 17 (20) pp. 1471-1473 (1992)
 31. M. P. Bernal, H. Coufal, R. K. Grygier, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, G. T. Sincerbox, P. Wimmer, G. Wittman, „A precision, tester for studies of holographic optical storage materials and recording physics” *Appl. Opt.* 35 pp. 2360-2374 (1996)
 32. R. M. Shelby, J. A. Hoffnagle, G. W. Burr, C. M. Jefferson, M. P. Bernal, H. Coufal, R. K. Grygier, H. Günther, R. M. Macfarlane, G. T. Sincerbox, „Pixelmatched holographic storage with megabit pages” *Opt. Lett.* 22 pp. 1509-1511 (1997)
 33. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part V, IBM Holographic Digital Data Storage Test Platforms*, pp.369-383, Springer (2000)
 34. E. Lórinicz, G. Erdei, P. Kalló, P. I. Richter, G. Szarvas, F. Ujhelyi, CWF60, CLEO/EUROPE-EQEC (1998)
 35. G. A. Pierce, SPIE Vol. 899 *Optical Storage Technology and Applications*, pp. 31-33 (1988)
 36. P. Koppa., E. Lórinicz, P. Richter, G. Szarvas, S. Hvilsted, P. S. Ramanujam, “System and method for recording of information on a holographic recording medium, preferably an optical card”, WO09957719A1 PCT publication
 37. G. Erdei, J. Fodor, P. Kalló, G. Szarvas, “Design of high numerical aperture Fourier objectives for Holographic Memory Card writing/reading equipment”, SPIE’s 45th Annual Meeting, 30 July – 4 August 2000, San Diego, California USA, will be published in Proc. of SPIE Vol. 4093 B-67 (2000)

-
38. G.W.Burr, B.Marcus, "Coding tradeoffs for high-density holographic data storage", in *Advanced Optical Data Storage Materials, Systems, and Interfaces to Computers*, Proc. of SPIE Vol. 3802, p.18. (1999)
 39. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part II, Recording Media*, pp.101-113, Springer (2000)
 40. M. P. Bernal, G. W. Burr, H. Coufal, R. K. Grygier, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, R. M. Macfarlane, R. M. Shelby, G. T. Sincerbox, G. Wittman, „Holographic data storage materials” *Mat. Res. Bull.* 21 pp.51-60 (1996)
 41. G. C. Valley, M. B. Klein, Optimal properties of photorefractive materials for optical data storing, *Opt. Eng.* 22, pp. 704-711
 42. F. H. Mok, G. W. Burr, D. Psaltis, System metric for holographic memory systems, *Opt. Lett.* Vol. 21 pp 896-899 (1996)
 43. G. W. Burr, D. Psaltis, „ Effect of oxidation state of $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ on the diffraction efficiency of multiple holograms” *Opt. Lett.* 21 pp. 893-895 (1996)
 44. Y. S. Bai, R. R. Neurogoankar, R. Kachru, „ High efficiency nonvolatile holographic data storage with two step recording in praseodymium doped lithium niobate by use of continuous wave laser” *Opt. Lett.* 22 p.334 (1997)
 45. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part II, Inorganic Photorefractive Materials*, pp.113-127, Springer (2000)
 46. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. a. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau, *Appl. Phys. Lett.* 9, 72 (1966)
 47. F. S. Chen, J.T LaMacchia, D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.* 13, 223 (1968)
 48. H. Kurz, E. Kratzig, W. Keune, H. Eugelmann, U. Gonser, B. Dischler, A. Rauber, *Appl. Phys.* 12, 355 (1977)
 49. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part II, Hologram Fixing and Nonvolatile Storage in Photorefractive Materials*, pp.127-146, Springer (2000)
 50. J.J. Amodei, D. L. Staebler, *Apl. Phys. Lett.* 18, 540 (1971)
 51. A. Yariv, S. Orlov, G. Rakuljic, *J. Opt. Soc. Am. B* 13, 2513 (1996)
 52. D. von der Linde, A. M. Glass, K. F. Rodgers, *Appl. Phys. Lett.* 25, 155 (1974)
 53. J. Heanue, M. Bashaw, L. Hesselink, „Volume holographic storage and retrieval of digital data” *Science*, 265 pp. 749-752 (1994)
 54. G. W. Burr, J. Ashley, H. Coufal, R. K. Grygier, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, B. Marcus, „Modulation coding for pixel-matched holographic data storage” *Opt. Lett.* 22 pp. 635-641 (1997)
 55. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part II, Photopolymer systems*, pp.171-199, Springer (2000)
 56. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), *Holographic Data Storage, Part II, Photopolymers for Digital Holographic Data Storage*, pp.199-209, Springer (2000)
 57. M. L. Schilling, V. L. Colvin, L. Dhar, A. L. Harris, F. C. Schilling, H. E. Katz, T. Wysoczki, A. Hale, L. L. Blyer, C. Boyd, „Acrylate oligomer based photopolimers for optical storage applications” *Chem. Mater.* 11 pp. 247-254 (1999)

-
58. D. A. Waldman, R. T. Ingwall, P. K. Dal, M. G. Horner, E. S. Kolb, H. Y. S. Li, R. A. Minns, H. G. Schild, „Cationic ring opening photopolymerization methods for holography” Proc. SPIE, 2689, pp. 127-141 (1996)
 59. S. H. Stevenson, „Du Pont multicolor holographic recording film” Proc. SPIE, 3011, pp. 231-241 (1997)
 60. R. K. Sathir, R. M. Luck, „Expanding Monomers” CRC Press, Boca Raton (1992)
 61. H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox (Eds.), Holographic Data Storage, Part II, Photoaddressable polymers, pp.209-231, Springer (2000)
 62. G. Zimmermann, L. Chow, U. Paik, J. Am. Chem. Soc. 80, 359 (1979)
 63. S. J. Zilker, Th. Bieringer, D. Haarer, R. S. Stein, J. W. van Egmond, „Holographic Data Storage in Amorphous Polymers“ Adv. Mat. 10(11) 855 (1998)
 64. S. Hvilsted, F. Andruzzi, Ch. Kulinna, H. W. Siesler and P. S. Ramanujam, Macromolec, 28 pp. 2172-2183 (1995)
 65. A. Natansohn, S. Xie, P. Rochon, Macromolecules, 25, 5531 (1992)
 66. N. C. R. Holme, P.S. Ramanujam, S. Hvilsted: „10,000 optical write, read, and erase cycles in an azobenzene side-chain liquid-crystalline polyester” Opt. Lett., 21., 12 (1996)
 67. P. S. Ramanujam, C. Holme, S. Hvilsted, „Side-chain Liquid Crystalline Polyesters for Optical Information Storage” Polym. for Adv. Tech. 7. pp. 768-776 (1996)
 68. M. Pedersen, S. Hvilsted, N. C. R. Holme, P. S. Ramanujam, Macromol. Symp.137 (1999)
 69. C. M. Vest: "Holographic Interferometry", John Wiley and Sons, New York, (1979)
 70. T. Todorov, L. Nikolova, N. Tomova: "Polarization holography. 1: A new high efficiency organic material with reversible photoinduced birefringence", Appl. Opt., 23., 23 pp. 4309-4312 (1984)
 71. T. Todorov, L. Nikolova, N. Tomova: "Polarization holography. 2: Polarization holographic gratings in photoanisotropic materials with and without intrinsic birefringence", Appl. Opt., 23., 24 pp. 4588-4591 (1984)
 72. N. C. Romer Holme: Photoinduced Anisotropy, Holographic Gratings and Near Field Optical Microscopy in Side-Chain Azobenzene Polyesters, Ph.D. Thesis, Part 3. Risoe National Laboratory, Roskilde, Denmark (1997)
 73. N. C. R. Holme, L. Nikolova and P.S. Ramanujam, S. Hvilsted, “An analysis of the anisotropic and topographic gratings in side-chain liquid crystalline azobenzene polyester” Appl. Phys. Lett. 70. 12 , pp. 1518-1520 (1997)
 74. P.S. Ramanujam, N. C. R. Holme, “Atomic force and optical near-field microscopic investigations of polarization holographic grating in a liquid crystalline azobenzene side-chain polyester” Appl. Phys. Lett. 68. 10 (1996)
 75. P. Rochon, E. Batalla, A. Natansohn "Optically induced surface gratings on azoaromatic polymer film" Appl. Phys. Lett. 66, 136 (1995)
 76. X.L. Jiang, L.Li, J.Kumar, D.Y. Kim, V. Shivshankar, S.K. Tripathy "Polarization dependent recording of surface relief grating on azobenzene containing polymer films" Appl. Phys. Lett. 69, 2618 (1996)

-
77. J. Kumar, L. Li, X.L. Jiang, D.Y. Kim, T.S. Lee, S.K. Tripathy "The mechanism for surface relief grating formation in azobenzene functionalized polymers" *Appl. Phys. Lett.* 72, 2096 (1998)
 78. C. Barrett, A. Natansohn, P. Rochon: *J. Phys. Chem.* 100, 8836 (1996)
 79. Ch. Peng, M. Mansuripur „Sources of Noise in Erasable Optical Disk Data Storage” *App. Opt.*, 37., 5 pp. 921-928 (1998)
 80. Mark M. Wang and Sadik C. Esener „Three Dimensional Optical Data Storage in a Fluorescent Dye-Doped Photopolymer” *App. Opt.* 39., 11 pp., 1826-1834 (1999)
 81. M. Lundquist, C. Poga, R. G. DeVoe, Y. Jia, W. E. Moerner, M.-P. Bernal, H. Coufal, R. K. Grygier, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, R. M. MacFarlane, R. M. Shelby, G. T. Sincerbox, „Holographic digital data storage in a photorefractive polymer” *Opt. Lett.* 21 pp. 890-892 (1996)
 82. J. C. Stover, „Optical Scattering, Measurement and Analysis” McGraw-Hill (1990)
 83. Adrian Korpel, “Acousto Optics”, Marcel Dekker, Inc. New York (1988)
 84. M. P. Bernal, G. W. Burr, H. Coufal, “Experimental study of the effects of a six-level phase mask on a digital holographic storage system” *Appl. Opt.* 37. 11 (1998).
 85. J. W. Goodman „Introduction to Fourier Optics”, McGraw-Hill (1988)
 86. Z. Sekkat, M. Dumont: *Synth. Met.* 54, p373 (1993)
 87. S.P. Palto, V.A. Khavrichev, et al.: *Mol. Mat.* 2, p63 (1992)
 88. T.G. Pedersen, P.M. Johansen, et al.: *J. Opt. Soc. Am. B* 15, p1120 (1998)
 89. Sh. D. Kakichashvili, *Opt. Spectrosc.* 52, p191 (1982)
 90. T. Huang, K. H. Wagner: *SPIE* 1774, 160 (1992)
 91. P. Várhegyi, P. Koppa, et al.: *Proc. SPIE* 4149, pp. 315-323 (2000)

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni a feleségemnek és édesanyámnak a sok türelmet és segítőkészséget, mellyel biztosították a nyugodt háttérrel a munkám során. Köszönettel tartozom a témavezetőmnek, dr. Lőrincz Emőke docensnek, aki bátorításával, folyamatos ösztönzésével és sok jó ötletével segített a problémák megoldásában. Köszönöm az Optilink Hungary Rt. anyagi hozzájárulását, és dolgozóinak értékes szakmai segítségét. Köszönettel tartozom továbbá P.S. Ramanujamnak, a dániai RISØ National Laboratory kutatójának, akinek jóvoltából egy világszínvonalú laborban dolgozhattam, ahol fontos eredményeket értem el. Ezentúl köszönöm a közreműködést a Budapesti Műszaki Egyetem Atomfizika Tanszéke dolgozóinak és doktoranduszainak, akikkel a munkám során kapcsolatban álltam.