

Mikroszkopikus testek orientációja és forgása lézercsipeszben

doktori értekezés

Galajda Péter

MTA Szegedi Biológiai Központ, Biofizikai Intézet

Szeged

2002.

„ What are the possibilities of small but movable machines? They may or may not be useful, but they surely would be fun to make.”

Richard P. Feynman

TARTALOMJEGYZÉK

1 BEVEZETŐ	5
1.1 A mikrotechnológiáról	6
1.1.1 A mikrotechnológia múltja, jelene és jövője	6
1.1.2 Mikrotechnológia az élettudományokban	8
1.1.3 Fény és mikrotechnológia	11
1.2 Fotopolimerizáció a mikrotechnológiában	12
1.2.1 A fotopolimerek	12
1.2.2 Mikrostruktúra-építés fotopolimerizációval	14
1.3 Az optikai csapdázás	18
1.3.1 Történeti áttekintés	18
1.3.2 Az optikai csapdázás elve	19
1.3.3 Az optikai csipesz felépítése	25
1.3.4 Az optikai csipesszel való erőmérés elvi háttere	28
1.3.5 Az optikai csipesz biológiai alkalmazásai	30
1.4 Mikroszkopikus testek fény hatására fellépő forgása	36
1.4.1 A fény által hordozott impulzusmomentum	36
1.4.2 A fény által hordozott impulzusmomentum transzfere anyagi testekre	39
1.4.3 Impulzusmomentumot nem hordozó fénnel indukált forgómozgás és orientáció	43
2 MŰSZEREK, ANYAGOK, MÓDSZEREK	45
2.1 Felhasznált műszerek, berendezések	45
2.1.1 A mikroszkóp és annak alapfokú tartozékai	45
2.1.2 A lézercsipesz	46
2.1.3 A fotopolimerizáció során használt eszközök berendezések	46
2.1.4 A polarizáció hatását vizsgáló mérések során használt eszközök, berendezések	47
2.1.5 A mintatartó	48
2.1.6 A számítógépes rendszer	48
2.1.7 Egyéb eszközök, műszerek	49
2.2 Anyagok	50
2.2.1 A fotopolimer	50
2.2.2 Egyéb anyagok	50
2.3 Módszerek	51
2.3.1 Háromdimenziós mikrostruktúrák előállítása fotopolimerizációval	51
2.3.2 Egyéb módszerek	56

3 KÍSÉRLETEK, EREDMÉNYEK	57
3.1 Csapdázott aszimmetrikus testek orientálása lineárisan poláros fény segítségével	57
3.1.1 A jelenség	57
3.1.2 Mérések, adatfeldolgozás	59
3.1.3 Eredmények, modellszámítások	64
3.1.4 Összegzés	74
3.2 Aszimmetrikus testek forgása lézercsipeszben	76
3.2.1 Kísérletek, eredmények	78
3.2.2 Összegzés	92
3.3 A változtatható forgásirányú propeller	94
3.3.1 A kontrollálható forgásirányú test alakja, a működés elve	94
3.3.2 Kísérletek	97
3.3.3 Modellszámítások	99
3.3.4 Összegzés	102
3.4 Fénnyel hajtott összetett mechanikus mikroszerkezetek	103
3.4.1 Kísérletek, eredmények	103
3.4.2 Összegzés	106
4 ÖSSZEFOGLALÁS	107
5 SUMMARY	111
6 KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS	115
IRODALOMJEGYZÉK	117

1 Bevezető

A mottóul választott idézetben Feynman bizonytalanságát fejezte ki a mikroszerkezetek hasznosságát illetően [1]. Manapság e kételyt vajmi kevesen osztják. Igen figyelemreméltó azonban az idézet második felének mondandója. A mikroszerkezetekkel való munka a *Homo Sapiens*, a tudást szomjazó ember intellektuális érdeklődésének kielégítésén túl a *Homo Ludens*, a „Játékos Ember” és a *Homo Faber*, az „Alkotó Ember” lelkületének is kedvez, s ez a kutatómunkát igen megszeretteti művelőjével.

A mikrotechnológia és az optikai mikromanipuláció „keresztezése” igen fontos és izgalmas feladatnak tűnik, s nagy kihívást jelent. A dolgozat tárgyát képező kutatásokkal szerettünk volna ennek megoldásához (még ha szerény mértékben is) hozzájárulni. E kutatási terület meglehetősen interdiszciplináris jellegű. Rendszerelméleti, optikai, mechanikai, hidrodinamikai, kémiai, biológiai ismeretek egyaránt szükségesek az eredmények eléréséhez. Helyzetünk mindazonáltal más, mint a területen dolgozó többi kutatóé. Míg legtöbben az optikai tudományok felől érkeztek a kutatás e szegmensébe, addig mi a biofizika irányából jutottunk ide. Ezért az általunk követett mód a problémák felismerése, felvetése, szemlélete, azok vizsgálata terén különbözhet egy, az optikán alapuló nézőpontot favorizáló kutató módszereitől. Szeretném hinni, hogy ez nem von le munkánk értékéből, hiszen célunk elsősorban a biológia, biofizika területén felhasználható mikro-optomechanikai rendszerek irányába történő előrehaladás.

Minden megválaszolt kérdés újabb problémákat vet fel, így kutatásunkat korántsem tekinthetjük teljesnek, befejezettnek. Mindössze talán azt mondhatjuk, hogy néhány kezdeti, apró lépést tettünk a hasznos optikai mikromechanikus szerkezetek megalkotása felé.

1.1 A mikrotechnológiáról

1.1.1 A mikrotechnológia múltja, jelene és jövője

Richard Feynman „There’s plenty of room at the bottom” címmel 1959. december 29-én tartott előadást a California Institute of Technology intézményében az American Physical Society éves találkozásán [1]. Az előadás előrevetítette a mikroszkopikus objektumok manipulációjának, valamint mesterséges funkcionális mikro-, illetve nanostruktúrák előállításának lehetőségét, s nagy jelentőséget tulajdonított az ilyen irányú (akkoriban még meglehetősen csekély intenzitással folyó) kutatásoknak.

Az elkövetkezendő évtizedekben azonban a mikrotechnológia rendkívüli fejlődésen ment keresztül. Kezdetben szinte kizárólagosan az elektronika haladása volt a mozgatórugó, s a kidolgozott mikroszerkezet-építési technikák a mikroelektronikai gyártási folyamatok részét képezték. Ennek megfelelően a technológiai előrelépés leginkább a felületi vékonyrétegekben kialakított kétdimenziós struktúrák előállítása terén volt megfigyelhető.

Az elektronikával való kezdeti szoros összefonódás rányomta bélyegét a mikrotechnológia további fejlődésére is, hiszen sokáig a legelterjedtebb módszerek vékony, hordozón lévő felületek megmunkálását jelentették. Egyre nyilvánvalóbb lett azonban, hogy a különböző mikroméretű szerkezetek óriási potenciális lehetőségeket rejtenek a fizikai, kémiai, biológiai, orvosi kutatások, valamint az analitikai, gyógyászati, és egyéb gyakorlati alkalmazások számára. Ezek azonban másféle mikrostruktúrákat igényelnek, mint amelyek mikroelektronikai alkatrészek elkészítéséhez szükségesek. Ez vonatkozik egyrészt a felhasznált alapanyagokra: az elektronikai alkatrészek szempontjából azok elektromos tulajdonságai a mérvadóak, ezért e célokra a szilícium alapú anyagok, valamint egyes fémek használata jellemző, s az alkalmazott technikák is ezekhez idomultak. Egyéb területeken azonban más tulajdonságok válnak fontossá: a fizikai tudományok szempontjából például a mechanikai, optikai, mágneses jellemzők, kémiai felhasználáskor az anyagok speciális kémiai aktivitása, vagy éppen a különböző vegyületekkel szemben való ellenállósága, a biológia szemszögéből a toxicitás, bizonyos kémiai csoportok jelenléte (melyekhez biológiai molekulák kémiaiilag köthetők), a felület kezelhetősége (hidrofil/hidrofób tulajdonság) lehetnek a legfontosabb jellemzők, s szintén ez utóbbiak lehetnek fontosak az orvosi-

gyógyászati felhasználásokban is. Továbbá e területeken topológiaiailag is másfajta alakzatokra lehet szükség. Más kívánalmak fogalmazódhatnak meg a laterális és mélységi méretek arányára (aspect ratio) vonatkozóan (például a kétdimenziós alakot nagyobb rétegvastagsággal szeretnénk megformálni mikrofluidikai hálózatok esetén). Többször pedig valódi háromdimenziós struktúrák megalkotására van szükség.

A fenti igények új eljárások és anyagok kifejlesztését tették szükségessé. A kutatások intenzitása növekedett, s az utóbbi mintegy 15-20 évben jelentős eredmények születtek, melyek hatására a mikrotechnológia egészének megítélése is nagymértékben, pozitív irányba változott. Ezt a sikert jelzi az egyre szélesebb körben alkalmazott számos új szó és kifejezés (például MEMS /microelectromechanical system/ – mikro-elektromechanikai rendszer, MST /microsystem technology/ – mikrorendszer-technológia). Szintén jelzés értékű, hogy az utóbbi években számos új, elsősorban a mikrotechnológia témakörével foglalkozó tudományos folyóirat indult (1.1 táblázat). Ezzel együtt exponenciálisan növekszik a témakörben írott eredeti publikációk száma, valamint a korábbi közlemények idézettsége is.

A folyóirat címe	Az első szám megjelenésének éve
Journal of Micromechanics and Microengineering	1991.
IEEE/ASME Journal of Microelectromechanical Systems	1992.
Microsystem Technologies	1995.
Biomedical Microdevices	1998.
Lab on a Chip	2001.
Journal of Micromechatronics	2001.
Journal of Microlithography Microfabrication and Microsystems	2002.

1.1 táblázat Az elmúlt 11 évben kiadott új, mikrotechnológiai témájú tudományos folyóiratok

Az első piaci MEMS termék az 1980-as évek végén jelent meg a mindennapokban. Ez a gépkocsi légzsákvezérlő rendszerébe épített gyorsulásérzékelő volt. Azóta egyetlen mikrotechnológiával előállított eszköz sem ért el ilyen mértékű tömeggyártást és felhasználást. Mindemellett elmondható, hogy az ipar, az üzleti élet és a tudomány

egymásratalálása e területen igen figyelemreméltó és pozitív példának tekintendő, bár e folyamat még meglehetősen kezdeti stádiumban van. E hármas kapcsolat jövőbeni virágzása nem kétséges. Úgy tűnik, így gondolják ezt a nehezen meggyőzhető befektetők, üzletemberek is: a NanoBusiness Alliance 2001. novemberében közzétett felmérése [2] azt mutatja, hogy míg az 1998-as évben a kockázati tőkebefektetések a mikrotechnológia területén 100 millió dollárt tettek ki, ez az összeg 2003-ra valószínűleg eléri az 1,2 milliárd dollárt, a MEMS iparág piaci forgalma pedig 2008-ra elérheti az évi 700 milliárd dollárt. Ez ösztönzőleg hat a kutatás-fejlesztésre is, amit látványosan jelez, hogy a szabadalmi beadványok száma évről évre nő.

1.1.2 Mikrotechnológia az élettudományokban

A mikroméretű mesterséges rendszerek jelentősen hozzájárulhatnak az élettudományok terén folytatott kutatások sikeréhez, új, fontos ismeretek megszerzéséhez.

A méretből adódóan a mikrorendszerek felhasználhatóak egyrészecske-vizsgálatokra és -manipulációra. Az egymolekula-vizsgálatoknak a molekulapopulációk heterogenitásának feltérképezése, valamint az egyes jelenségek molekuláris szintű megértése szempontjából lehet jelentősége, hiszen az élő sejtben végbemenő számos folyamatban szintén csak néhány molekula vesz részt. Másrészt a részecske szó a molekulán kívül egyéb biológiai objektumot is jelenthet (sejteket, sejtszerveket, baktériumokat, stb.), melyek szintén egyenként vizsgálhatók. Példának okáért egyes sejtek különböző behatásokra adott válasza is kutatható ilyen módon [3] (lásd a későbbi 1.3a ábrát, amely egy olyan labirintusszerű struktúrát ábrázol, amely sejtek migrációjának tanulmányozására is használható).

Gyakran a rendelkezésre álló minta mennyisége igen kicsiny. Ez adódhat abból, hogy a nagyobb mintamennyiség előállítása meglehetősen bonyolult, illetve költséges, vagy akár lehetetlen. Mikroméretű szerkezetekkel való vizsgálatok elvégzéséhez értelemszerűen jóval kisebb anyagmennyiség szükséges: gyakran a femtoliteres (sőt, akár jóval kisebb) térfogatok, illetve nano-, piko-, vagy femtomólos koncentrációk is elegendők.

Bizonyos reakciók esetleg jóval pontosabban is tanulmányozhatók mikroszkopikus térfogatokban. Számos esetben ugyanis ezek szempontjából igen fontos a diffúzió jelensége. A fizikai méretek csökkentése a diffúziós idők drasztikus esését vonja maga után. Így a diffúziólimitált folyamatok rövidebb idő alatt, illetve a mintatér nagyobb hányadában, teljes

mértékben lejátszódhatnak, szemben a makroszkopikus mintamennyiséggel végzett kísérletekkel.

Fontos szempont lehet a vizsgálatok nagymértékű párhuzamosítása, vagyis az azonos típusú kísérletek nagyszámú mintán egyidőben való elvégzése (az ezt megvalósító eszközök megjelölésére használatosak a microarray, microassay, biochip és bioassay kifejezések). Természetesen ez nagyban lerövidíti a megfelelő információhoz való jutás idejét. Igen jól hasznosítják a fenti elvet a genomikai kutatásokban. Napjainkban egyre több faj génkészlete válik ismertté. A DNS-chip [4] segítségével analizálható valamely élőlény akár teljes genomja oly módon, hogy az örökítőanyag több tízezer ismert szekvenciájú oligonukleotidhez való hibridizációját vizsgálják egyidejűleg. A módszer a DNS analízisen kívül alkalmazható RNS, illetve különböző fehérjék tanulmányozására is [5].

Egyrészt mikrotechnológiai eljárások alkalmazhatók e már létező vizsgálati módszerek esetében (például az Affymetrix cég által alkalmazott fotolitográfián alapuló *in situ* oligonukleotid szintézis [6, 7]). Másrészt a microarray elve ennél szélesebb körben hasznosítható. Elképzelhető, hogy akár egy komplex mikroszerkezetet több millió identikus példányban állítsunk elő egy néhány négyzetcentiméteres felületen, s ezek párhuzamosan működve végeznék el feladatukat. Így használatukkal a munka „hozama” (ez DNS-chip esetén például a vizsgált szekvenciára vonatkozó, időegység alatt szerzett információ) a példányszámnak megfelelően megsokszorozódna.

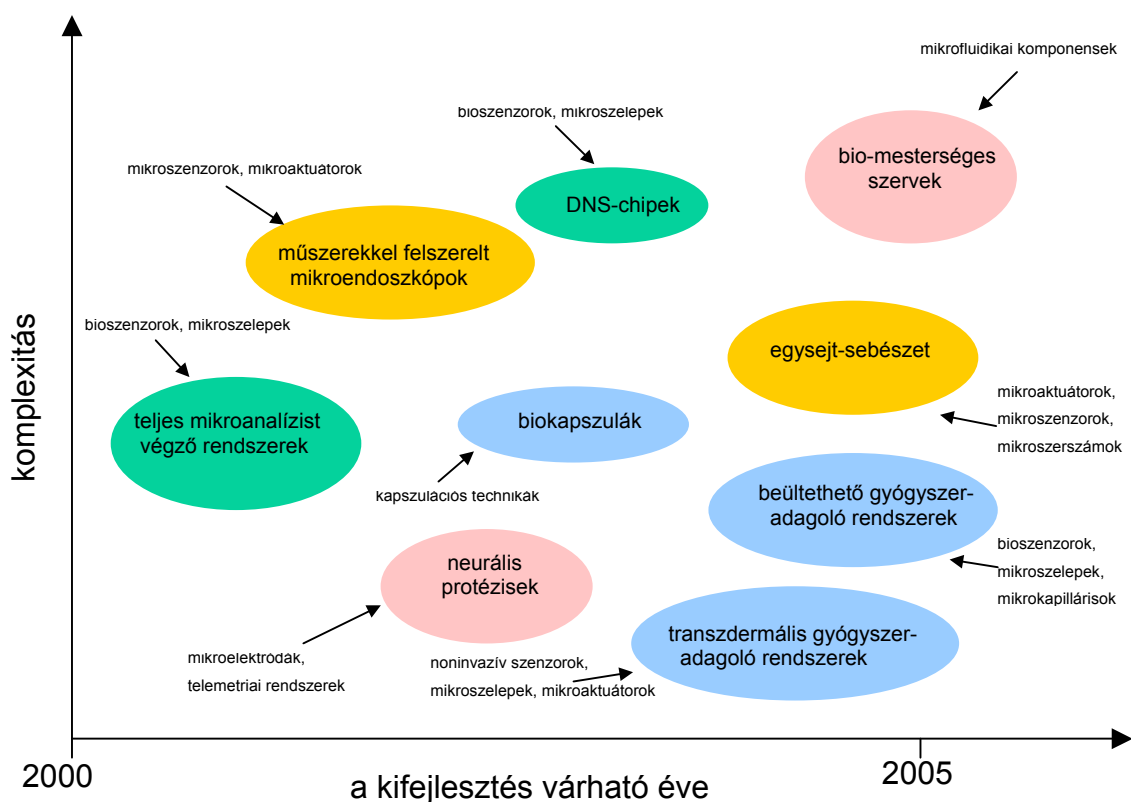
Mindezen elvek egyesíthetők az úgynevezett „laboratórium egy chipen” (lab-on-a-chip) technológián belül. A kifejezés arra utal, hogy komplex miniatűr berendezésekkel teljesértékű analízist, illetve méréseket, kísérleteket lehetne végrehajtani. Egyrészt gondolhatunk itt laboratóriumi műszerek mikroméretű megvalósítására, de akár újfajta eszközök létrehozására is.

A mikrotechnológia biológiai, biotechnológiai felhasználásával foglalkozó kutatások napjainkban meglehetősen vehemenciával folynak. Két folyóirat is külön e témának szenteli teljes terjedelmét, ezek a Biomedical Microdevices, illetve a Lab on a Chip. Ezekben, valamint egyéb tudományos lapokban megjelent közleményekben példákat láthatunk a mikrostruktúrák, valamint a bioassay technológia [8], szenzorok, mikrofluidikai rendszerek, DNS analitikai eszközök kapcsolatára [9, 10]). Szemléletesen demonstrálja a lehetőségeket a Quake és munkatársai által készített sejtválogató (cell sorter) berendezés [11, 12]. Nagy jelentőséggel bírnak, s már-már a tudományos fantasztikum világát idézik az élő sejtek és mikrotechnológiával készült elektronikai eszközök között létrehozható kapcsolatra vonatkozó munkák [13]. A jelenlegi kutatások alapján megjósolható, hogy a közeljövőben a biológiai-

gyógyászati mikrorendszerek egyre komplexebb változatai jelennek meg, melyek már nemcsak a kutatás területén, de a rutinszerű, mindennapi diagnosztikai és gyógyászati alkalmazásokban is felhasználhatóak lesznek (1.1 ábra) [10].

Mindezek alapján látható, hogy a mikrotechnológia és az élettudományok kölcsönhatása igen termékeny, gyümölcsöző kapcsolat lehet, s mind az alap kutatás, mind a kutatás-fejlesztés, illetve az alkalmazások területén nagy jelentőségű eredmények várhatók a nem túl távoli jövőben.

Meg kell jegyeznünk azonban, hogy a biológia és a mikrotechnológia kapcsolata nem egyirányú. A természet sok tekintetben előttünk jár a mikroszerkezetek kifejlesztését és felhasználását illetően, ezért sokat tanulhatunk ezek vizsgálatából (mint például egy rovarláb adhéziója különböző felületekhez [14]), s a tanulságok igen jól hasznosíthatók a mesterséges mikrorendszerek megalkotása során.



1.1 ábra A biológiai-gyógyászati mikrorendszerek osztályozása; zöld: diagnosztika, analitika; kék: gyógyszeradagolás; rózsaszín: protézisek, szövetmanipuláció; narancs: minimálisan invazív sebészet ([10] nyomán)

1.1.3 Fény és mikrotechnológia

A fénysugárzás és a mikrotechnológia kapcsolata igen sokrétű. Ez a messzemenőig érhető, hiszen a lézernyalábok különleges tulajdonságaiknak köszönhetően igen jól kezelhetők, s a fénnel való kölcsönhatások így akár a fényhullámhossz nagyságrendjében való dimenziókban is szabályozhatók.

A különböző mikrogyártási eljárások során gyakran nagy szerep jut a fénynek (például az optikai litográfia esetén). A fénysugárzás ezenkívül számos kísérleti, mérési módszer résztvevője is, tehát kézenfekvőnek tűnik használata a hasonló feladatokat megvalósító mikrorendszerek esetén is. Biológiai alkalmazások során a fényabszorpció, a lumineszcencia, valamint a szórás jelenségek kiváló vizsgálati lehetőséget biztosítanak (például abszorpciós és fluoreszcencia spektroszkópiák). Továbbá bizonyos biológiai folyamatokban a fénysugárzásnak központi szerep jut (fotoszintézis, fény hatására működő ionpumpák, stb.). Mindez indokoltá teszi a mikro-opto-elektromechanikai rendszerek (MOEMS – microoptoelectromechanical systems) élettudományokban való alkalmazását. A MOEMS rendszerek megalkotásához mikrooptikai elemek kifejlesztése, és a rendszerbe való integrálása szükséges. Ebben az irányban történt már néhány lépés (adaptív mikrotükör rendszer [15], hullámvezetők [16], különböző felületi struktúrák optikai célokra [17]). Mindazonáltal a hagyományosnak tekinthető mikrogyártási eljárásokban alkalmazott szilícium átlátszatlansága miatt nem megfelelő alapanyag refraktív optikai elemek előállítására (reflektív rétegek hordozójaként viszont például alkalmazható), ezért az egyéb anyagok (például a polimerek) és technikák (például a fotopolimerizáció) nagyobb perspektívával rendelkeznek.

A fény mikroszkopikus dimenziókban való alkalmazására láthatunk példát a később részletesebben is bemutatásra kerülő optikai csipesz esetében. Arthur Ashkin munkássága révén egyértelművé vált, hogy a fókuszált fénynyaláb mikroszkopikus részecskéket képes a térben rögzíteni, s ez az optikai csapda alkalmas e részecskék manipulációjára [18]. Mint ahogy azt néhány éve vízionálták, ez egyedülálló lehetőséget kínál arra, hogy nonkontakt módon alkatrészekből összeállítsunk mikroszerkezeteket, beavatkozzunk azok működésébe, vagy éppen a meghajtásukat biztosítsuk [19, 20].

1.2 Fotopolimerizáció a mikrotechnológiában

A mikrotechnológia elmúlt időszakban tapasztalható fokozatos térhódítása együtt jár(t) a mikroméretű struktúrák előállítására vonatkozó új eljárások megjelenésével. A legszélesebb körben elterjedt, a félvezető gyártási módszereken alapuló, azokból kifejlődött technikák mellett manapság jelentős és igen perspektivikus szegmenst képviselnek a polimer mikroszerkezetek létrehozását célzó metódusok. Ez utóbbiak fejlődését nagyban segítették (segítik) az anyagtudományok legújabb eredményei.

A mikroméretű polimer struktúrák előállítása általában jóval egyszerűbb és jelentősen olcsóbb, mint a legtöbb egyéb mikrotechnológiai eljárás. A polimerek, mint alapanyagok a mikrostruktúrák igen sokrétű alkalmazását teszik lehetővé: optikai tulajdonságaik révén mikrooptikai, mikrofotonikai eszközök készítésére, biológiai anyagokkal való kompatibilitásuk révén orvosi, gyógyászati célokra, kémiai ellenállóságuk okán pedig analitikai eszközök előállítására lehetnek alkalmasak.

A módszerek széleskörű alkalmazásához azonban elsősorban az anyagok további fejlesztésére, a felmerülő problémák kiküszöbölésére van szükség.

A kutatás-fejlesztés területén nagy remények fűzhetők a fénysugárzásnak az anyag kémiai tulajdonságaiban, szerkezetében okozott változásain alapuló eljárásokhoz, legfőképpen pedig a fény hatására lejátszódó polimerizációs folyamatokra épülő módszerekhez. Ezeket viszonylagos egyszerűségük, közepes műszerigényük, olcsóságuk jellemzi, mindazonáltal nem annyira tömeggyártásra, de nagyfokú flexibilitásuk miatt inkább prototípusok, kísérleti, fejlesztési stádiumban levő szerkezetek, speciális igényeket kielégítő egyedi struktúrák előállítására alkalmasak.

1.2.1 A fotopolimerek

A módszer alapját a fotopolimerek, fotorezisztek képezik (bár a polimerizáció valójában csak fénnel való besugárzás hatására következik be, a kiindulási, monomereket és oligomereket tartalmazó folyékony keveréket is fotopolimernek szokás nevezni). Ezek általában negatív rezisztek, vagyis az anyag nem megvilágított részei az előhívás során

használt oldószerekben feloldódnak, míg az egyéb, kezelt részek szilárd halmazállapotban megmaradnak. Ebből adódik a mikrostruktúra-építés lehetősége.

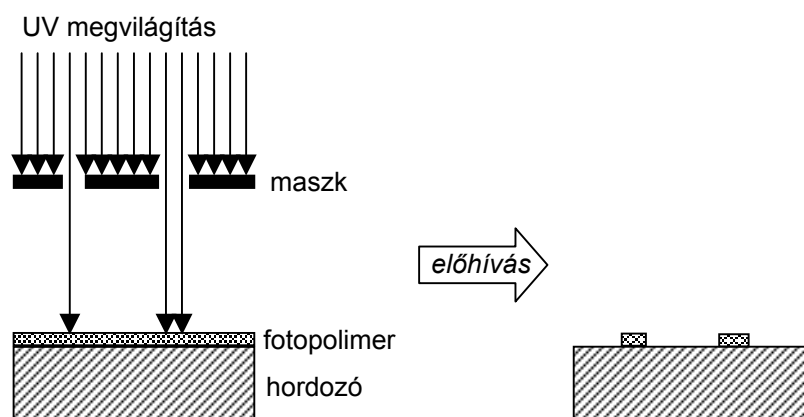
A fotopolimerek általában több vegyület meghatározott arányban való keverékei. Az alkotóelemek jellegétől, anyagi minőségétől függően többféle (hasonló kémiai vegyületeken alapuló) fotopolimer létezik (legelterjedtebbek az epoxy, illetve akrilát alapú anyagok), ezekre a megvilágítás során lejátszódó folyamatok is különböznek, azonban tekinthetünk egy általános modellt mind az egyes alkotók szerepét, mind a lejátszódó folyamatokat illetően (lásd az 1.1a-d kémiai reakciókat) [21, 22, 23]. Az általános modell-fotoreziszt egyik összetevője az úgynevezett iniciátor (I). E molekulák abszorpciós maximuma legtöbbször az ultraibolya tartományban van (iniciátorként általában aromás karbonil vegyületeket alkalmaznak 2-5 m% koncentrációban; a Norland optikai ragasztóknál benzofenont^{*}, a SU8 epoxy reziszt esetén triarylium-sulfonium sók családjába tartozó anyagokat [24] használnak). Megfelelő energiájú foton abszorpciója kémiai változást hoz létre az iniciátor molekulában: szabadgyökök (R) keletkeznek (1.1a). Ezek reakcióba lépnek a keverékben levő monomer (M), illetve oligomer (M_n) molekulákkal, felhasítják azok bizonyos kötéseit (például az akrilát-csoportokban a szén által létesített kettős kötéseket, illetve az epoxy-gyűrűket), így a monomereken, illetve az oligomer láncok végein párosítatlan valenciaelektronok jelennek meg, e molekulák reaktívvá válnak (1.1b). Ez teret enged a polimerizációs folyamatnak (1.1c). Ez utóbbi lépés láncszerűen ismétlődik egészen a termináció fázisáig. Ezt modellünkben két, szabadgyökökkel reakcióba lépett lánc találkozása jelenti (1.1d). A folyamatok végeredményeként kapjuk a szilárd, nem oldékony polimer struktúrát. A keverék tartalmazhat egyéb adalékanyagokat, melyek befolyásolhatják a folyadék, illetve a szilárd polimer fizikai, kémiai tulajdonságait (fényérzékenység, viszkozitás, keménység, stb.)



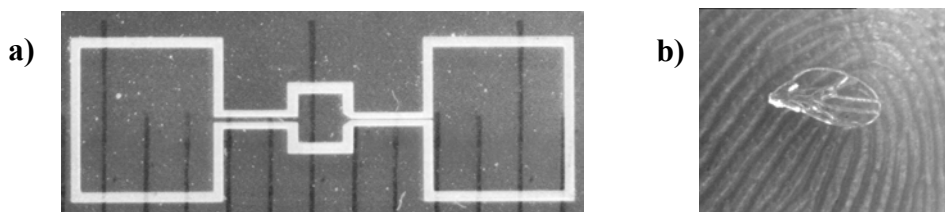
^{*} A gyártó által közölt adat.

1.2.2 Mikrostruktúra-építés fotopolimerizációval

A legegyszerűbb fotopolimerből való struktúraépítési mód talán az optikai litográfia. Ezt egyrészt a félvezető-technikai eljárások részeként alkalmazták (alkalmazzák), másrészt önálló szerkezetépítési módszerként is használható. Lényege, hogy egy vékony (mintegy $1\ \mu\text{m}$ - $100\ \mu\text{m}$ vastagságú) fotopolimer réteget egy maszkon keresztül megfelelő (UV) fényel megvilágítunk (ezt megtehetjük kollimált nyalábbal, de a maszk optikai rendszerrel is leképezhető a rétegre, s a leképezés során kicsinyítést is alkalmazhatunk), amint azt az 1.2 ábra szemlélteti. A megvilágítás során a maszk mintázatának megfelelő polimer-struktúra alakul ki a rétegben, mely az egyéb, a maszk miatt nem megvilágított, s így nem polimerizált rész megfelelő oldószerrel való leoldásakor is megmarad. Ily módon akár néhány cm méretű kétdimenziós alakzatok is könnyedén előállíthatók mintegy $10\ \mu\text{m}$ -es laterális feloldással (1.3 ábra).

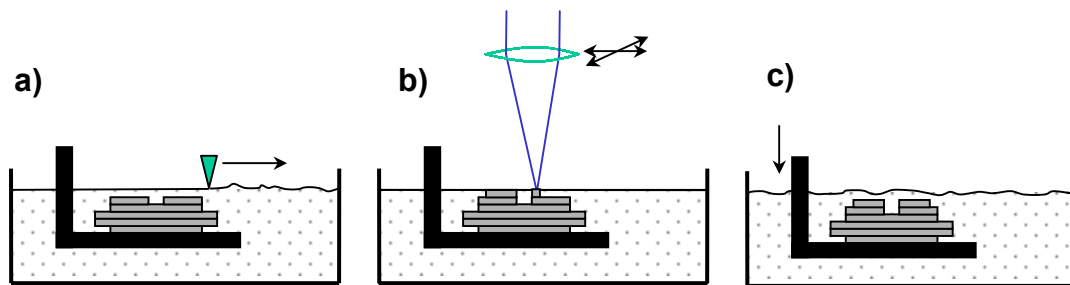


1.2 ábra Egyszerű optikai litográfia



1.3 ábra Egyszerű optikai litográfiával laborunkban készült struktúrák; a) mikrofluidikai rendszer (Kirei Huba munkája, a háttérben látható skála beosztása $1\ \text{mm}$), b) gyümölcslevegő-szárny méretarányos reprodukciója

Háromdimenziós formák állíthatók elő a sztereolitográfia módszerével. Ennek során a térbeli alakzat a folyadék halmazállapotú fotopolimer felületén megszilárdított vékony rétegek sorozatából épül fel a következő lépések szerint [21] (1.4 ábra): a) egy él segítségével elsimítják a folyékony polimer felszínét, b) egy szkennel rendszerrel lefókuszált lézernyaláb tapogatja le a folyadékfelületet a megszilárdítandó rétegalakzat szerint, c) majd a már megszilárdított réteget a felszín alá süllyeszti. Az elkészítendő test következő rétegét erre építik az a)-c) lépések ismétlésével, amíg a kívánt test formát ölt. Ekkor azt kiemelik a folyadékból, s felületéről oldószerrel eltávolítják a nem polimerizálódott anyagot.



1.4 ábra A sztereolitográfia lépései: a) a felszín kiegyenlítése, b) szkennelés, c) süllyesztés

A módszer lényege, hogy a lefókuszált lézernyaláb a felszíntől a folyadék belseje felé haladva annak abszorpciója miatt egyre gyengül, s csak a felszín közeli tartományban indítja el a polimerizációs folyamatot. Az eljárás alkalmazható mikroméretű (nagyobb, mint $10\ \mu\text{m}$), illetve mikroszkopikus strukturális jellemzőket mutató makroméretű testek előállítására [25, 26, 27, 28]. A módszer a felszíni folyamatok (melyek befolyásolják a megszilárdított réteg vastagságát, valamint a felületi feszültségen keresztül a laterális irányú felbontást is) miatt leginkább a mélységi, a folyadékfelszínre merőleges irányú feloldás által limitált. Ez a jelenleg kereskedelmi forgalomban kapható berendezéseknél $200\ \mu\text{m}$, fejlesztési stádiumban levő rendszerek esetén $5\text{-}20\ \mu\text{m}$ [25, 26, 27, 29].

Ha a lézernyalábot a fotopolimer folyadék belsejébe fókuszáljuk, s elérjük, hogy polimerizáció csak a fókusztól körüli kis térfogatban (voxel: a pixel háromdimenziós megfelelője) menjen végbe, kiküszöbölhetők a folyadékfelület okozta problémák. A módszert, mely ezt megvalósítja, többféle névvel illetik, de ezek keveset árulnak el annak

lényegéről. Leggyakrabban a „háromdimenziós mikrogyártás fotopolimerizációval” (three dimensional microfabrication by photopolymerization) kifejezését használják.

Ezen eljárás során tehát lefókuszált lézernyalábbal a fotopolimerben három dimenzióban tapogatták le a létrehozni kívánt test alakját, s a letapogatott részek (a fókuszpont által bejárt útvonal mentén) megszilárdulnak. A nem polimerizálódott anyagrészt alkalmas oldószerekkel feloldják, míg a polimerből álló test intakt marad.

Két feltételnek kell megfelelni, hogy az eljárás során valóban csak a fókuszpont körüli kicsiny térfogatrészben játszódjon le a polimerizáció [29]: 1) a fotopolimernek kis abszopcióval szabad rendelkeznie a megszilárdításhoz használt fénysugárzás hullámhosszán. Ekkor lesz ugyanis az intenzitáseloszlás nagyban lokalizált a fókusz körül. Ez alacsony iniciátor-koncentráció, vagy megfelelő (az abszopciós sávon kívüli) megvilágító hullámhossz alkalmazásával érhető el. 2) Az expozíciós paramétereket (intenzitás, szkennelési sebesség) szintén úgy kell megválasztani, hogy a polimerizáció a fókuszpont környezetére korlátozódjon.

A diffrakciós törvények értelmében nagy numerikus apertúrájú objektív alkalmazásával jobb térbeli feloldás érhető el: az intenzitás kisebb tartományban lesz elegendően nagy a polimerizáció elindításához, s meglehetősen gyorsan lecsökken e térfogaton kívül. Tovább növeli a módszer precizitását, ha a fotopolimer expozícióra adott válasza nemlineáris, vagyis az expozíció paramétereinek csak valamilyen küszöbértéken való túllépése eredményez polimerizációt: ez ugyanis növeli a szilárd-folyadék átmenet kontrasztját. Ilyen nemlineáris válaszhoz vezethet például a fotopolimer keverékben levő oldott oxigén molekulák jelenléte. Ezek akadályozhatják az iniciáció lépését egyrészt abszorpciójukkal, másrészt a keletkezett szabadgyökökkel való reakcióikkal.

E módszerrel kezdetben mintegy 1,3 μm laterális, és 2,9 μm mélységi feloldást értek el [30], de az elmúlt időszakban sikerült elérni a 0,43 μm laterális és 1,4 μm mélységi felbontást is [29].

Ezen értékek tovább csökkenthetők, ha a polimerizáció iniciálását kétfotonos abszorpció útján érjük el. A kétfotonos események valószínűsége, így az elnyelt energia is az intenzitás négyzetével arányos [31]. Példaként tekintsünk egy nyalábot Gauss alakú intenzitáseloszlással, D félértékszélességgel. Az egyfotonos abszorpció az intenzitással arányos, tehát szintén a D félértékszélességgel jellemezhető. Kétfotonos folyamat esetén az intenzitás négyzetének eloszlásával kell számolnunk, mely továbbra is Gauss alakú, félértékszélessége azonban $\frac{D}{\sqrt{2}}$, tehát térben e folyamat kisebb félértékszélességgel

jellemezhető. Az előzőek alapján látható, hogy a kétfotonos abszorpcióval indított polimerizációs folyamat a fókuszpont körüli igen kicsiny, a diffrakciólimitált egyfotonos esetre jellemzőnél is kisebb térfogatra korlátozódik, tehát a mikrogyártás feloldása mind laterális, mind mélységi irányban javul.

A módszer lehetőség szerinti optimális alkalmazásához a következők szükségesek: 1) a kétfotonos abszorpciónak jelentősen meg kell haladnia az egyfotonos abszorpciót. Ez akkor lehetséges, ha a megvilágítás hullámhosszán az iniciátor elnyelése minimális. Ugyanakkor szükséges e molekula minél nagyobb kétfotonos hatáskeresztmetszete. Ez utóbbi paraméter növelése jelenleg is a fotokémiai kutatások tárgya [32, 33, 34]. 2) Megfelelően nagy intenzitást kell biztosítani a kétfotonos folyamatokhoz. Így általában nagyenergiájú lézerpulzusokkal végzik a fotopolimer besugárzását. Erre a célra legtöbbször titán-zafír lézereket alkalmaznak frekvenciakettőzéssel [35, 36], vagy anélkül [22, 37, 38, 39], de akad példa frekvenciakettőzött Nd:YAG lézer alkalmazására is [23].

Az eljárás térbeli feloldása elérheti akár a 120 nm-t is [38]. Előállítottak már ily módon mikroméretű rugókat [38, 40], bikát formáló alakzatot [38], hélixeket és csöveket [22, 37], valamint fogaskerekeket [35] is.

A fotopolimerek optikai tulajdonságai lehetővé teszik, hogy belőlük akár mikrooptikai elemeket (például fényvezetőket [16], fotonikus kristályokat [36]) készítsünk. Így ezen anyagok, valamint a fenti módszerek külön, vagy együttesen alkalmazva igen ígéretesnek mutatkoznak összetett mikro-optomechanikai rendszerek megalkotására. Ezenkívül a megfelelő optikai minőségű, tetszőleges alakú mikrorészecskék előállítására való alkalmasságuk az optikai csapdázás tanulmányozásában is segítségünkre lehet.

1.3 Az optikai csapdázás

1.3.1 Történeti áttekintés

Az a gondolat, hogy a fénysugárzás erőt fejthet ki elektromosan semleges testekre egészen a XVI. századig nyúlik vissza. Kepler az üstökösök csóvjának a Nappal ellentétes irányban való elhelyezkedését a fény nyomásának tulajdonította. Az elektromágneses sugárzás mechanikai hatásainak elméleti tárgyalását először Maxwell végezte el 1873-ban.

Mivel a fellépő erők igen kicsinyek, a kísérleti igazolás ezután még csaknem 30 évet váratott magára. A nagyvákuum előállítására alkalmas pumpák megjelenésével vált lehetővé, hogy Lebegyev 1901-ben torziós szálhoz rögzített tükrök segítségével kimutassa a fény által közvetlenül kifejtett mechanikai erőhatásokat, s ellenőrizze azoknak a Maxwell-elmélettel való összhangját [41]. E korai időszakban tulajdonképpen semmi sem mutatott arra, hogy ezen fizikai folyamatok gyakorlati felhasználása valamikor lehetséges lehet. Úgy tűnt, csak asztrofizikai léptékben lehet e jelenségeknek jelentős szerepe. A csillagok állapotait, stabilitását vizsgáló elméletekben igen fontos a csillag fénysugárzása folytán fellépő nyomás, mely az égítést összehúzódása irányába ható gravitációs erőkkel is egyensúlyt tarthat.

A lézerek '60-as évekbeli gyakorlati megvalósítása azonban, mint a fizika igen sok területén, itt is jelentős lökést adott az előrehaladásnak mind a kutatásban, mind az alkalmazások terén [18, 42].

A lézernyalábok által hordozott impulzus különböző részecskékkel való kölcsönhatáskor jelentős hatással lehet azok mozgásállapotára. Ennek első kísérleti demonstrációját Arthur Ashkin mutatta be 1970-ben [43]. Egy gyengén lefókuszált Gauss profilú lézernyaláb hatására polisztirol (latex) golyócskák vizes szuszpenziójában a részecskéknek a fényterjedés irányába történő mozgását figyelték meg, valamint azt, hogy ezek a nagyobb intenzitású helyeken, a nyaláb tengelye mentén csoportosultak. Az első fényvel létrehozott háromdimenziós csapda leírását is ugyanebben a publikációban találhatjuk. Két, gyengén lefókuszált, közös optikai tengelyű, de ellentétes terjedési irányú nyaláb alkotta a csapdát. A két fókuszpont közötti térrészben a részecskék stabilan csapdázódtak. Az egyik nyaláb kiiktatásával a másik fénynyomása elmozdította a részecskét, de az első nyaláb újbóli alkalmazásával a golyócska visszatért a korábbi egyensúlyi helyzetbe.

Mikroméretű testek fényvel egy jól meghatározott helyen való rögzítését optikai, vagy lézeres csapdázásnak (optical trapping, laser trapping) nevezzük.

Mikroszkopikus objektumok levegőben történő lebegtetése és csapdázása [44, 45] az optikai mikromanipuláció terén új alkalmazásoknak nyitott teret. Ilyen elrendezéssel (melyben a gravitációval a fénysugárzás által kifejtett erő tart egyensúlyt) elsősorban a részecskék fényszórását tanulmányozták. A máig alkalmazott, nagy numerikus apertúrájú nyalábot használó egysugaras gradiens csapda működését először 1986-ban demonstrálták Ashkin és munkatársai [46].

Ashkin e nagy jelentőségű munkái után a fénynyomás egy új területen is bizonyította alkalmazhatóságát. Atomi nyalábok optikai eltérítése [47, 48], valamint izotópok lézeres szétválasztása [49] is lehetségessé vált. Az atomok csapdázásának megvalósítása irányában megtett hatalmas lépés volt az atomi nyalábok fókuszálása [50], valamint hűtése [51, 52, 53]. Az első stabil háromdimenziós atomi csapda megvalósítására 1986-ban került sor [54]. E fontos eredmények a kísérleti atomfizika új korszakának kezdetét jelezték. Ez az igen gazdag éra napjainkban is tart, több Nobel-díjat nyertek el az utóbbi években az e területen dolgozó kutatók, akiknek eddigi legnagyobb eredménye talán a Bose-Einstein kondenzáció kísérleti megvalósítása volt [55].

Mérföldkőnek bizonyult továbbá Ashkin és Dziedzic 1987-es munkája [56]. A kutatóknak először sikerült kimutatnia az erősen lefokuszált lézerefény csapdázó hatását biológiai objektumok esetében. Nemcsak egy, illetve több dohánymozzaik-vírust sikerült a lézer fókuszpontjában rögzíteniük, de élő baktériumokat is. Az elkövetkezendő mintegy másfél évtized alatt az optikai mikromanipuláció igen sikeresnek bizonyult a biológia területén. Olyan mérések, kísérletek váltak lehetővé, melyek korábban nem voltak kivitelezhetők, így a tudomány számos nagy fontosságú, jelentős eredménnyel gyarapodott az optikai csapdázásnak köszönhetően.

1.3.2 Az optikai csapdázás elve

Az optikai csipesz (optical tweezers), lézercsipesz (laser tweezers, ez az angol nyelvű kifejezés a Cell Robotics Inc. védett márkaneve), optikai csapda (optical trap), lézercsapda (laser trap), gradiens csapda (gradient trap) szinonim kifejezések jelentését a következőképpen határozhatjuk meg: ezek az elektromágneses sugárzás és dielektrikum

részecskék közti mechanikai kölcsönhatás eredményeként a részecskék helyzetének térbeli rögzítésére, vagyis azok csapdázására és manipulációjára alkalmas eszközök (általában a csapdázott részecskék helyének, valamint a csapdázást kialakító sugárzás megjelölésére is ugyanezeket a kifejezéseket használjuk).

A legegyszerűbb ezek közül az úgynevezett egysugaras gradiens csapda, mely tulajdonképpen nem más, mint egy lézernyaláb nagy numerikus apertúrájú, közel diffrakciólimitált lefókuszálására alkalmas optikai rendszer. Ennek, valamint a különböző módosításokkal, kiegészítésekkel kialakított, speciális, illetve összetett vizsgálatok, műveletek elvégzésére alkalmas egyéb elrendezések működésének hátterében ugyanazok az alapvető fizikai folyamatok állnak.

Mind klasszikus, mind kvantumelméletek alapján látható, hogy az elektromágneses térhez impulzus rendelhető. Az előbbi keretei közt a Maxwell-egyenletekből levezethető a vákuumbeli impulzusáram-sűrűség vektorára vonatkozóan az 1.2 összefüggés (c a vákuumbeli fénysebesség, ϵ_0 a vákuum dielektromos állandója, \vec{E} és \vec{B} az elektromos térerősséget, valamint a mágneses indukciót, \vec{S} pedig a Poynting-vektort jelöli). Ez egy nagy frekvenciával oszcilláló függvény, időbeli átlagértékét az 1.3 összefüggésnek megfelelően számolhatjuk, ahol \vec{E}_0 és \vec{B}_0 az elektromos térerősség és a mágneses indukció amplitúdója. Az impulzusáram megváltozása egy nyomásjellegű mennyiség, így a fellépő erőket ennek egy felületre való integrálásával kaphatjuk meg (1.4).

$$\vec{\rho} = c\epsilon_0 \vec{E} \times \vec{B} = \frac{\vec{S}}{c} \quad 1.2$$

$$\overline{\vec{\rho}} = \frac{c\epsilon_0}{2} \vec{E}_0 \times \vec{B}_0 = \frac{\vec{S}_0}{2c} \quad 1.3$$

$$\vec{F} = \int_A \Delta \overline{\vec{\rho}} dA \quad 1.4$$

A problémát szemlélhetjük a kvantumelmélet keretein belül is. A kvantum-elektrodinamika alapján az elektromágneses tér kvantumai, a fotonok nem rendelkeznek ugyan nyugalmi tömeggel, de impulzussal igen. Egyetlen fotonhoz az 1.5 összefüggés alapján rendelhetünk impulzusnagyságot, ahol E a foton energiáját, c pedig a fénysebességet jelöli, továbbá h a Planck-állandó, ν a frekvencia, λ pedig a hullámhossz. A foton impulzusának iránya megegyezik a fényterjedés irányával.

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad 1.5$$

A csapdázás az elektromágneses sugárzás és a test kölcsönhatása nyomán ébredő erők következménye. A jelenség kvantitatív elemzése tulajdonképpen nem jelent mást, mint egy fényszórási probléma megoldását. A szórócentrumok alaki és méretbeli sokfélesége miatt az optikai csapdázásra vonatkozó elméleti számítások meglehetősen sokrétűek.

A geometriai optikán alapuló modellek [57, 58, 59, 60] használata a legkényelmesebb, viszont ezek alkalmazása általában csak a $d > 5\lambda$ (ahol d a csapdázott test karakterisztikus mérete) mérettartományban megalapozott. Ezen modellek a gömbtől eltérő alakok esetén is használhatók [19, 61]. Pontosabb eredményeket kaphatunk (elsősorban a hullámhossz-közeli méretek esetén), ha a sugároptika szerinti törési és visszaverődési törvényeket, valamint a reflexiós és transzmissziós koefficiensek számítására alkalmazott Fresnel-formulákat a Gauss optikának a nyalábot leíró paramétereivel együtt alkalmazzuk [20, 62, 63]. E modellben az egyes sugarak irányát egy adott helyen az ott fellépő gömbi hullámfrontra merőlegesnek vesszük, s a fókuszált Gauss nyaláb geometriai tulajdonságaival (nyalábnyak, divergencia) számolunk. E számítási módszert különféle mikroszkopikus objektumok esetén alkalmazták (pl. vörösvérsejtek [64], csillag alakú, [65], szélmalomkerék-szerű alakzatok [66, 67], hengerek [68], valamint kocka [69] és gyűrű alakú testek [70]).

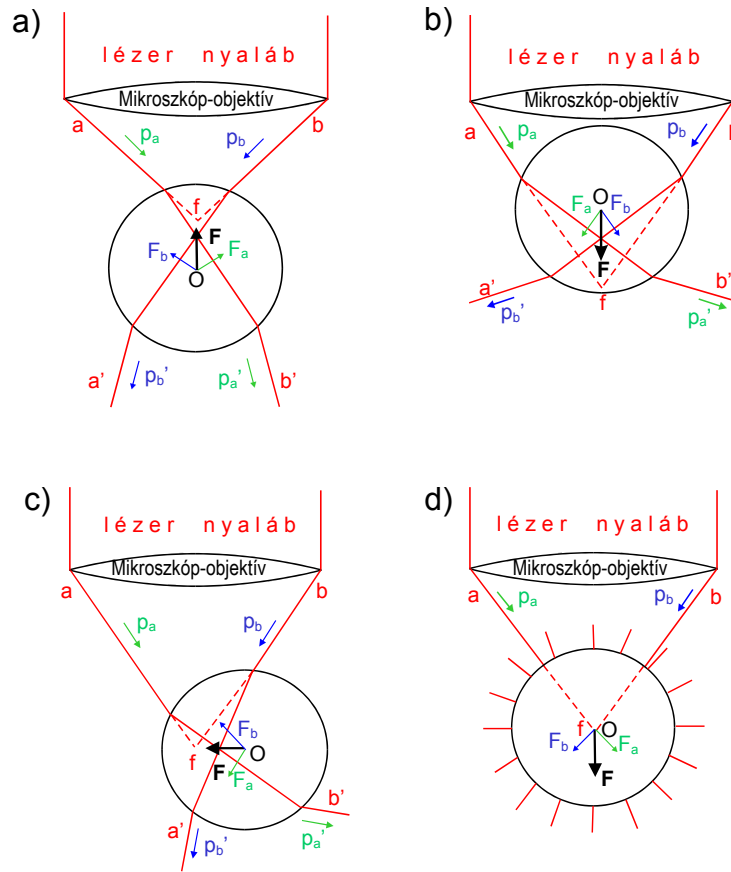
Az elektromágneses hullámok elméletén alapuló módszerek a Maxwell-egyenletekből indulnak ki, s a testre ható erőt a Maxwell-féle feszültségtenzornak a testfelületre való integrálásával határozzák meg [71, 72, 73]. A korábbi munkákban [74] használt skaláris hullámeqyenletek csak paraxiális közelítésben érvényesek, az optikai csapdázás során alkalmazott nagy numerikus apertúra a hullámeqyenletek vektori formájának alkalmazását kívánja. E modellek a $d < \lambda$ tartományban hatékonyak. Némely munkában a Lorentz-Mie- ($d > \lambda$) és a Rayleigh-szórás ($d < \lambda$) összefüggéseit is felhasználták a csapdázás modellezésére, azonban ezek a módszerek csak gömb alakú részecskékre alkalmazhatók [75, 76]. A hullámhossz körüli mérettartományban a fenti eljárások nem szolgáltatnak pontos eredményeket, alkalmazhatóságuk tehát csak bizonyos mérettartományokra korlátozódik [77, 78]. Az utóbbi években számos olyan módszer került kidolgozásra, melyek kiküszöbölik az előbbi modellekben levő jelentős egyszerűsítések okozta pontatlanságokat. E módszerek általában a Maxwell-egyenletek közvetlen, numerikus megoldását teszik lehetővé. Némelyik ezek közül az elektromágneses mező különböző bázisokban való felírásán alapul. Így például

vektori gömbfüggvények (vector spherical wavefunctions, VWFs) szerinti kifejtést és az úgynevezett T-mátrixon alapuló számítást alkalmaztak Nieminen és munkatársai [79, 80]. White pedig a differenciálegyenlet-rendszert a „finite elements” módszerrel oldja meg egy térbeli ponthálón [81].

Vizsgáljuk meg a jelenséget Ashkin sugároptikán alapuló megközelítése alapján [60]! Tekintsünk egy gömb alakú, optikai szempontból homogén izotróp testet, melynek törésmutatója nagyobb, mint az azt körülvevő, szintén homogén izotróp közeg törésmutatója! Legyen a gömb középpontja a nyaláb fókuszpontjához közel, de ne essen azzal egybe! Válasszunk ki a nyalábból két, az optikai tengelyre tükörszimmetrikusan haladó sugarat, s kövessük végig ezeket a testtel való kölcsönhatásuk során! A sugármeneteket különböző esetekre az 1.5 ábra szemlélteti. A két sugárhoz rendelhető kezdeti (\vec{p}_a és \vec{p}_b) és végső (\vec{p}'_a és \vec{p}'_b) impulzusáramok közti különbség nyomán ébredő, a gömbre ható \vec{F}_a , illetve \vec{F}_b erők \vec{F} eredője a fókuszpont felé mutat. Ezt az eredményt kapjuk a gömb és a fókuszpont különböző relatív helyzete esetére (1.5a-c ábra). Az előbbi megfontolások során eltekintettünk a gömb anyagának abszorpciójától. Amennyiben ezt figyelembe vesszük, és az elnyelt energiának sugárzás nélküli, vagy lumineszcencia-sugárzás útján való izotróp disszipációját feltételezzük, megállapítható, hogy e folyamat során a testre a nyaláb terjedési irányába mutató eredő erő hat (1.5d ábra). Hasonló eredményt kapunk a reflexiók figyelembe vétele esetén is.

Nézzünk e megfontolások alapján néhány kvantitatív eredményt! Szokás a fókuszpont körül a testre ható, egyetlen sugártól, vagy a nyalábtól származó erő nagyságát az 1.6 alakban felírni, ez az 1.2-1.4 egyenletekből is származtatható. A képletben W a nyaláb teljesítménye, $n_{közeg}$ a csapdázott testet körülvevő médium törésmutatója, c a vákuumbeli fénysebesség, Q pedig egy dimenziótlán arányossági tényező. Q abszolút értéke 0 és 2 közé esik (a 2 értéket egy tökéletesen reflektáló felületről való merőleges visszaverődés esetén veszi fel), előjele pedig a vonatkoztatási rendszertől függ.

$$F = Q \cdot \frac{n_{közeg} W}{c} \quad 1.6$$



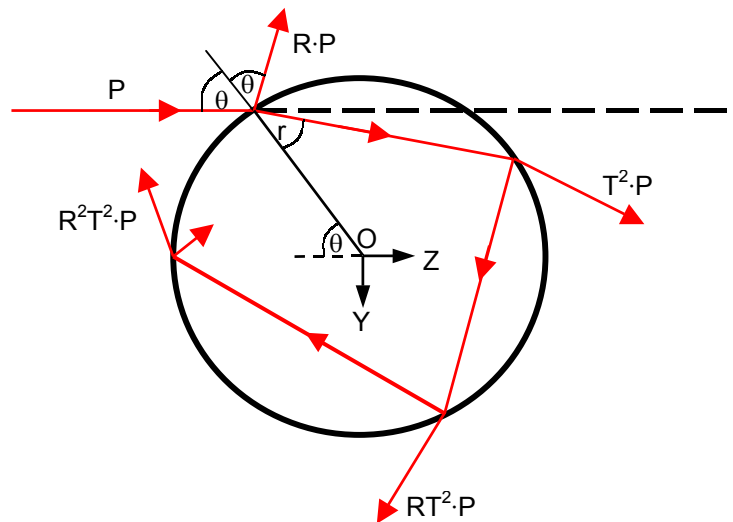
1.5 ábra Fókuszált fénynyaláb kölcsönhatása homogén izotróp gömbel, a)-c) a gömb különböző helyzeteinél, tisztán fénytörést feltételezve, d) abszorpció esetén

Tekintsünk egyetlen sugarat. Ashkin meggondolásai alapján az e sugár által a gömbre kifejtett erőt két komponens összegeként írhatjuk fel. Az egyik komponens az úgynevezett gradiens erő, mely a beeső sugár terjedési irányára merőleges. Ennek nagyságát az 1.7a összefüggés adja meg. A másik az úgynevezett szórási erő, iránya a beeső sugáréval párhuzamos, nagysága pedig az 1.7b képlet szerint számolható. A képletekben szereplő mennyiségek magyarázata az 1.6 ábrán látható, R és T a Fresnel-formulák alapján számítható reflexiós és transzmissziós együtthatók.

$$F_g = Q_g \cdot \frac{n_{\text{közeg}} W}{c} = \frac{n_{\text{közeg}} W}{c} \cdot \left\{ 1 + R \cos 2\theta - \frac{T^2 [\cos(2\theta - 2r) + R \cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad 1.7a$$

$$F_s = Q_s \cdot \frac{n_{\text{közeg}} W}{c} = \frac{n_{\text{közeg}} W}{c} \cdot \left\{ R \sin 2\theta - \frac{T^2 [\sin(2\theta - 2r) + R \sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R \cos 2r} \right\} \quad 1.7b$$

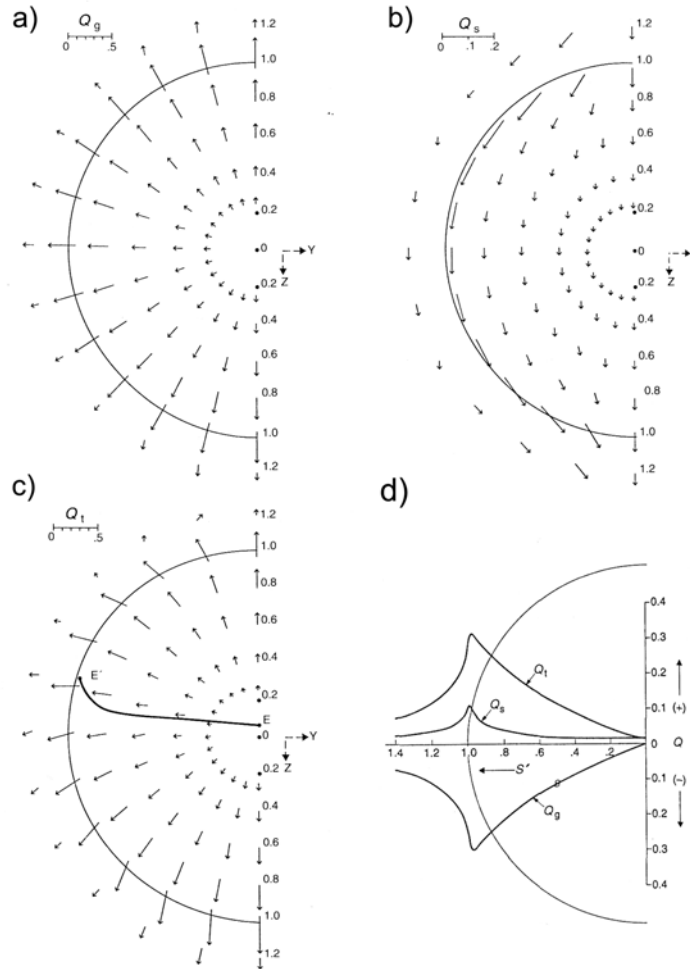
Egy lefókuszált nyalábra a szórási, a gradiens, illetve a kettő összegeként előálló eredő erőhöz tartozó Q_s , Q_g és Q_t arányossági tényezőknek (melyek a nyaláb egyes sugaraira adódó értékek összegei) a fókusz gömbhöz viszonyított helyzetétől való függését a 1.7 ábra szemlélteti. Látható, hogy a csapdázás a gradiens erőknek köszönhető (ez ugyanis mindig a fókuszpont felé mutat), a szórási erők pedig nagyjából a fényterjedés irányába hatnak. A gradiens erők eltűnnek, ha a gömb középpontja egybeesik a fókuszponttal, ekkor azonban a szórási erő nem nulla. Ez azt eredményezi, hogy a gömb egyensúlyi helyzete (amikor az eredő erő zérus) az optikai tengelyen a fényterjedés irányába eltolva található.



1.6 ábra Egyetlen sugár gömbbel való kölcsönhatásának kiszámításához használt geometria

A fenti modell alapján végzett részletesebb vizsgálatok eredményeiből kiderül, hogy a csapdázás erőssége (a fellépő erők nagysága) függ a csapdázó nyaláb teljesítményétől és numerikus apertúrájától (az intenzitásgradienstől), valamint a gömb és a közeg relatív törésmutatójától. E geometriai optikai modell szerint a csapdázó erők függetlenek a gömb méretétől.

Általánosságban elmondható, hogy a csapdázásért felelős gradiens erőkomponensek mindig az intenzitásgradiens irányába mutatnak, a szórási erők pedig a fényterjedés irányába hatnak, s csökkentik a csapdázás hatékonyságát. Akkor effektív tehát az optikai csapda, ha a gradiens erők jóval nagyobbak a szórási erőknél.



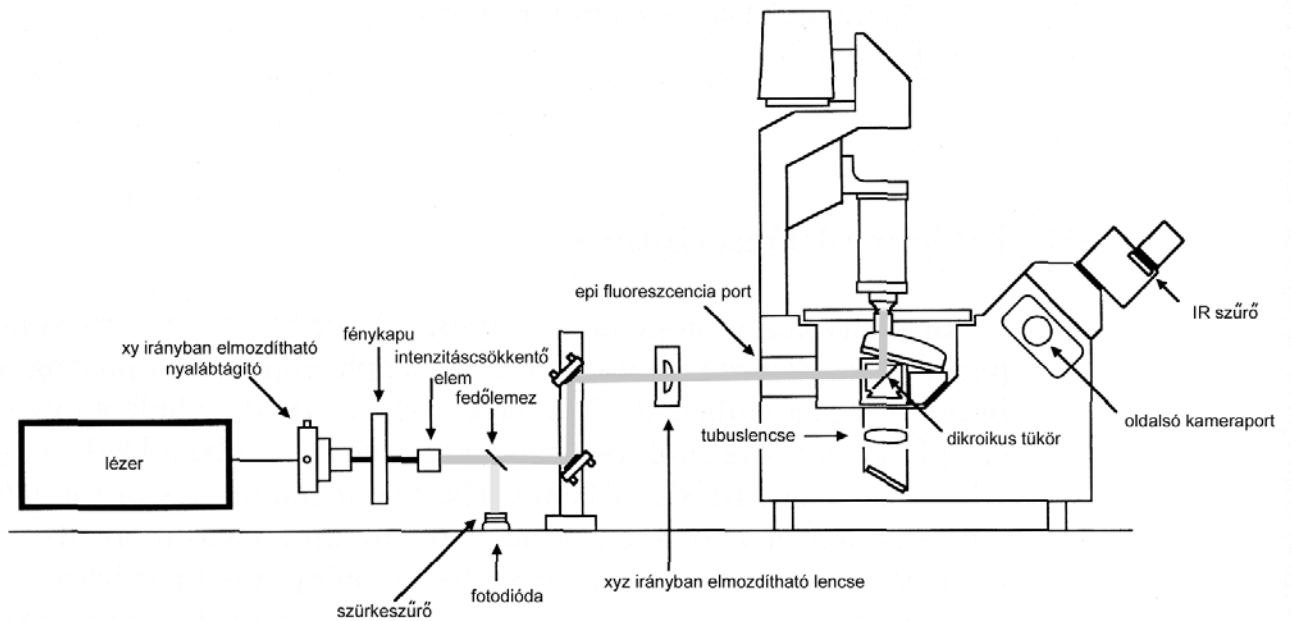
1.7 ábra Az egységnyi sugarú, 1,2 relatív törésmutatójú gömbre ható erőkre jellemző Q arányossági tényező a gömb középpontjának és a fókuszhoz relatív helyzete függvényében a ZY síkban, a) gradiens erőhöz tartozó Q_g , b) a szórási erőhöz tartozó Q_s , c) az eredő erőhöz tartozó Q_t , ez az E' -vel jelölt vonal mentén az Y tengely irányába mutat, d) az előbbi arányossági tényezők a fókusz és a gömb középpontjának Y irányban való eltérése esetén [60]

1.3.3 Az optikai csipesz felépítése

Az optikai csipesz felépítésével több összefoglaló munka is foglalkozik. A berendezés vázlatát a 1.8 ábrán látható [82].

A csapdázó nyaláb forrása egy közepes, 50 mW - 1 W teljesítményű, nagy stabilitású folytonos lézer. Biológiai alkalmazásoknál elengedhetetlen a közeli infravörös tartományban működő fényforrások használata, ugyanis a minta roncsolódását elkerülendő annak abszorpcióját a lehető legkisebb mértékűre kell csökkenteni [83, 84]. A biológiai anyagok többsége e tartományban meglehetősen kevésbé elnyelő. Ez okból legelterjedtebb a Nd:YAG, a dióda-, esetleg a He-Ne, illetve a titán-zafír lézerek alkalmazása. Mivel a biológiai mintákat

általában vizes közegben vizsgáljuk, a víz elnyelési spektruma alapján az utóbbi három, rövidebb hullámhosszú fényforrás alkalmazása során a minta melegedése kevésbé jelenthet gondot. Általában a TEM_{00} módust alkalmazzák csapdázásra, de bizonyos, speciális vizsgálatok kapcsán más módusokat is használtak (például TEM_{01}^* [85]).



1.8 ábra Az optikai csipesz általános felépítése

A nyalábnak az optikai tengelytől távolabb eső sugarai nagyobb szög alatt érkezik a fókuszpontba, és jelentős a szerepük a gradiens erők kialakításában [60]. Ezért egy nyalábtágító lencserendszert szokás alkalmazni, mellyel biztosítjuk, hogy a nyaláb kitöltse a mikroszkóp-objektív belépő apertúráját, s így kihasználjuk a maximális numerikus apertúrát. A lézernyaláb irányát tükrökkel állítjuk be úgy, hogy illeszkedjen a mikroszkóp optikai tengelyéhez. A lézerfényt a mikroszkóp epi-megvilágítási portján, vagy valamelyik kamera-csatlakozón keresztül egy dikroikus tükör segítségével vezetjük a mikroszkópba. Ez az 1.8 ábrán mutatott elrendezés esetén olyan, hogy a lézer hullámhosszán nagy reflexióképeséggel, a látható tartományban viszont nagy áteresztőképességgel rendelkezik. A csapdát a mintában a mikroszkóp-objektív alakítja ki. Általában nagy (1-nél nagyobb) numerikus apertúrájú objektíveket szokás alkalmazni.

Az itt vázlatosan leírt rendszer kiegészíthető egyéb elemekkel. Amennyiben a lézer teljesítményének beállítása nem történhet elektronikus úton, neutrális szűrők alkalmazásával

ezt megoldhatjuk, a teljesítmény figyelemmel követését pedig a lézerefény töredékének üveglemezzel való kicsatolása után egy fotodiódával végezhetjük.

A nyaláb terelésére úgynevezett „gimbal mount” tükörtartókat is alkalmazhatunk (melyeknél a tükör forgástengelyei a tükröző felületen vannak), ezekkel olyan optikai rendszer is kiépíthető, mellyel a csapda helye az optikai tengelyre merőleges síkban mozgatható, s a mozgítás során a csapda erőssége nem változik [86]. E célra akuszto-optikai modulátorokat is használnak. Az optikai tengellyel párhuzamos, a mikroszkóp tárgysíkjához képest való mozgítás megfelelő lencse(rendszer) segítségével végezhető.

Többszörös csapdát is létrehozhatunk például a nyaláb polarizációs eszközökkel (polarizációs nyalábosztó kocka) történő kettéválasztásával. A szétválasztást a tágított nyalábban szokás elvégezni, a nyalábot terelő tükörrendszert megkétszerezik, illetve további tükrökkel, lencsékkel egészítik ki, majd a szétválasztott nyalábot újra egyesítik. Megvalósítható a két csapda egymástól független mozgatása is [86].

Számos alkalmazás során fontos a csapdázott test (általában mikroszkopikus polisztirol gyöngy) pozíciójának meghatározása, nyomon követése. Erre többféle megoldás kínálkozik. Bizonyos esetekben a mikroszkóp képét számítógépes képfeldolgozási eljárásoknak vetik alá, ezzel akár 10 nm-es pontosság is elérhető [87]. Gyakorta alkalmazott módszer a csapdázott golyónak kvadráns diódára való leképezése, s az elmozdulásnak a dióda jelei alapján történő meghatározása [88].

A mikroszkópiában elterjedt differenciál-interferenciakontraszt eljáráshoz hasonló elveken alapul az optikai csapdázásos interferometriának (optical trapping interferometry) nevezett módszer [89]. Ennek során a lineárisan poláros lézernyalábot egy $\lambda/4$ lemezzel cirkulárisan polárossá alakítják, majd egy Wollaston-prizmával kis szöggel kettéválasztják. Az elválasztás után a nyaláb két ága mindössze körülbelül 200 nm-el van eltolva egymáshoz képest, amely a csapdázás szempontjából jelentéktelen. A mikroszkóp-objektív által való lefókuszálás után továbbra is egysugaras gradiens csapdáról beszélhetünk, hiszen a két fókusz távolsága azok diffrakciólimitált méreténél is kisebb. A mintán való áthaladás után a kondenzorlencsével párhuzamosított nyalábokat újra egyesítik egy második Wollaston-prizmával. Abban az esetben, ha a csapdázott gömb a két, merőleges polarizációjú nyaláb fókuszaihoz képest szimmetrikusan helyezkedik el, a rendszeren való áthaladás után az egyesített lézernyaláb cirkulárisan poláros. Amennyiben a golyó laterális irányban elmozdul, azt a polarizáció ellipticitásának megváltozása jelzi.

A pozíciót jellemző jelekkel a csapda helyzetét beállító elemekre visszacsatolást is létrehozhatunk, s így rendszerünkkel állandó erőt fejthetünk ki a csapdázott golyóra [90].

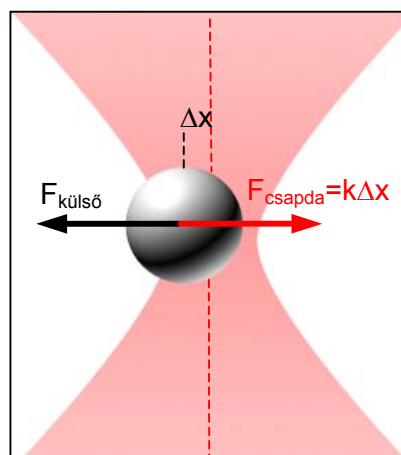
Az optikai csipeszt megformáló nyaláb tulajdonságainak (polarizáció, fázis, intenzitás-eloszlás, stb.) megváltoztatására az elrendezés sokféle optikai elemmel kiegészíthető a speciális igényeknek megfelelően.

1.3.4 Az optikai csipesszel való erőmérés elvi háttere

Az optikai csapda által egy középpontjával a fókusz síkban, a fókuszponttól kis x távolságra elhelyezkedő gömbre kifejtett erő (amint az a 1.7d ábrán is látható) közelítőleg egyenesen arányos a fókuszpont és a gömb középpontjának távolságával (1.8 összefüggés).

$$F = \kappa \cdot \Delta x \quad 1.8$$

Amennyiben egy csapdázott golyóra nem hat külső erő, egyensúlyban van, középpontja az optikai tengelyen helyezkedik el. Ha a golyóra az optikai tengelyre merőleges irányú külső erő hat, elmozdul ebben a síkban. Olyan új egyensúlyi pozíciót vesz fel, melyre a külső erő és az optikai csapda által kifejtett erő egyensúlyban vannak egymással (1.9 ábra). A κ arányossági tényező és a golyó elmozdulása ismeretében a csapda által kifejtett, illetve a külső erő nagysága kiszámítható.



1.9 ábra Az optikai csipesszel való erőmérés elve

A csapdázott gömb elmozdulása a már korábban bemutatott módszerekkel akár nanométeres pontossággal meghatározható. A csapdát jellemző erőállandó kísérleti meghatározása többféleképpen lehetséges. A legegyszerűbb az elmozdulás-erő viszonyt a folyadékban mozgó gömbre ható viszkózus ellenállás alapján feltérképezni. A golyó megragadása után a mikroszkópasztal ismert sebességgel való mozgatásakor a golyóra ható közegellenállási erő az 1.9 Stokes-törvény alapján kiszámítható (most, illetve a továbbiakban is feltesszük, hogy a csapdázott testet körülvevő médium newtoni folyadékként viselkedik), ahol γ a viszkózus közegellenállási koefficiens, η a közeg viszkozitása, r a csapdázott gömb sugara, v pedig az áramlás sebessége. Az egyes közegellenállási erők az elmozdulást megmérve ezekből κ értéke meghatározható [91]. A módszer egyéb változataiban a mikroszkópasztalt periodikusan mozgatják, s az erőállandót a gömb által követett, a periodikus erő hatására fellépő mozgás amplitúdójának, illetve fázisának elemzése alapján adják meg [91, 92]. A legegyszerűbb esetben pedig mindössze azt határozzák meg, hogy mekkora erőnél (a mikroszkópasztal mekkora sebességénél) képes a golyó elszakadni a csapdától (szökési erő módszere – escape force method).

$$F = \gamma \cdot v = 6\pi\eta rv \quad 1.9$$

Amennyiben a pozíciódetektáló rendszer érzékenysége és sávszélessége megengedi, időben követhetjük az optikai csapdában levő golyó Brown-mozgását. Az ekvipartíció tételét felhasználva κ az 1.10 összefüggés alapján adható meg, melyben az x elmozdulásból különbözőképpen számított átlagértékek, a k_B a Boltzmann-állandó és a T hőmérséklet szerepelnek [93].

$$\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \frac{k_B T}{\kappa} \quad 1.10$$

Az erőállandó kiszámítható továbbá a Brown-mozgás során mért elmozdulás teljesítmény-spektruma alapján számolt kórn-frekvencia (f_c) segítségével is 1.11 szerint [93].

$$\kappa = 2\pi f_c \gamma \quad 1.11$$

A γ viszkozus közegellenállási koefficiensre szintén következtethetünk a teljesítményspektrum alapján, vagy az kiszámolható az 1.9 Stokes-féle ellenállási törvény segítségével.

Az eddigi módszerek általában a közegellenállási tényező Stokes-törvény segítségével való megadásán alapulnak, az azonban csak határfelületektől távol érvényes. Az optikai csapdával való erőmérések gyakran a fedőlemez felületéhez közel történnek, ezért a közegellenállási tényezőben egy korrekciós faktor bevezetése szükséges 1.12 szerint (ebben η a közeg viszkozitása, r a golyó sugara, h a felülettől való távolság) [93]. 1.12 egy közelítő formula, mely $r/h < 1$ esetén érvényes.

$$\gamma = 6\pi\eta r \left(1 + \frac{9}{16} \cdot \frac{r}{h} \right) \quad 1.12$$

Az előzőektől eltérően az úgynevezett „minimális információ módszere” [91] nem tartalmaz a közegellenállási együtthatóra vonatkozó közelítést. Az erőállandó meghatározása itt azon alapszik, hogy ha a csapdázott golyó termális mozgásáról fényképfelvételeket készítünk, s megmérjük a golyónak az egyensúlyi helyzettől való x távolságát, továbbá kiszámítjuk az x -re vonatkozó $p(x)$ valószínűségi sűrűségfüggvényt, akkor ez utóbbi a Boltzmann-eloszlást fogja követni 1.13a szerint. C egy megfelelő normálási tényező, k_B a Boltzmann-állandó, T pedig a hőmérséklet.

$$p(x) = C \cdot \exp(-E(x)/k_B T) \quad 1.13a$$

$$E(x) = \frac{1}{2} \kappa x^2 \quad 1.13b$$

A mérési eredményeknek 1.13a-val való összevetése alapján κ értéke meghatározható.

1.3.5 Az optikai csipesz biológiai alkalmazásai

A lézercsipesz igen elterjedt eszközzé vált az elmúlt 10 évben. Egyre nő azon közlemények száma, melyekben a bemutatott eredményeket optikai csapdázás alkalmazásával érték el. Figyelemre méltó, hogy a biológia illetve a biofizika területén az optikai csipesz számos, nagy fontosságú (és nem utolsó sorban igen érdekes) kísérlet elvégzését, illetve

alapvető információk megszerzését tette lehetővé. A következő fejezeteknek nem célja ezek teljes körű bemutatása, mindössze a biológiai alkalmazások sokszínűségét érzékeltetik néhány példán keresztül.

A lézercsipesz, mint mikromanipulációs eszköz

A lézercsipeszt legegyszerűbb alkalmazásai során mikromanipulátorként használják: mikroszkopikus testek elhelyezkedését, elrendeződését változtatják meg segítségével. A lézeres mikromanipuláció nonkontakt eljárás, lehetséges a csapdázás zárt térfogatokban is. Így akár a sejten belüli szervek, sejtalkotók is megragadhatók anélkül, hogy a sejtmembránban, vagy a sejt egyéb részeiben kárt tennénk.

Aufderheide munkatársaival ezt demonstrálandó a *Paramecium tetraurelia* organellumait és sejtmagját is több mikronnal elmozdította [94]. A sejt további szaporodásában nem talált a normálistól való eltérést. Leitz munkatársaival a *Pyrocystis noctiluca* algában a kloroplasztiszok elmozdításának hatását vizsgálta, s azt tapasztalta, hogy azok visszarendeződtek eredeti elhelyezkedésüknek megfelelően [95].

Ez utóbbi kutatócsoport a *Chara* nevű alga növekedését is tanulmányozta [96]. Az élőlény az úgynevezett rhizoid sejtekben levő, membránnal körülzárt bárium-szulfát mikrokristályokkal, a statholitokkal érzékeli a gravitáció irányát. A nehézségi erők hatására ugyanis ezek a mikrorészecskék a sejt egyik végében gyűlnek össze. A vizsgálatok kimutatták, hogy a statholitok lézercsipeszrel való átrendezése a sejtek növekedési irányának megváltozását vonja maga után. Korábban hasonló kísérleteket csak mikrogravitációs környezetben lehetett elvégezni.

Bronkhorst vörösvérsejtek flexibilitására vonatkozóan végzett kutatásokat [97]. Háromsugaras optikai csapdával a sejt különböző részeit megragadta, és a csapdák egymáshoz képesti mozgatásával a sejt alakjának torzulását idézte elő. A lézer kikapcsolása után a sejt alakjának relaxációjának időbeli lefutását vizsgálta s megállapította, hogy a relaxáció karakterisztikus ideje különböző vérplazmában és pufferben.

Szintén Bronkhorst kettős lézercsapdával egymáshoz nyomott vörösvérttesteket, majd széthúzta azokat [98]. A sejtek közt szál formálódott. Az eredményekből a szerzők arra következtettek, hogy az aggregációt az úgynevezett „cross-bridge” modellel lehet helyesen leírni, szemben a korábbi, sztérikus hatásokon alapuló meggondolásokkal.

Kísérleti stádiumban van a lézeres *in vitro* megtermékenyítés módszerének kidolgozása. Az eljárás során az oocytát ultraibolya lézerrel kezelik: a *zona pellucida* rétegén fókuszált ultraibolya lézerimpulzusok roncsoló hatása nyomán lyuk keletkezik. Ezen keresztül a petesejt optikai csipesszel megragadott spermiumsejtekkel megtermékenyíthető [99].

Erőmérésen alapuló kísérletek

Az optikai csipesz által kifejtett csapdázó erő jellemzően az 1 pN – 100 pN közötti tartományba esik. Ekkora erők vizsgálatára más módszer nemigen kínálkozik (az atomerő-mikroszkópok a nN nagyságrendű hatások tanulmányozására alkalmazhatók). A molekulákat összetartó elsődleges kémiai kötések nem szakadnak fel ilyen erők hatására, ezért a lézercsipesszel leginkább a biológiai makromolekulák szerkezeti változásai során fellépő erőhatások mérhetők. Igen fontos továbbá, hogy a méréseket egyes molekulákon külön végezhetjük, más szóval egymolekula-vizsgálatokra van lehetőség.

A következőkben két jelentős kutatási terület kerül röviden bemutatásra, ahol a lézercsipesszel végzett erőmérés jelentősen hozzájárult új, fontos és alapvető ismeretek megszerzéséhez. Ezek közül egyik a motorproteinek vizsgálata, a másik a DNS molekula mechanikai tulajdonságainak, valamint különböző fehérjékkel való kölcsönhatásának kutatása.

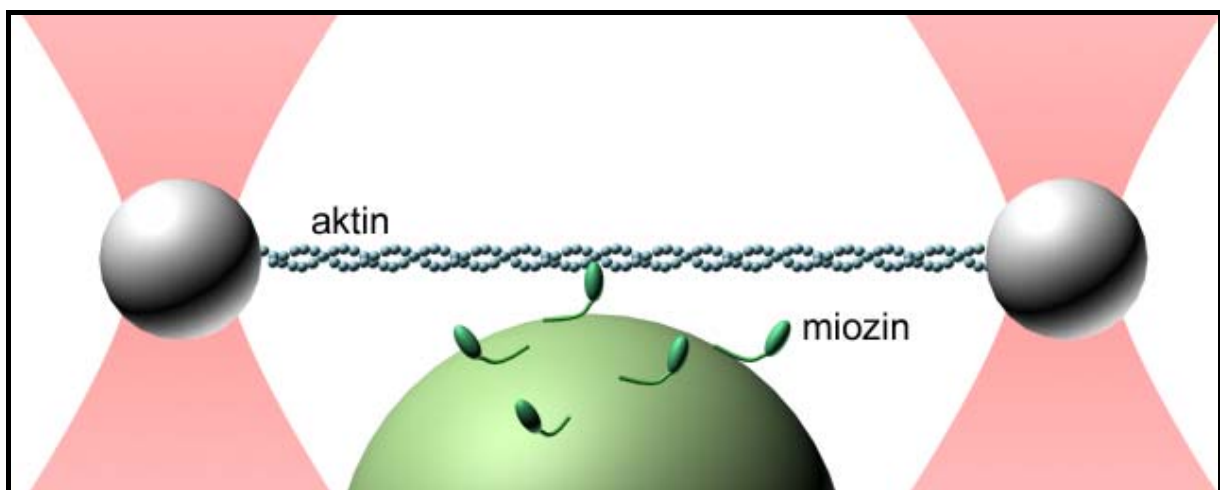
A motorfehérjék a sejten belüli anyagtranszportban, valamint az izomműködésben játszanak kulcsszerepet. A molekulák (miozin, kinezin és dinein) általában ATP vagy GTP felhasználásával haladnak egy polimer (aktin, vagy mikrotubulus) szál mentén. A motorfehérje (egy, vagy több) úgynevezett fejrésze periodikusan a polimerszállhoz kötődik, illetve disszociál róla, közben a molekula konformációváltozásokon megy keresztül, s mintegy lépegetve halad előre.

E folyamatok tanulmányozásához általában az aktin szálat vagy a mikrotubulust a mikroszkóp-fedőlemezhez rögzítik, s polisztirol, vagy szilícium-dioxid gömbök felületéhez kötik a mozgást végző fehérjét. Elérhető, hogy egy gömbhöz statisztikai átlagban egyetlen fehérjemolekula csatlakozzon. Ha ez a fehérje kölcsönhatásba kerül a polimer szállal, mozogni kezd annak mentén a hozzá kapcsolódó gömbbel együtt. Ez utóbbi optikai csipesszel csapdázható, s meghatározható a fehérje által rá kifejtett húzóerő.

Több kutatócsoport is megadta a mikrotubulusok mentén haladó kinezin által a gömbre kifejtett erő nagyságát. A legnagyobb húzóerő körülbelül 6-8 pN-nak adódott [100,

101, 102, 103]. A mérések során kiderült, hogy a motor által kifejtett maximális erő nagyjából független az ATP koncentrációtól. Schnitzer és Block kísérleteiben az érzékeny pozíciódetektálás lehetővé tette annak kimutatását, hogy a kinezin 8 nm-es lépésekben halad, továbbá megállapították, hogy a molekula lépésenként egy ATP molekulát használ fel [104] .

A miozin talán a legtöbbet tanulmányozott motorfehérje, a vázizmok alapvető alkotóeleme. A fehérje az aktin polimer mentén halad, közben ATP-t hidrolizál. Több molekula összehangolt működésének eredménye az izom-összehúzódás. A miozint általában az úgynevezett „háromgömbös vizsgálat” (3 bead assay, 1.10 ábra) módszerével tanulmányozták. Ennek során a fedőlemezhez mikrométerű gömböket rögzítettek, melyek felületén miozin molekulák voltak. Egy aktinszál két végéhez szintén golyókat erősítettek, ezeket kettős optikai csapdával megragadták, és a szálát kifeszítették. Mikor az aktint a miozinnal borított golyóhoz érintették, a fehérjemolekulák haladni próbáltak a szál mentén, s erőt fejtettek ki az aktinon keresztül az ahhoz rögzített golyóra, kitérítve azt a csapdából. A módszerrel sikerült meghatározni a miozin lépéshosszát is. Az egyes kutatócsoportok különböző eredményeket kaptak, végül az 5 nm-es lépés vált elfogadottá [105, 106]. A különböző kísérletekben 1-10 pN közti húzóerőket mértek [105, 107, 108, 109]



1.10 ábra A háromgömbös vizsgálat (3 bead assay) vázlata ([105] és [106] nyomán)

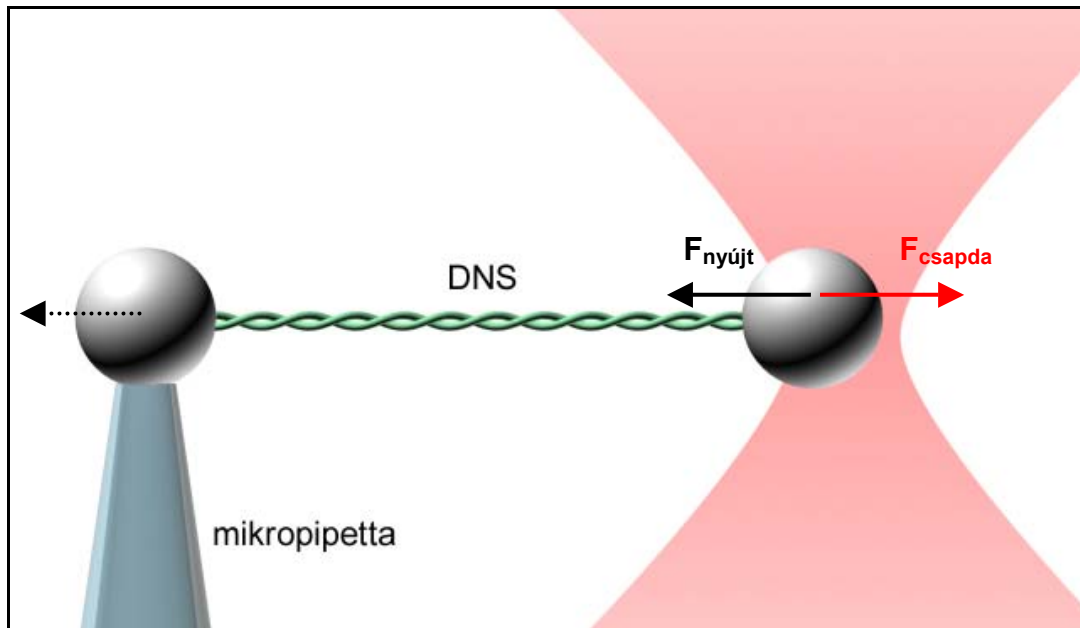
Az izomban az aktin elasztikusan kötődik a meglehetősen merev Z-membránhoz. Ez az elasztikus kötés a titin nevű fehérjén keresztül valósul meg. E molekula rugalmas tulajdonságainak feltárásában is nagy szerep jutott az optikai csapdázásnak. Kellermayer Miklós és munkatársai a szál alakú molekula végeihez mikrométerű gömböket erősítettek

[110]. Ezek közül az egyiket mikropipettával, a másikat optikai csipesszel tartották. A mikropipetta elmozdítása során a molekula megnyúlt, s a csapdázott gömb új egyensúlyi helyzetet vett fel. Az erő és a molekula megnyúlása mérhető volt. 10 pN-nál kisebb erők hatására elsősorban a molekula prolinban, glutaminsavban, valinban és lizinben gazdag, úgynevezett PEVK doménjei játszanak szerepet a reverzibilis megnyúlásban. Nagyobb erőhatásokra az immunoglobulin domének szerkezetváltozása lesz hangsúlyosabb, s az erő és megnyúlás viszonyában hiszterézis jelentkezik.

A sejt működése és szaporodása során számos mechanikai hatás éri a DNS-t, így a funkció szempontjából nagy fontossággal bírnak e molekula mechanikai jellemzői. Gondoljunk például a következőkre: a DNS egy polimer szál, mely fejlettebb élőlények esetén rendezetten feltekeredve található a sejtmagban, s a vele kölcsönhatásba lépő fehérjék lokálisan kitekerik és felhasítják, leolvassák a bázissorrendet, másolják, javítják azt, vagy éppen RNS-t szintetizálnak. E folyamatok során különböző nyújtó és csavaró hatások lépnek fel, s ezek következtében megváltozik a polimer harmadlagos és negyedleges szerkezete. Mondhatjuk tehát, hogy a DNS (és az RNS) torziós tulajdonságai alapvető fontossággal bírnak.

Az optikai csipesz lehetőséget biztosít arra, hogy DNS molekulák erő hatására történő megnyúlását tanulmányozzuk. A kísérlet során a szál egyik végét szilárdan rögzíteni kell (fedőlemez felületéhez, vagy mikropipettával tartott polisztirol gömbhöz). A DNS másik végére polisztirol golyót kötünk, s azt optikai csipesszel tartjuk (1.11 ábra). Fontos, hogy ekkor a csapdázott gömb, tehát a DNS vége szabadon elfordulhat. A molekula megnyúlik, ha a mikropipettával tartott gömböt elmozdítjuk, s erőt fejt ki a csapdázott golyóra, mely elmozdul a fókuszról. Ezt az elmozdulást megmérve meghatározhatjuk a gömbre ható erőt. A mérés különböző paraméterekkel való megismétlésével megtudhatjuk az erő és a megnyúlás viszonyát [88, 111]. Duplaszálú DNS esetén igen kis erők elegendőek 0,34 nm/bp (nanométer/bázispár) hossz eléréséhez (ez tulajdonképpen a molekula kontúrhossza). A további mintegy 0,04 nm/bp megnyúláshoz már jóval nagyobb erők szükségesek (~65 pN). Ezután a molekulát mintegy 1,7-szeres hosszára nyújthatjuk az erő kismértékű növelésével. A továbbiakban az erő igen meredeken növekszik a megnyúlással.

Több, a DNS-sel és az RNS-sel kölcsönható fehérje tekinthető molekuláris motornak. Ilyen az RNS-polimeráz enzim is, mely a DNS szálon végighaladva, annak bázissorrendje alapján egy messenger RNS molekulát szintetizál (transzkripció). A szintetizációkor felszabaduló szabadenergia hajtja az enzimet a DNS szál mentén.



1.11 ábra DNS molekula nyújtása lézercsipesszel

A jelenség vizsgálatához az RNS-polimerázt egy statikus felülethez kell rögzíteni (fedőlemez, vagy mikropipettával megfogott polisztirol gömb). Ha a DNS szál egyik végéhez mikrogyöngyöt rögzítünk, az lézercsipesszel csapdázzható. Ahogy az enzim előrehalad a DNS mentén, az annak végén levő golyócskát kimozdítja a csapdából. Ebből az elmozdulásból meghatározható a fehérje által kifejtett maximális húzóerő, amely *Eshericia Coli* baktériumok RNS-polimerázára 25 pN-nak adódott [112, 113].

Hasonló vizsgálatokat végeztek DNS-polimerázzal is (mely az egyszálú DNS-ből duplaszálút készít). A T7 DNS-polimeráz által kifejtett maximális húzóerő 34 pN volt.

1.4 Mikroszkopikus testek fény hatására fellépő forgása

A lézercsipesz működése azon alapul, hogy az elektromágneses sugárzás erőt fejthet ki mikroszkopikus testekre, s fókuszált fénynyalábbal azok mozgásállapota megváltoztatható. A testet térben rögzíthetjük, vagy akár a közeghez képest vett translációs mozgásra is készíthetjük a csapda vagy a mikroszkópasztal mozgatásával. Mikroméretű testek impulzusmomentuma is megváltozhat az elektromágneses sugárzással való kölcsönhatás során, és a részecskék fény indukálta forgómozgása bizonyos esetekben megfigyelhető. A jelenség tanulmányozása az alapvető fizikai folyamatok jobb megértését, új összefüggések feltárását, vagyis az alapkutatás számára fontos kérdések megválaszolását teszi lehetővé. Ezen túlmenően a lehetséges alkalmazások is fontossá teszik e jelenségek kutatását: a megszerzett információk hozzásegíthetnek újfajta mikroméretű eszközök, mikroszkopikus szerkezetek, gépezetek megalkotásához, valamint új kísérleti technikák, mérési eljárások és vizsgálati módszerek kidolgozásához.

Azon fizikai folyamatok, melyek során a fénysugárzás közvetlen mechanikai hatása mikroméretű testek forgómozgását idézi elő, két csoportba oszthatók. Amennyiben a testtel kölcsönhatásba lépő sugárzás impulzusmomentumot hordoz, az átadódhat a testnek, így létrejöhet a forgás. Aszimmetrikus részecskéken fellépő szóródás során a fény által kifejtett erőknek forgatónyomatéka lehet akkor is, ha a megvilágító fényhez nem tartozik impulzusmomentum. Ez utóbbi esetben az aszimmetria vonatkozhat a test alakjára, vagy optikai tulajdonságaira (például törésmutató, reflexiós tényező). Mindkét típusú folyamat kísérleti megfigyelése és tanulmányozása lehetséges, az alkalmazási lehetőségeket szem előtt tartó vizsgálatokra azonban kevés példa akad.

1.4.1 A fény által hordozott impulzusmomentum

Az elektromágneses sugárzás által hordozott impulzusmomentum több évtized óta a kutatások tárgya, mégis az eredmények igen jelentős része az elmúlt mintegy húsz évben született. Az optikai csipesz megjelenése ugyanis a kísérleti munkát jelentősen megkönnyítette, új lendületet adva ezzel a kutatásoknak.

A fény impulzusmomentumáról igen jó áttekintés készült [114], főbb vonalakban ezt követi az alábbi összefoglaló is.

Az elektromágneses sugárzáshoz egy V térfogatban az 1.14 összefüggés által megadott impulzusmomentum rendelhető, ahol \vec{S} a Poynting-vektor.

$$\vec{J} = \frac{1}{c^2} \int_V \vec{r} \times \vec{S} dV \quad 1.14$$

Az \vec{A} Coulomb-mértéket bevezetve az impulzusmomentum kifejezése két tag összegére bontható 1.15 szerint:

$$\vec{J} = \frac{1}{4\pi c} \int_V \vec{E} \times \vec{A} dV + \frac{1}{4\pi c} \int_V \sum_i E_i (\vec{r} \times \nabla) A_i dV \quad 1.15$$

Az első tagban - melyet intrinszik, spin-, vagy saját impulzusmomentumnak nevezünk - csak az elektromágneses mező jellemzői szerepelnek. Az összeg második tagja viszont explicit módon tartalmazza a helyvektort. Ez utóbbi tagot orbitális, vagy pálya-impulzusmomentumnak hívjuk. A teljes impulzusmomentum tehát a spin- (\vec{S}) és a pálya-impulzusmomentum (\vec{L}) összege (1.16).

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{L} \quad 1.16$$

Ha monokromatikus hullám esetén kiszámítjuk paraxiális közelítésben az optikai tengelyre vonatkoztatott impulzusmomentumokat, néhány fontos megállapítást tehetünk. A spin-impulzusmomentum kifejezésében szerepel az ellipticitás, tehát e mennyiség a polarizációval hozható kapcsolatba, továbbá megmutatható, hogy az összefüggés síkhullámokra is értelmezhető. A spin-impulzusmomentum sűrűségét egy θ ellipticitású monokróm síkhullámra kiszámítva fennáll az 1.17 arányosság [115].

$$j \propto \sin 2\theta \quad 1.17$$

Ellenben a pálya-impulzusmomentum csak véges teljesítményű sugárzás esetén nyer értelmet (síkhullámokra tehát nem), s az optikai tengelyre merőleges síkon (a nyaláb keresztmetszetén) vett intenzitás- és fáziseloszlással hozható kapcsolatba.

A spin-impulzusmomentum szempontjából természetes bázist alkot a két, egymással ellentétes irányú cirkuláris polarizáció, míg a pálya-impulzusmomentum természetes bázisát az ortogonális lineáris polarizációk adják.

A homogén izotróp közegben paraxiális közelítésben felírt monokróm hullámokra érvényes hullámegyenlet megoldásaként kapott $F(x,y,z)$ függvénnyel általános elliptikusan poláros elektromágneses sugárzás esetére az elektromos térerősség 1.18 szerint írható, ahol a és b komplex együtthatók, \bar{e}_x és \bar{e}_y pedig bázisvektorok.

$$\vec{E} = \text{Re}[(a\bar{e}_x + b\bar{e}_y)F(x, y, z)e^{-i\omega t}] \quad 1.18$$

A kvantumelméleti megfontolások alapján bevezethető spinoperátor a szögletes zárójelben levő szorzat első tényezőjére hat. Az $\{a,b\}$ alakban felírt sajátállapotok és sajátértékek a következők (\hbar egységekben): $\left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{i}{\sqrt{2}} \right\}$ sajátállapot $+1$ sajátértékkel, az továbbá $\left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{-i}{\sqrt{2}} \right\}$ is -1 sajátértékkel. Ezen állapotok a jobbra, illetve balra cirkulárisan poláros fényhez tartoznak.

Az 1.18 alakú függvényekre alkalmazható a pálya-impulzusmomentum operátora. Belátható, hogy az a szögletes zárójelben levő szorzat második tényezőjére, $F(x,y,z)$ -re hat. A sajátállapotok hengerkoordináta-rendszerben 1.19 alakúak, ahol l egész szám.

$$F(r, \varphi, z) = f(r, z)e^{i l \varphi} \quad 1.19$$

A pálya-impulzusmomentum operátorának 1.19 alakban felírható sajátállapotai például az úgynevezett Laguerre-Gauss módusok. Ezek általános alakját az 1.20 képlet adja meg, melyben C_{pl}^{LG} egy konstans szorzó, $w(z)$ a nyalábátmérő, z_R a Rayleigh-hossz, L_p^l pedig az l (2π periódusok száma a kerület mentén) és p (a sugárirányú csomópontok száma) indexekkel jellemzett általánosított Laguerre-polinom [116, 117].

$$F_{pl}^{LG} = \frac{C_{pl}^{LG}}{w(z)} \frac{z_R}{(z_R^2 + z^2)} \left[\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right]^l L_p^l \left[\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left(\frac{-r^2}{w^2(z)} - \frac{ikr^2 z}{2(z_R^2 + z^2)} - il\varphi + i(2p + l + 1) \tan^{-1} \frac{z}{z_R} \right)$$

1.20

Az utóbbi időkben a kutatás egyre inkább kezd kiterjedni a Laguerre-Gauss módusokon kívül más, ugyancsak fázisszingularitással rendelkező, helikális fázisstruktúrájú, impulzusmomentumot hordozó módusokra, mint például a Bessel, illetve Mathieu módusok [118, 119].

A kvantumelmélet segítségével a megfelelő mennyiségek egyes fotonokra is értelmezhetők az előzőekkel összhangban. Így cirkulárisan poláros fény esetén $\pm \hbar$ értékű spin-impulzusmomentum rendelhető a fotonokhoz (a polarizáció irányától függően), míg az 1.20 alakú, l és p módusindexekkel jellemzett lineárisan poláros Laguerre-Gauss módus esetén az egy fotonra jutó pálya-impulzusmomentum $l\hbar$. Egy kollimált Laguerre-Gauss nyálábra tehát a fotononkénti impulzusmomentum a spin- és a pálya-impulzusmomentum összegeként írható fel 1.21 szerint, ahol σ_z értéke 0 lineáris polarizáció esetén, és $\pm \hbar$ cirkuláris polarizáció esetén.

$$j = (l + \sigma_z)\hbar \quad 1.21$$

Erősen lefókuszált nyálábokra a polarizáció nehézkesen meghatározható [120, 121]. A Maxwell-egyenleteknek paraxiális közelítésben való megoldásából az l és p módusindexekkel leírható Laguerre-Gauss módus esetére az 1.22 összefüggés adódik a teljes impulzusmomentumra, ahol k a hullámszám, z_R pedig a Rayleigh-hossz.

$$j = \left[l + \sigma_z + \sigma_z \left(\frac{2kz_R}{2p + l + 1} + 1 \right)^{-1} \right] \hbar \quad 1.22$$

1.4.2 A fény által hordozott impulzusmomentum transzfere anyagi testekre

A fény által hordozott impulzusmomentum átvihető anyagi testekre, s a testek forgási állapotának megváltozása észlelhető. Ezen impulzusmomentumok nagyságrendje azonban csak mikroszkopikus testek esetén teszik lehetővé az azonnali, nagy sebességű elfordulást, így a kísérleti munkák zöme optikai csapda felhasználásával született. A csapda a részecske translációs és rotációs Brown-mozgása amplitúdójának jelentős mértékű csökkentésével

biztosítja a jelenségek jó megfigyelhetőségét, egyszersmind a test impulzusmomentumának megváltozását előidéző fénysugárzást is szolgáltatja.

Talán a legegyszerűbb mechanizmus, amely valamely test fényindukált forgómozgását előidézheti nem más, mint az impulzusmomentumot hordozó sugárzás abszorpciója, melynek során az elnyelt fény impulzusmomentuma átadódik a testnek, s annak forgását idézi elő. Kísérletekkel kimutatták mind a spin-, mind a pálya-impulzusmomentum transzferjét.

Friese és munkatársai elliptikusan poláros fényel állítottak elő optikai csapdát [115]. Ezzel kerozénban szuszpendált, szabálytalan alakú CuO szemcséket ragadtak meg. Azt tapasztalták, hogy cirkulárisan poláros fényben a szemcsék 1-25 Hz frekvenciával forogtak. A forgásirány a cirkuláris polarizáció irányának megváltoztatásával szintén megfordult. Ellenben lineárisan poláros fényben forgás nem volt megfigyelhető. A forgási sebességnek a csapdázó fény ellipticitásától való függése követte az 1.17 arányosságot. A közlemény szerint a fellépő forgatónyomaték 10^{-19} - 10^{-16} Nm-nek adódik 20 mW lézerteljesítmény esetén.

A fenti kutatócsoport egy korábbi munkájában a pálya-impulzusmomentum abszorpció útján való átadását is kimutatta [122, 123]. Optikai csapda ugyanis Laguerre-Gauss nyalábok segítségével is előállítható [124, 125]. Lineárisan poláros, $l=3$ és $p=0$ módusindexekkel jellemzett Laguerre-Gauss módus alkalmazásával szintén CuO szemcséket csapdáztak, melyek így mintegy 1,5 Hz körüli frekvenciával forogtak. A forgási sebesség megváltozott, ha cirkuláris polarizációt alkalmaztak, s a polarizáció irányától függően nőtt, illetve csökkent. Növekedést figyeltek meg, amikor a Poynting-vektor és a polarizáció helicitása megegyezett, illetve csökkenés volt tapasztalható az ellenkező helicitások esetében. Az eredmények igazolják az 1.21 összefüggés helyességét, ugyanakkor az adatok pontossága nem tette lehetővé az 1.22 egyenletben bevezetett korrekciós tag kísérleti kimutatását. A kísérletekben fellépő forgatónyomatékot mintegy 10^{-18} Nm-nek becsülhetjük. Az eredményeket Simpson és munkatársainak munkája is megerősítette [126].

Az abszorpció útján megvalósuló impulzusmomentum-átadás folyamatainak főbb jellemzőit a következőképpen foglalhatjuk össze: a) minden abszorbeáló anyagból álló test esetén létrejön a transzfer, transzparens testek esetén nem; b) a test mozgása nem befolyásolja a folyamatokat; c) az abszorpció következtében fellépő felmelegedés káros hatással lehet a részecskére (különösképpen igaz ez biológiai anyagok esetén); d) az abszorpció csökkenti az optikai csapdázás erősségét; e) impulzusmomentumot hordozó fénynyaláb szükséges.

A fény által hordozott impulzusmomentum nem abszorbeáló testekre is átvihető nemdestruktív folyamatokon keresztül. Kettősen törő anyagokból készült testek

megváltoztathatják a velük kölcsönhatásba lépő fénysugárzás polarizációs állapotát, így impulzuszórántumát is. Ekkor a test impulzuszórántuma szintén változik.

Tekintsünk egy elliptikusan poláros, z irányban haladó síkhullámot. Ebben az esetben a térerősség az 1.23 egyenlettel írható le, ahol t az időt, θ az ellipticitást, ω a szögsebességet jelöli, \bar{e}_x és \bar{e}_y pedig a vonatkoztatási rendszer két bázisvektora.

$$\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} \cos\theta \bar{e}_x + iE_0 e^{i\omega t} \sin\theta \bar{e}_y \quad 1.23$$

Amennyiben elliptikusan poláros hullám halad át egy d vastagságú kettősen törő anyagon a főtengety(ek)re merőleges irányban, az anyag egységnyi felületét tekintve az 1.24 összefüggéssel megadott forgatónyomaték hat, ahol ε a permittivitás, k a hullámszám a kettősen törő anyagon kívüli térben, ϕ a kristálylemezen áthaladó ordinárius sugár elektromos rezgési síkja és a kettősen törő anyag kristálytani értelemben vett optikai tengelye által bezárt szög, továbbá n_o és n_e az ordinárius és az extraordinárius sugarakra vonatkozó törésmutatók. [127].

$$\tau = -\frac{\varepsilon}{2\omega} E_0^2 \sin[kd(n_o - n_e)] \cos 2\theta \sin 2\phi + \frac{\varepsilon}{2\omega} E_0^2 \{1 - \cos[kd(n_o - n_e)]\} \sin 2\theta \quad 1.24$$

Az 1.24 egyenlőség jobboldalának mindkét tagja akkor veheti fel a legnagyobb értékét, ha a kettősen törő test a nyaláb hullámhosszán $\lambda/2$ lemezként viselkedik. Ha az 1.24 egyenletet az ellipticitás szempontjából vizsgáljuk, azt mondhatjuk, hogy az első tag abszolút értéke akkor maximális, ha a nyaláb lineárisan poláros ($\theta = 0, \pi/2$). Ellenben a második tag abszolút értéke cirkuláris polarizáció esetén a legnagyobb ($\theta = \pi/4$). Az első tag továbbá $\phi = 0$ esetén eltűnik, vagyis e tagból nem eredhet folyamatos forgás, hanem e forgatónyomaték komponens a testet a $\phi = 0$ helyzetbe orientálja. A második tag értéke viszont a test helyzetétől független, így folytonos forgást tarthat fenn.

Beth 1936-ban megjelent híres tanulmányában leírt munkája a fény impulzuszórántumának első kísérleti kimutatásaként tekinthető [128]. Cirkulárisan poláros monokromatikus fénynyalábot bocsátott át egy vékony kvarcszálon függő, a nyaláb hullámhosszán $\lambda/4$ lemezenként viselkedő kvarclapon. Ez megfordítja a nyaláb cirkuláris polarizációjának helicitását, s így forgatónyomaték hat a kvarclapra. A beérkező nyaláb polarizációját ellenkezőjére változtatva a fellépő forgatónyomaték is ellentétes irányú lesz.

Bethnek sikerült kimutatnia a torziós szálon függő lemez elfordulását, s rezonanciamódszerrel a fellépő forgatónyomatékokat is meghatározta. Mérési eredményei a kísérlet hibaforrásait figyelembe véve az elméleti előrejelzéseket igazolták.

Optikai csipesszel végzett kísérletekkel szintén sikerült kettősen törő részecskék forgását kimutatni. Friese és munkatársai szabálytalan alakú kalciumszemcséket csapdáztak [127]. A szemcsék szabálytalansága következtében azonban csak véletlenszerűen fordulhat elő, hogy a részecske $\lambda/4$ lemezként viselkedjen, és a megfelelő orientációban csapdázódjon. Így e módszer (bár az 1.24 összefüggés, és az abból levonható következtetések tanulmányozhatók) nem optimális az esetleges gyakorlati felhasználások szempontjából. Mindazonáltal a kutatók megfigyelték mind a cirkulárisan poláros fény esetén fellépő forgómozgást, mind pedig a lineárisan poláros fény hatására történő orientációt.

Higurashi munkatársaival mikrotechnológiai eljárással (fotolitográfia, illetve reaktív ion-maratás) előállított kettősen törő hasábok optikai csapdázásával tanulmányozta a fent leírt jelenségeket [129]. Mind a forgómozgás mind az orientáció esetében az elmélettel összhangban levő eredményeket kaptak, s a maximális forgatónyomaték kísérleteikben 10 mW lézerteljesítmény mellett $5,65 \cdot 10^{-18}$ Nm-nek adódott.

A fenti, nemdestruktív folyamatokban fény impulzusmomentumának átadása kimutathatóan vöröseltolódással jár [130,131].

Alaki anizotrópiával rendelkező testek fényszórása esetén is megfigyelhető impulzusmomentum-csere a test és a fénynyaláb közt.

O'Neil munkatársaival $2 \mu\text{m}$ átmérőjű ezüst golyócskákból összeálló szabálytalan alakú részecskéket csapdázott [132]. Megfigyelték, hogy ha $l=1$ módusindexszel rendelkező Laguerre-Gauss nyalábot használnak csapdázásra, a részecske lassú mozgásba kezd az optikai tengely körül. E mozgást nem befolyásolja a nyaláb polarizációs állapota, azonban amikor a fázis helicitását ellenkező irányúra változtatták, a részecske mozgása is irányt váltott. Mindebből arra lehet következtetni, hogy a mozgást a nyaláb pálya-impulzusmomentuma idézte elő.

1.4.3 Impulzusmomentumot nem hordozó fénnel indukált forgómozgás és orientáció

A fény szóródása során akkor is forgásba hozhat mikroméretű részecskéket, ha önmaga nem hordoz impulzusmomentumot. E jelenségek megfigyeléséhez a szóró test alakjában valamiféle helicitás jelenléte szükséges.

Lézercsipeszben csapdázott test forgása véletlenszerűen megfigyelhető például szabálytalan alakú üvegcserep-darabok esetén [133]. A forgás sebessége egyenes arányosságban áll a lézerteljesítménnyel, s az arányossági tényező az alaktól függően igen különböző lehet az egyes részecskékre.

Mesterségesen is előállíthatók olyan alakzatok, melyek alakjuk folytán forognak az optikai csapdában. Higurashi kutatócsoportja olyan négyágú SiO_2 testeket állított elő ionsugár maratással, melyeknek karjai egy kereszt ágaihoz képest valamely irányban el voltak tolva (egy szélmalom lapátjaihoz hasonlóan) [134]. Az alakzatok csapdázáskor mintegy 20-30 fordulat/perc sebességgel forogtak. E testek mozgását elméleti szempontból vizsgálta Gauthier [66, 67]. A geometriai optika elveit használta a Gauss-nyaláb tulajdonságainak figyelembe vételével (intenzitásprofil, nyalábnyak, hullámfront-görbület). Igazolódtott, hogy a csapda optikai tengelyére vonatkoztatott forgatónyomaték az oldallapokon fellépő erőktől ered, s az aszimmetrikus alak nyomán léphet fel, nagysága mintegy $1,5 \cdot 2 \cdot 10^{-16}$ Nm lehet.

A fenti eredményekből kiindulva Higurashi csoportja ezután olyan alakzatokat is tervezett, melyek csapdázhatók, és csapdázáskor forognak akkor is, ha törésmutatójuk kisebb az őket körülvevő médium törésmutatójánál [135].

Higurashi, Sawada és Ito olyan korongszerű testeket állított elő, melyek leginkább a vízimalom kerekére emlékeztetnek. E testek a korong átmérője mentén csapdázódnak, s a csapdázó fény hatására a korong tengelye, vagyis a csapda optikai tengelyére merőleges egyenes körül forognak. Mintegy 100 mW lézerteljesítménnyel 200 fordulat/perc forgási sebességet értek el, azonban alacsonyabb teljesítménynél (30 mW) a csapdázás nem volt stabil.

Luo munkatársaival szintén létrehozott egyfajta forgó alakzatot [136]. Egy nagyobb és egy kisebb gömböt egymáshoz rögzítettek. A kisebb gömb felületének felét előzőleg fémmel vonták be. Amennyiben a két gömb összeillesztése után azok megfelelően helyezkedtek el (a fémborítású félgömb-süveg tengelye merőleges volt a két gömb középpontját összekötő egyenesre, s csapdázva a testet ez utóbbi egyenes merőleges volt az optikai tengelyre), akkor

csapdázáskor forgás volt megfigyelhető. 29 mW lézerteljesítmény mellett mintegy 5-500 fordulat/perc forgási sebességet mértek, ez hidrodinamikai számolások segítségével mintegy $3,5\text{-}500\cdot 10^{-21}$ Nm forgatónyomatéknak feleltethető meg. Ezesetben nem elsősorban a test alakja, hanem optikai tulajdonságainak aszimmetriája révén jött létre forgómozgás.

Másfajta eljárások során az optikai csapda valamiféle aszimmetriáját használják fel a csapdázott test orientációjának szabályozásához.

Ennek egyik módja lehet az optikai csapda megkettőzése: az objektívvel két lézernyalábot (ezeket egyetlen kiindulási nyaláb kettéosztásával kapják) vezetnek az objektívbe némileg eltérő szögben. Így a mintatérben két csapda alakul ki két különböző helyen. Megoldható, hogy mindkét csapda pontos helyzete egymástól függetlenül változtatható legyen. Ily módon egyetlen objektum két helyen is megragadható, s orientációja változtatható. Bayouhd és munkatársai ily módon vizsgálták kloroplasztiszok alakját különböző nézőpontokból [137].

O'Neil és Padgett a csapdázás (pontosabban az erőtér és a potenciál) aszimmetriáját úgy érték el, hogy egy téglalap alakú apertúrát helyeztek a lézernyaláb útjába [138]. Ez hasonló alakú intenzitás-eloszlást eredményezett a fókusz síkban. Az apertúra forgatásával a csapdába csoportosult szilícium-dioxid golyókból álló halmaz is elfordult.

Dholakia kutatócsoportja Laguerre-Gauss nyaláb és síkhullám interferenciájával állított elő optikai csipeszt [139, 140]. Így meg többszörözték az optikai csapdát a Laguerre-Gauss nyalábot leíró módusindexeknek megfelelően: az interferencia nyomán kialakuló mintázatban az optikai tengely körül szabályos elrendezésben több intenzitásmaximum (optikai csapda) jön létre, ezek egyidejűleg több részecskét is rögzíthetnek. Az interferenciát kialakító nyalábok közti optikai úthossz különbségét változtatva az interferencia mintázata, s vele a csapdázott részecskék együttese is elfordul.

2 Műszerek, anyagok, módszerek

2.1 Felhasznált műszerek, berendezések

2.1.1 A mikroszkóp és annak alapfokú tartozékai

Méréseinket, kísérleteinket Zeiss Axiovert 135 invertált mikroszkóppal végeztük. A minta megfigyelése és az optikai csapda létrehozása Zeiss Plan-Apochromat olajimmerziós, 100× nagyítású, 1,4 numerikus apertúrájú, végtelenre korrigált objektívvel történt. Az objektív alkalmas a differenciál-interferenciakontraszt eljárás alkalmazására, tehát a rajta áthaladó nyaláb polarizációs állapotát nem változtatja meg. A mikroszkóp végtelenre korrigált optikára épül. Egy bizonyos szakaszon (az objektív belépő apertúrája és a tubuslencse-rendszer első tagja közt) a leképezéshez használt nyaláb párhuzamos, így lehetőség van arra, hogy itt a fényútba akár nagyobb vastagságú plánparalell optikai elemeket (szűrőket, polarizátorokat, $\lambda/2$ és $\lambda/4$ lemezeket) helyezünk anélkül, hogy ezek a mikroszkóp képalkotásának minőségét rontanák.

A mikroszkópot egyenáramú motorokkal szubmikronos pontossággal mozgatható Cell Robotics asztallal szereltük fel, amely analóg botkormánnyal irányítható, s számítógépes vezérlését is megoldottuk.

A mikroszkóp okulár egységén lévő kameraportra egy Cohu 4912 típusú CCIR rendszerű monokróm videokamerát szereltünk, melynek képét számítógéphez, valamint egy Sony SLV-E720 jelzésű videorekorderhez továbbítottuk. A képet a videomagnó segítségével kistelevízió is megjelenítettük.

2.1.2 A lézercsipesz

A mikroszkóphoz annak oldalsó kameraportján keresztül egy Cell Robotics LaserTweezers[®] 980-1000 lézercsipesz modult csatlakoztattunk. E modul egy SDL5762 A6 típusú 1 W teljesítményű, 994 nm-es vákuumbeli hullámhosszú úgynevezett MOPA lézerből, a lézert kiszolgáló elektronikából és a lézersugarat formáló és a mikroszkóp optikai tengelyébe illesztő optikából áll. A lézer egy kézi terminál segítségével vezérelhető, teljesítménye 0-99% tartományban 1%-os lépésekben állítható (a teljesítményvezérlés linearitásáról meggyőződünk), fénye lineárisan poláros.

Nem tudtuk pontosan meghatározni a csapdát kialakító lézernyaláb mintatérbeli teljesítményét. Mind az objektíven, mind a mikroszkóp egyéb optikai elemein áthaladva csökken a teljesítmény, mely közvetlenül az objektív előtt 220 mW-nak adódott. Mivel az objektívet igen nagy nyílásszögű nyalámban hagyja el a lézerfény, ezért a teljesítmény meghatározása egy ugyanolyan típusú objektív konfokális elhelyezésével történhet. Nem rendelkezünk azonban még egy ilyen objektívvel ezért a teljesítményt a mérőfej objektívhez való lehető legközelebbi elhelyezésével végeztük, mely így 20 mW-nak adódott. Az érték megbízhatóságáról azonban nincsenek adataink, mégis ezt vettük a számolásainkban alapul, mivel tudjuk, hogy az objektíveket nem tervezték 1000 nm körüli hullámhosszú fényvel való használatra (a kevés, erre kifejezetten alkalmas objektíven általában IR megjelölés található), s csapdánk erőssége is inkább ezen alacsonyabb teljesítmény figyelembe vételét sugallja. Mindenesetre a következő kísérletekben a lézer teljesítményére vonatkozó értékeket általában nem abszolút, hanem relatív egységekben, a maximális teljesítmény százalékában adjuk meg.

2.1.3 A fotopolimerizáció során használt eszközök berendezések

A fotopolimerizációhoz egy Spectra Physics Stabilite 2016 Ar-ion lézert használtunk. A lézert az 514 nm-es hullámhosszú vonalára hangoltuk, nyalábját egy házi készítésű elektromágneses fényzárral blokkolhattuk, s a mikroszkóp epi-megvilágítási portján keresztül vezettük a mintatérbe. Ehhez felhasználtuk a Zeiss cég 14-es kódjelű szűrőkészletéből az FT580 jelű dikroikus tükröt, mellyel az Ar-ion lézer fényét az objektívbe irányítottuk (a dikroikus tükör reflexiója 514 nm-nél körülbelül 99%-os), valamint az LP 590 jelzésű

felüláteresztő szűrőt. Ez utóbbi, 590 nm körül igen élesen levágó szűrő segítségével biztosítottuk, hogy a lézerfény ne juthasson a kamerába, illetve az okulárba.

A mikroszkópasztalra rögzítettünk egy Spindler&Hoyer P3D 20-100 piezotranszlátor kockát, mely alacsony feszültséggel (-10 V-tól 150 V-ig) szabályozható három, egymásra merőleges irányban. Az elérhető maximális elmozdulás mindhárom irányban körülbelül 100 μm . A piezotranszlátorra saját készítésű, sárgaréz tálcát szereltünk, mely alkalmas fedőlemezek, tárgylemezek, vagy egyéb, mikroszkópiában használatos mintatartók elhelyezésére. A piezotranszlátort Spindler&Hoyer P3-150 típusú piezokontroller egységhez csatlakoztattuk. Ez lehetővé teszi a transzlátor számítógépes, soros porton keresztül történő vezérlését 12 bit feloldással (a mozgásra vonatkoztatva ez körülbelül 25 nm-es felbontást jelent). A piezo-mozgatórendszert open-loop üzemmódban, pozícióérzékeny detektor hiányában helyzetet jellemző jelre való visszacsatolás nélkül alkalmaztuk.

2.1.4 A polarizáció hatását vizsgáló mérések során használt eszközök, berendezések

Az optikai csapdát kialakító lézerfény polarizációjának elforgatásához a Casix cég által gyártott, 980 nm-re optimalizált $\lambda/2$ lemezt alkalmaztunk.

A polarizációs mérésekben a $\lambda/2$ lemez forgatására egy, az intézet műhelyében készült motoros egységet használtunk, melyben egy kis, modellekben használatos egyenáramú elektromotor fogaskerék- és fogasszíj-hajtás segítségével forgat egy csapágyazott foglalatot, melybe a $\lambda/2$ lemez rögzíthető. A foglalat oldalán levő kis tükröző felület egy infravörös dióda fényét a forgás során körülfordulásonként egyszer, rövid időre egy fényérzékeny diódára továbbítja. Egy áramkör a dióda jelét a TTL szabványnak megfelelően átalakítja.

Szintén a polarizációval kapcsolatos mérések során egy alumínium fóliával maszkolt Hamamatsu H5784 fotoelektron-sokszorozót alkalmaztunk, ennek vezérlő egysége az intézet műhelyében készült, mint ahogy az a gyors erősítő is, mellyel a detektor jelét erősítettük. Az erősítő tápellátását egy házi készítésű, két gépkocsi-akkumulátorból összeállított egyenáramú tápegység biztosította. A jelet LeCroy 9310L oszcilloszkóppal rögzítettük.

2.1.5 A mintatartó

A méréseket, kísérleteket minden esetben saját készítésű mintatartóban végeztük. A Menzel-Gläser által gyártott standard 1-es vastagságú (0,17 mm), 24×60 mm-es mikroszkóp fedőlemezre Yamayo kétkomponensű epoxy-ragasztóval egy levágott aljú, 1,5 ml-es Greiner mikrocentrifuga csövet rögzítettünk.

2.1.6 A számítógépes rendszer

Munkánk során bizonyos műszerek vezérlésére, valamint az adatok feldolgozására és különböző számítások elvégzésére személyi számítógépet használtunk. Ennek egyes elemei az idők folyamán többször cserélődtek, mások mindvégig a rendszer részei maradtak.

A piezokontrollert soros kommunikációs protokoll alkalmazásával vezéreltük. A mikroszkópasztal számítógépes pozicionálását Data Translation DT322 multifunkcionális input/output kártyával oldottuk meg. Az asztal motorjainak meghajtásához a kártya két 16 bites analóg kimenetét használtuk (-10 – +10 V tartományban képes a kártya feszültséget megjeleníteni a kimeneteken, s alkalmas a mozgatáshoz szükséges teljesítmény leadására). Az asztal kétdimenziós mozgását jellemző encoder jeleket a kártya két számláló bemenetére kötöttük. Az encoder rendszer tápellátását ugyanezen kártya 5V-os kimenete biztosította. Munkánk során nem volt szükséges az asztal abszolút pozíciójának, elmozdulásának, illetve sebességének ismerete, ezért a rendszert nem kalibráltuk. A fényzár nyitását/zárását a kártya egyik digitális kimenete segítségével szabályoztuk.

A videojeleket a kamerából közvetlenül, vagy videoszalagon rögzített felvételekről digitalizáltuk. Az előbbi esetben az Integral Technologies cég Flashbus MV nevű frame grabber kártyáját, szinkronizálási problémák miatt azonban a videofelvételek esetén a számítógép ASUS V6600 típusú, videodigitalizálásra is alkalmas grafikus kártyáját használtuk.

A videodigitalizáláshoz használt gyári szoftvereken kívül minden más program saját fejlesztésű. A műszerek vezérlését ellátó programok Microsoft Visual Studio 6.0 fejlesztői környezetben készültek C++ nyelven. Az adatfeldolgozás és a modellszámítások során használt programokat Matlab 5.3 rendszerben írtuk.

2.1.7 Egyéb eszközök, műszerek

A lézerek intenzitását Ophyr Nova műszerrel mértük, melyhez Ophyr PD-300-UV-SH fotodióda mérőfejet csatlakoztattunk. Amikor szükséges volt, a mérőfejet a hozzá tartozó neutrális szűrővel használtuk.

Az egész optikai rendszert (az Ar-ion lézer kivételével) egy Kinetic Systems Vibraplane 1201-22-12 típusjelzésű rezgésmentes asztalon helyeztük el, melyet nitrogén gázzal működtettünk. A rendszer kiépítéséhez Thorlabs optomechanikai elemeket és elsőfelületű alumínium bevonatú tükröket használtunk.

A $\lambda/2$ lemezt forgató egység, valamint a fényzár tápellátására egy házi készítésű, szabályozható, stabilizált, egyenfeszültségű tápegységet használtunk.

2.2 Anyagok

2.2.1 A fotopolimer

Fotopolimerként Norland Optical Adhesive NOA63 optikai ragasztót használtunk, ennek pontos összetételét a gyártó titkosan kezeli. A termék biztonsági adatlapjáról kiderül, hogy az anyag merkapto-észtert tartalmaz, a gyártó közlése alapján pedig tudjuk, hogy iniciátorként 3 m%-ban benzofenont alkalmaznak. A fotopolimer adatlapja nem hullámhossz-specifikus, hanem egy vélhetően átlagos törésmutatót ad meg, melynek értéke 1,56. Nem derül ki, hogy e törésmutató a polimerizálatlan, vagy a polimerizált anyagra vonatkozik-e (általában az eltérés néhány százaléknyi). A kezeletlen ragasztó viszkozitása 25 °C-on 2000 cps. A polimerizációhoz 380 nm-nél rövidebb hullámhosszúságú fényvel való megvilágítás az ideális.

2.2.2 Egyéb anyagok

A mikroszkópos vizsgálatok során Cargille Type DF immerziós olajat alkalmaztunk ($n_D=1.5150$).

A nem megvilágított fotopolimer feloldását a Molar Chemicals Kft. által előállított analitikai tisztaságú acetonnal végeztük.

2.3 Módszerek

2.3.1 Háromdimenziós mikrostruktúrák előállítása fotopolimerizációval

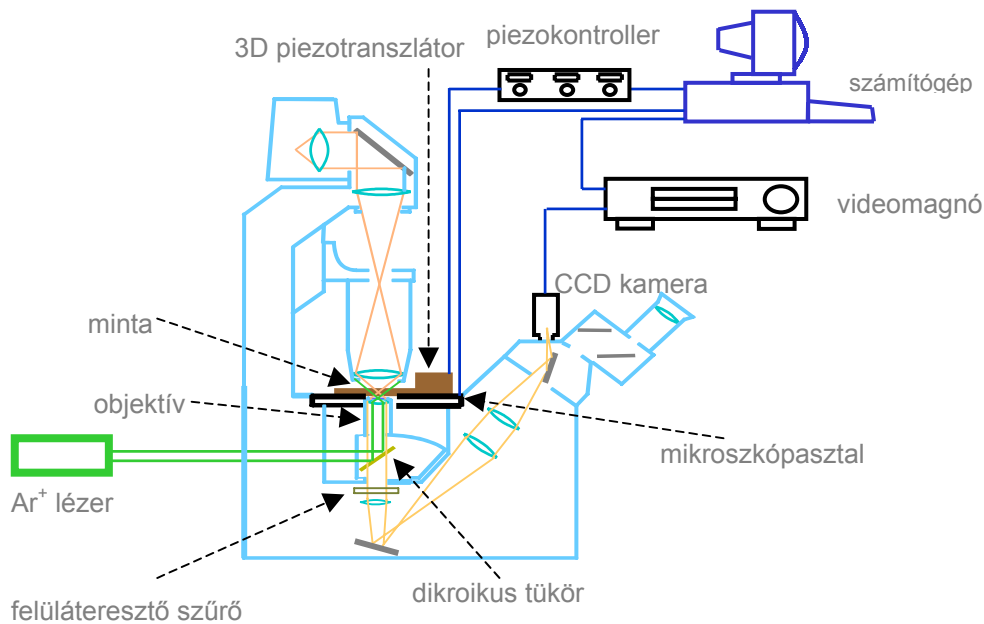
A mikrostruktúrák előállításához az 1.2.2 fejezetben a „háromdimenziós mikroyártás fotopolimerizációval” kifejezéssel megnevezett módszert alkalmaztuk: a fotopolimert erősen lefokuszált, megfelelő hullámhosszú és intenzitású lézernyalábbal világítunk meg, akkor a fókuszpont körüli kicsiny térfogatelemre, a voxelre korlátozódik a polimerizáció. A fókuszpont vagy a minta megfelelő sebességű mozgatásával a polimerizáció a fókusz által bejárt útvonal mentén történik. Az eljárás során használt elrendezés vázlatát a 2.1 ábra mutatja.

Az Ar-ion lézer 514 nm hullámhosszúságú, mintegy 20 mW teljesítményű nyalábját a mikroszkóp-objektívvel a mintatérbe fókuszáltuk.

A mintát számítógépes vezérléssel, a piezotranszlátor segítségével egy meghatározott útvonalon mozgattuk, s a fókuszpont mozgása során kirajzolt útvonal mentén az optikai ragasztó megszilárdult. A piezotranszlátor 12 bites feloldással 100 μm távolságig mozgatható a három merőleges irányban, vagyis a mozgás kb. 25 nm-es pontossággal vezérelhető. A pontosságot azonban több tényező is csökkentette.

1) A rendszert open-loop módban használtuk, mivel nem áll rendelkezésünkre olyan nagy pontosságú pozícióérzékeny detektor, melynek jelére visszacsatolhatnánk. Így a piezokristályok hiszterézise csökkentheti a pontosságot. Mivel ez a hatás nagyobb elmozdulások esetén hangsúlyosabb, ezért nagyszámú egyforma test előállításakor az egyes alakzatokon belüli mozgáshoz a piezotranszlátort, az alakzatok közti, kisebb precizitást igénylő mozgatáshoz pedig a mikroszkópasztalt használtuk.

2) Tapasztalataink szerint a polimerizálódott anyag sűrűsége valamelyest nagyobb a folyékony ragasztó sűrűségénél. Ezért bonyolult, nagyobb kiterjedésű alakzatok hosszú időt igénylő (több, mint 10 perc) előállításakor előfordulhat, hogy a megrajzolás ideje alatt a már megszilárdított rész a gravitáció hatására elmozdul, s így a végső alak torzult lesz. Az általunk készített struktúrák kis mérete, valamint a fotopolimer nagy viszkozitása miatt ez a zavaró jelenség nem lépett fel jelentős mértékben.



2.1 ábra A mikrostruktúrák előállításához használt kísérleti elrendezés vázlata

3) A polimerizáció alatt az anyag törésmutatója egy-két százalékkal megváltozik (ezért láthatjuk a folyékony cseppbe rajzolt alakzatokat). Ennek az lehet a következménye, hogy a már polimerizálódott vonalak a rajzolás folyamán hatással lehetnek a fókuszált lézernyalábra, s a fókuszálás minőségét, valamint a fókuszpont által bejárt utat is megváltoztathatják. A törésmutató változásra adatokat nem találtunk az optikai ragasztó adatlapjában, méréseket ezirányban nem végeztünk, mivel zavaró mértékű hatást nem tapasztaltuk.

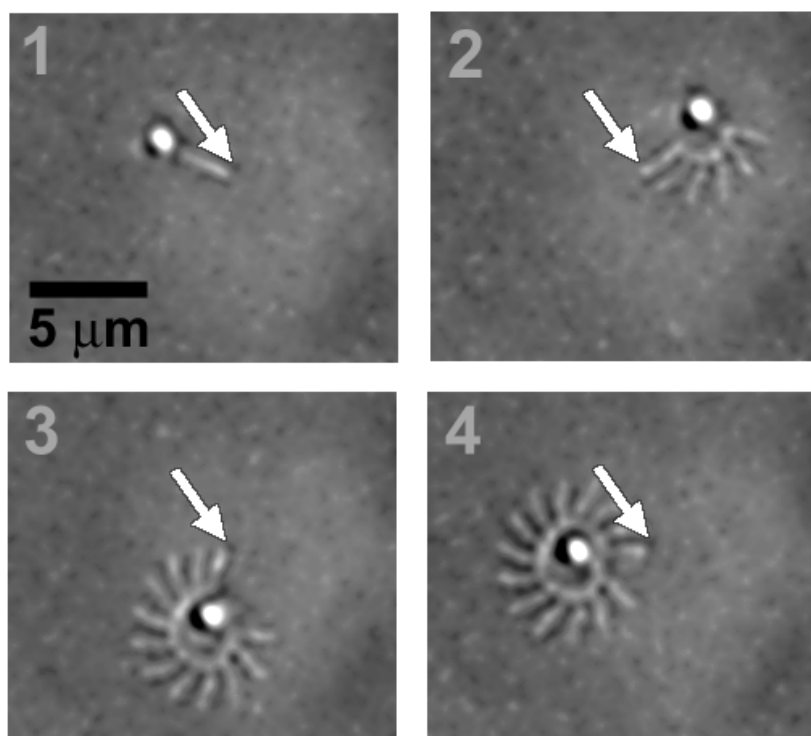
A mikrostruktúra-készítés folyamata több lépésre bontható a következők szerint. Előállítottuk azon fájlt, mely leírja a fókuszpont által bejárható utat, vagyis az elkészítendő test alakját. Ez részben közvetlenül, részben saját készítésű programok felhasználásával történt. A fotopolimerizációs művelet során a bejárt út egyenes szakaszokból áll, a fájl ezen szakaszok végpontjait leíró koordináta-hármasokat, valamint az egyes szakaszok megtételének sebességére jellemző számot tartalmaz szöveges formátumban.

A mintatartóba, a fedőlemez felületére egy körülbelül 1 mm^3 térfogatú fotopolimer cseppecskét helyeztünk. A csepp 10-100 perc alatt hidrodinamikai egyensúlyba került: az egyetlen mikrostruktúra elkészítéséhez szükséges idő alatt (tipikusan 20-60 másodperc) a folyadék elmozdulása nem volt megfigyelhető. Az áramlásra rövid ($\sim 1 \text{ s}$) megvilágítással megszilárdított voxelek elmozdulásából következtethettünk.

Az objektív magasságát beállítottuk annak megfelelően, hogy szabadon úszó, vagy a fedőlemezhez rögzített alakzatokat szándékoztunk létrehozni. Mindkét esetben a piezo-mozgatórendszert abba a pozícióba állítottuk, ahol az alakzat megrajzolása esetén a legnagyobb lesz az optikai tengely irányú (z) koordináta értéke (a piezo-mozgatórendszer balsodrású koordinátarendszerben dolgozik). Amennyiben az üveg felületéhez kötött szerkezetet kívántunk előállítani, az objektívet olyan állásba mozgattuk, hogy a lézer fókuszpontja a fedőlemezben, az üveg-polimer határfelület közelében legyen. Ekkor a fényzárát kinyitva nem figyelhettünk meg polimerizációt. Szabad testek előállításakor az objektívvel jóval a határfelület fölé, a ragasztócsepp belsejébe igyekeztünk fókuszálni.

Ezen kezdeti beállítás után a program automatikusan elvégezte a kívánt alakzat(ok) polimerizálását. Egy alakzat megrajzolásának különböző fázisait mutatja a 2.2 ábra.

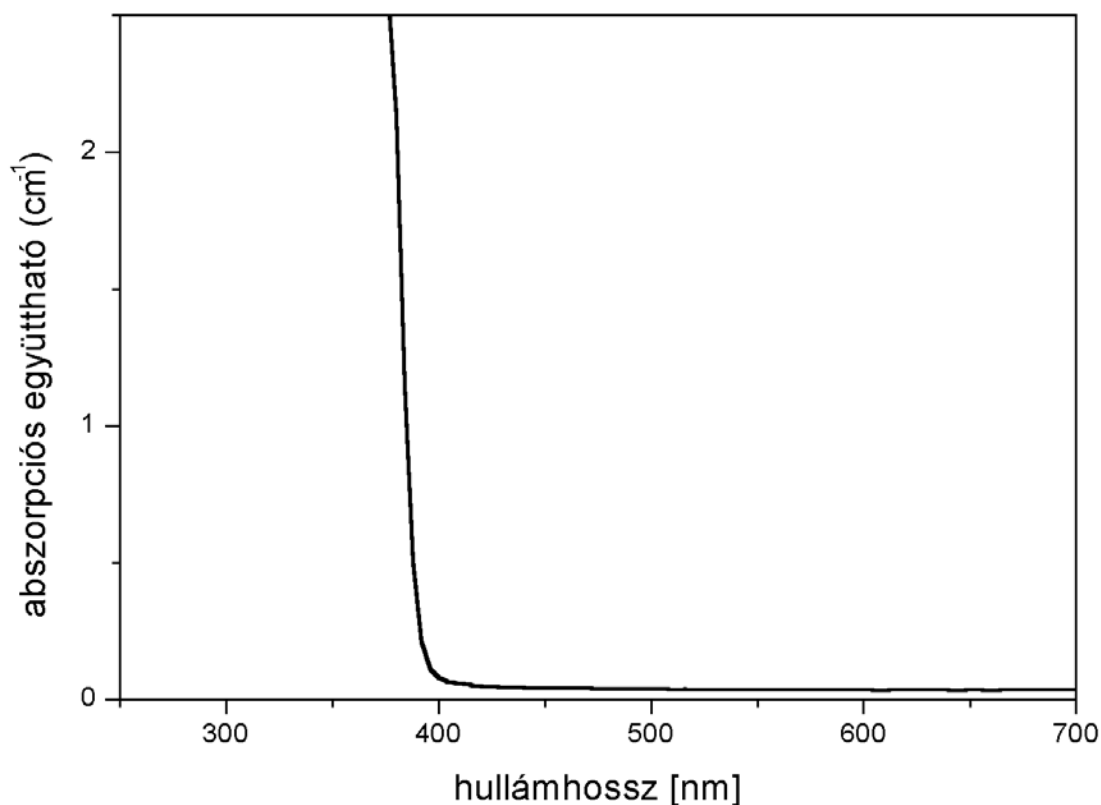
A következő lépésben a mintatartóba mintegy 1-1,5 ml acetont adagoltunk. Ez az oldószermennyiség a ragasztócsepp térfogatának körülbelül 1000-1500-szorosa, így a nem polimerizálódott ragasztórész feloldódása után egy igen híg oldatot kaptunk, melynek fizikai paraméterei (viszkozitás, törésmutató) jó közelítéssel az aceton jellemzőivel egyeztek meg. Szabad, azaz nem a fedőlemezhez rögzített testek előállításakor azokat nagy számban (hózzávetőleg 300 darab) készítettük el. Az oldási folyamat során ugyanis a folyadékban fellépő áramlások elég nagy térfogatban oszlatták el a mikrostruktúrákat, melyeket kis példányszám esetén igen nehéz lett volna fellelni. A testek egy része a fedőlemezhez vagy a mintatartó falához ragadt, s onnan a lézercsípesszel nem lehetett leválasztani. Ezen okokból az acetonban szabadon úszó, a kísérletekben felhasználható alakzatok száma idővel egyre csökkent. A kísérleteket az elkészített mintákon azonnal elvégeztük.



2.2 ábra Egy mikrostruktúra megrajzolásának különböző fázisai, a nyilak a lézer fókuszpontjának helyzetét jelzik

A fotopolimer abszorpciós spektruma (2.3 ábra) alapján látható, hogy teljesül a módszer alkalmazhatóságára vonatkozó, az 1.2.2 fejezetben leírt első feltétel: a minta abszorpciója 514 nm-nél meglehetősen csekély, így az intenzitás-eloszlás várhatóan a fókuszpont környezetében koncentrálódik. A második feltétel teljesítése érdekében kísérleteink során a megfelelő intenzitást próbálgatással, a minta mikroszkópos megfigyelésével határoztuk meg. A képek számítógépes elemzésével arra a következtetésre jutottunk, hogy az általunk elérhető legkisebb voxel átmérője körülbelül $0,5 \mu\text{m}$, tengelyirányú mérete pedig $0,7 \mu\text{m}$. Megfigyeltük, hogy az intenzitás növelésével e két paraméter eltérő mértékben nő: a voxel tengelyirányban jobban, merőleges irányban kevésbé változik. Tehát nagyobb intenzitásoknál egyre elnyújtottabb alakot kapunk.

Hasonló eredményeket kapunk, ha a lézer intenzitása helyett a megvilágítás idejét növeljük. Ez azt jelenti, hogy a folytonosan megvilágított polimer lassabb vagy gyorsabb mozgásakor a kapott alakzat geometriai jellemzői mások. Úgy tapasztaltuk, hogy a legkedvezőbb eredményeket 20 mW lézerteljesítmény mellett hozzávetőleg $2 \mu\text{m/s}$ mozgási sebességgel érhetjük el.



2.3 ábra A Norland Optical Adhesive NOA63 fotopolimer abszorpciós spektruma

Nem tudjuk, hogy esetünkben egyfotonos, vagy kétfotonos abszorpciót követően játszódik le a polimerizáció. Az irodalomban fellelhető olyan közlemény, melyben nagymértékben hasonló fotopolimer keverékkel a szerzők állítása szerint kétfotonos polimerizációt értek el 400 nm hullámhosszú, az abszorpciós sávhoz igen közeli lézerefény alkalmazásával [35]. Ez azt sugallja, hogy a kétfotonos folyamatok az általunk használt hullámhosszon is jelen lehetnek. Továbbá a Maruo és Ikuta egyfotonos módszerét bemutató közlemények nem tartalmaznak utalást arra, hogy a szerzők hogyan zárták ki a kétfotonos folyamatok jelenlétét [29, 30]. Elvileg elképzelhető az egy- és kétfotonos folyamatok egyidejű jelenléte.

A fent leírt fotopolimerizációs módszer számunkra az eszközt, s nem a célt jelentette. Megelégedtünk a különböző paraméterek empirikus optimalizálásával, s nem törekedtünk a módszer alkalmazása során lejátszódó jelenségek pontos megismerésére, kvantitatív összefüggések megállapítására. Az intenzitás és a mozgási sebesség megfelelő értékének próbálgatással történő megválasztása elégségesnek bizonyult a kívánt alakzatok előállításához, azok későbbi kísérletekben való felhasználhatósága szempontjából. Mindazonáltal a további

felhasználás során felmerülhet az igény bizonyos összefüggések pontosabb ismeretére, a felbontás növelésére, ezért az eljárás tökéletesítésén folyamatosan dolgozunk.

Kijelenthetjük, hogy a fotopolimerizációs módszert sikeresen módosítottuk és adaptáltuk, s mint az látható lesz a következő fejezetekben, az eljárás alkalmasnak bizonyult mikroméretű testek előállítására, melyek optikai csipeszben való viselkedését tanulmányoztuk.

2.3.2 Egyéb módszerek

A további mérési, adatfeldolgozási és egyéb módszereket a kísérleteket és az eredményeket leíró megfelelő fejezetekben adjuk meg.

3 Kísérletek, eredmények

3.1 Csapdázott aszimmetrikus testek orientálása lineárisan poláros fény segítségével

3.1.1 A jelenség

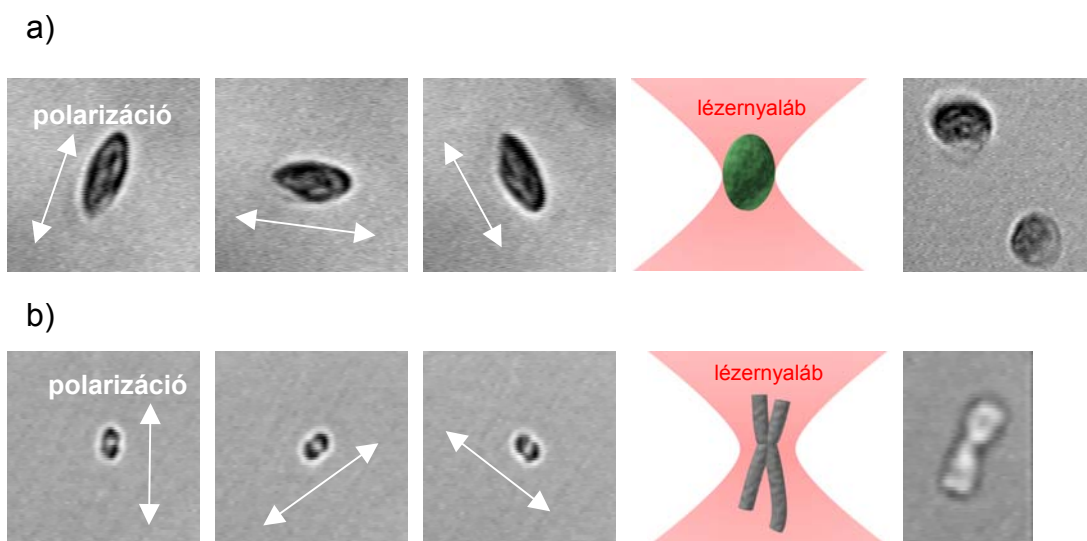
A legtöbb, valamilyen fokú aszimmetriával rendelkező test csapdázásakor megfigyelhető, hogy ezek egy jól meghatározott, a megragadás előtti helyzetüktől függetlenül reprodukálható orientációt vesznek fel. Felismerhető, hogy ez a jelenség a csapdázó fény polarizációjával kapcsolatos, és lineárisan poláros fényvel előállított lézercsipesz esetén tapasztalható leginkább, cirkulárisan poláros fény alkalmazásakor pedig nem jelentkezik. Többféle alakzat csapdázásának megfigyelése alapján arra következtethetünk, hogy az orientációs hatás annál fokozottabb, minél nagyobb az alakzatok optikai tengelyre merőleges síkra való vetületének egymásra merőleges irányokban vett méretei közt a relatív különbség (egyszerűbben megfogalmazva minél elnyújtottabb a testnek az optikai tengelyre merőleges síkra való vetülete). A következőkben az aszimmetria mértékén az előbb leírt méretkülönbséget fogom érteni.

A csapdázás jelenségét vizsgáló közlemények legtöbbször csak a csapdának a test transzlációs szabadsági fokaira vonatkozó hatását tanulmányozza. Némely munka foglalkozik azzal a jelenséggel, hogy a nem gömbszimmetrikus alakzatok általában a legnagyobb kiterjedésükkel a fényterjedés irányával párhuzamosan állnak be csapdázáskor, a fény polarizációs állapotától függetlenül [64]. A cikkek egy része a polarizáció hatásával nem foglalkozik, vagy a számolások egyszerűsítése érdekében a szerzők cirkulárisan poláros nyalábot tételeznek fel [20, 60]. Más közlemények a számolásokban tartalmazzák ugyan a polarizációs állapotot, de következtetéseket, eredményeket nem közölnek annak hatásával kapcsolatban [73, 80]. Kifejezetten a lineárisan poláros fény polarizációjának a csapdázásra gyakorolt hatását csak mikrogömbökre vizsgálták [62]. A szerzők ezen elméleti munkában a

Fresnel-formulák, illetve a Gauss-nyaláb tulajdonságait figyelembe vevő módosításokkal alkalmazott sugároptika segítségével különböző méretű és törésmutatójú csapdázott gömbökre vonatkozóan próbálták meghatározni a polarizációtól függő erőállandókat az egyes irányokban. Arra vonatkozó vizsgálat, hogy aszimmetrikus testek esetén a lineárisan poláros csapda az optikai tengellyel megegyező forgási tengely körüli orientációra is hatással van, legjobb tudomásunk szerint nem lelhető fel a szakirodalomban.

Néhány kísérlettel e jelenség természetét és esetleges magyarázatát szeretnénk volna feltárni.

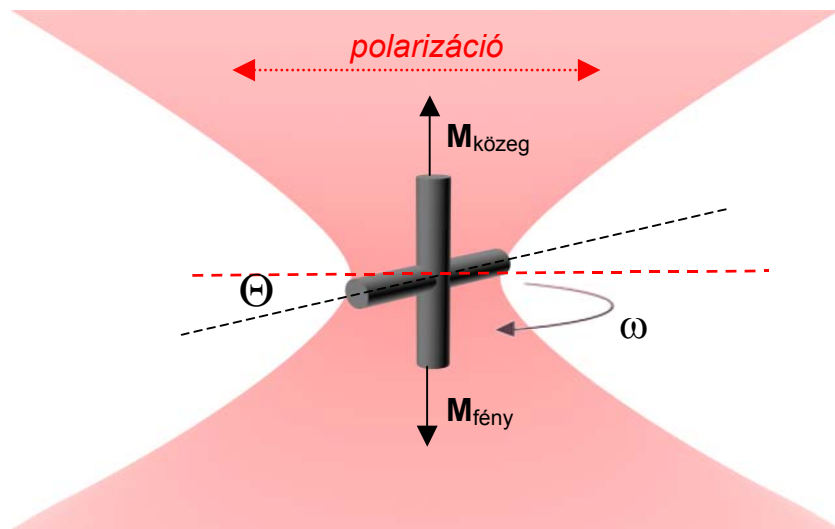
A 3.1 ábrán látható, hogy különféle mikroszkopikus objektumok orientációjára milyen hatással van a csapdázó fény lineáris polarizációs iránya. A felvételeken látszik az a már említett megállapítás, hogy a testek legnagyobb kiterjedésükkel az optikai tengely irányába állnak be (különösen jól látható ez a hosszúkás alakú kromoszóma esetén). Megfigyelhető továbbá, hogy a testek a kép síkjában való legnagyobb kiterjedésükkel a polarizáció irányába igyekeznek beállni.



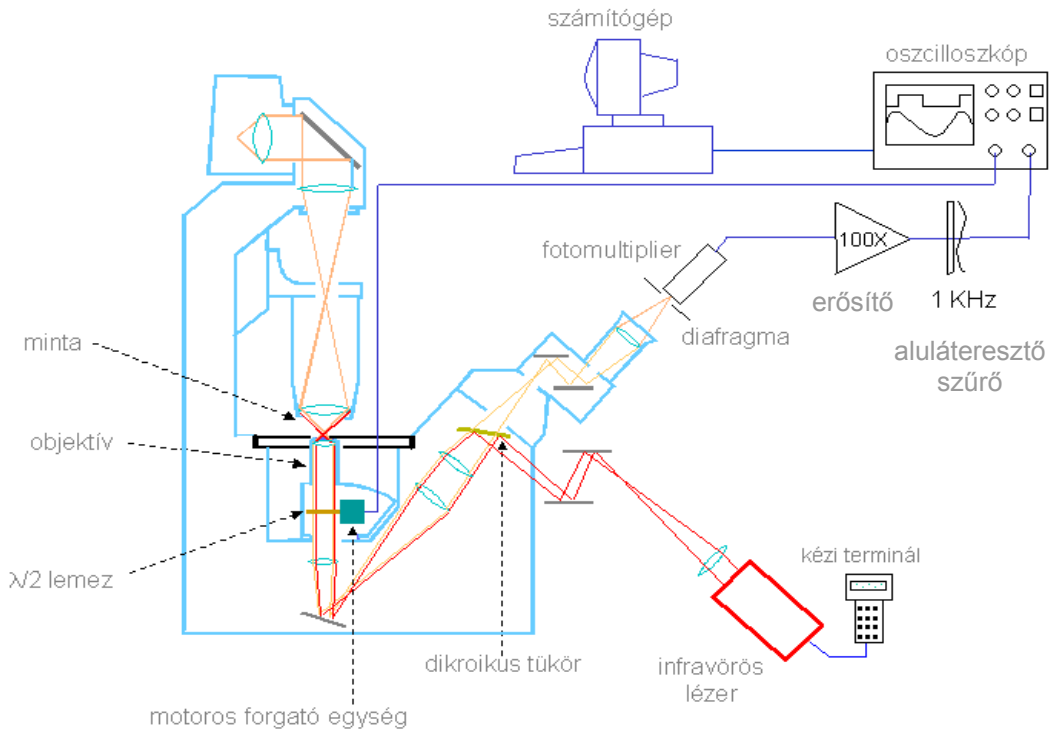
3.1 ábra Különböző biológiai objektumok orientációja a csapdázó fény polarizációs irányának függvényében: a) spenót-kloroplaszt különböző irányú polarizációk esetén, a test elhelyezkedése a csapdában (illusztráció), valamint szabadon b) hőrsög-kromoszóma különböző irányú polarizációk esetén, a test elhelyezkedése a csapdában (illusztráció), valamint szabadon

3.1.2 Mérések, adatfeldolgozás

Méréseinket a következő megfontolásokra alapoztuk: feltehető, hogy a polarizációs hatásból származó forgatónyomaték függ a csapdázott test optikai tengelyre merőleges síkbéli legnagyobb kiterjedésének (nevezzük ezt a továbbiakban az egyszerűség kedvéért a test hossz tengelyének, még ha ez nem is esik egybe a test valódi hossz tengelyével) iránya, valamint a polarizáció iránya által bezárt szögtől. Amennyiben ez a szög 0° , a csapdázott objektumra nem hat forgatónyomaték. Ha a polarizáció irányát egyenletesen forgatjuk, a csapdázott test hossz tengelye igyekszik azt ugyanolyan forgási sebességgel követni. A közegellenállás miatt azonban a részecske és a polarizáció forgása közt fáziskésés lép fel. Az egyenletes forgás során a hossz tengely és a polarizációs irány közti állandó szögnek megfelelően a fénytől származó forgatónyomaték egyensúlyt tart a vele egyenlő nagyságú, de ellentétes irányú, a közegellenállásból származó forgatónyomatékkal (3.2 ábra). Ez utóbbi arányos a test forgásának sebességével. A fáziskésésnek a forgási sebesség függvényében való mérésével tehát a fény által a polarizációs hatásokon keresztül kifejtett forgatónyomatéknak a test hossz tengelye és a polarizációs irány által bezárt szögtől való függése feltérképezhető.



3.2 ábra Egyenletesen forgó lineáris polarizációjú fénnel csapdázott testre ható forgatónyomatékok; ω : a forgás szögsebességének nagysága, Θ : a polarizáció és a test forgómozgása közt fellépő fáziskésés; $M_{\text{fény}}$: a fény által kifejtett forgatónyomaték; $M_{\text{közeg}}$: a közeg által kifejtett forgatónyomaték



3.3 ábra A polarizációs hatásoktól származó forgatónyomaték szögfüggésének mérésére használt kísérleti elrendezés

A fent említett szögfüggés megismerését lehetővé tevő mérési elrendezés a 3.3 ábrán látható.

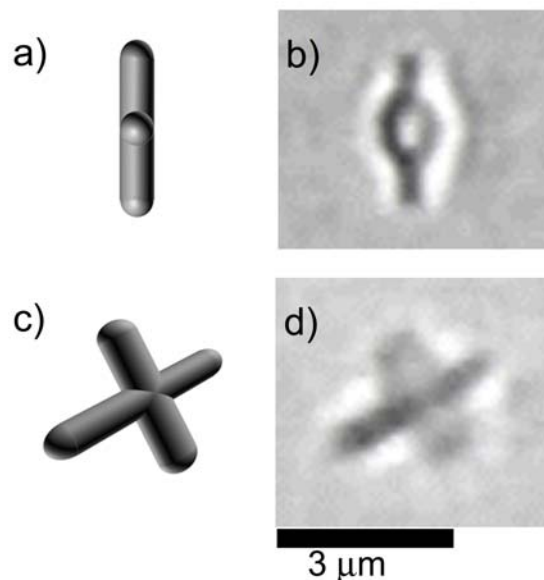
A mérés a következőképpen történt. Először a már ismertetett módszerrel mesterséges mikroméretű alakzatokat hoztunk létre, melyek az eljárás során acetonba kerültek. Egy ilyen alakzatot csapdáztunk, s a csapdázó fény polarizációjának irányát a $\lambda/2$ lemez motoros egységgel való meghajtásával egyenletesen forgattuk. Az okulár által a mintáról alkotott képnek egy kicsiny (körülbelül $0,5 \text{ mm} \times 0,5 \text{ mm}$ területű) részletét egy átlukasztott alumínium fóliából készült diafragma segítségével kivágtuk. A diafragmát úgy helyeztük el, hogy az a képnek az optikai csapdához közeli részletét vágja ki, így a csapdában forgó test a diafragmán áthaladó fény összintenzitását modulálja a forgás során. E fényintenzitást egy fotoelektron-sokszorozóval detektáltuk, s a jel időbeli változását oszcilloszkóppal rögzítettük. Egyidejűleg szintén felvettük a motoros forgató egység által fordulatonként kiadott referencia jelet. Ez utóbbi úgy áll elő, hogy a forgató szerkezet részét képező infravörös LED fénye a $\lambda/2$ -lemez foglalatára erősített kicsiny tükröző fémdarabról minden egyes körülfordulás során rövid időre egy fotodiódára jut; ennek jelét egy áramkör a TTL szabványnak megfelelő

négyszögjellé alakítja, melynek le-, illetve felfutó élei a $\lambda/2$ lemez, ezzel együtt pedig a polarizációs irány egy precíz orientációját jelölik ki.

Külön mérés során rögzítettük a háttérjelet, melyet az adatfeldolgozás során felhasználtunk. Ez a forgó test jelének felvételéhez hasonlóan történt (tehát a referenciajelet szintén rögzítettük), de ekkor a lézercsipeszt kikapcsoltuk, nem csapdázunk semmilyen testet.

Minden esetben 8-16 egymás utáni mérés átlagát tároltuk el a számítógépben. A mérést többféle fordulatszámnál elvégeztük (a fordulatszámot a forgató rendszer egyenáramú motorjára adott feszültség változtatásával szabályoztuk).

Kísérleteinkben kereszt alakú formákat vizsgáltunk (3.4 ábra). Ezen részecskék a csapdában egyik tengelyükkel az optikai tengely irányába fordulnak. A kereszt e tengelyének az optikai tengely körüli forgásra gyakorolt hatását elhanyagoltuk (feltettük, hogy e rész forgási ellenállása a rá merőleges részhez képest igen kicsiny, szintúgy a polarizáció orientáló hatásából származó forgatónyomaték). Tehát vizsgálataink szempontjából egy, a fókuszban rögzített, felezőpontjával az optikai tengelyen, arra merőlegesen elhelyezkedő rúdként tekinthető a csapdázott test. Az alakzat optikai tengelyre merőleges síkra való vetületének méretarányai olymértékig különböznek, hogy a polarizáció orientáló hatásának nagymértékű jelenléte várható.



3.4 ábra Fotopolimerizációs eljárással készített kereszt alakú mikroszkopikus testek acetonban a) - b) felülnézetből (csapdázva), c) - d) oldalnézetből

Megfigyeltük, hogy a csapdázott test csak egy bizonyos forgási sebességig képes követni a polarizáció forgását. Ha a polarizációs irány forgásának sebessége e határ fölé nő, a test mozgása akadozóvá, egyre rendezetlenebbé válik, majd forgása teljesen megszűnik. Bizonyos fordulatszámok esetén előfordult, hogy a test egyenletes forgómozgása helyreállt, de a polarizáció forgásánál kisebb sebességgel. Ilyenkor valószínűleg valamiféle rezonancia alakult ki a test és a polarizáció forgása közt, a pontos mechanizmust nem vizsgáltuk. Igen nagy fordulatszámok esetén a testnek semmiféle orientációra utaló viselkedése nem volt megfigyelhető. Csak azokat a mérési eredményeket dolgoztuk fel, amelyek esetén a test teljes mértékben követni tudta a polarizáció forgását.

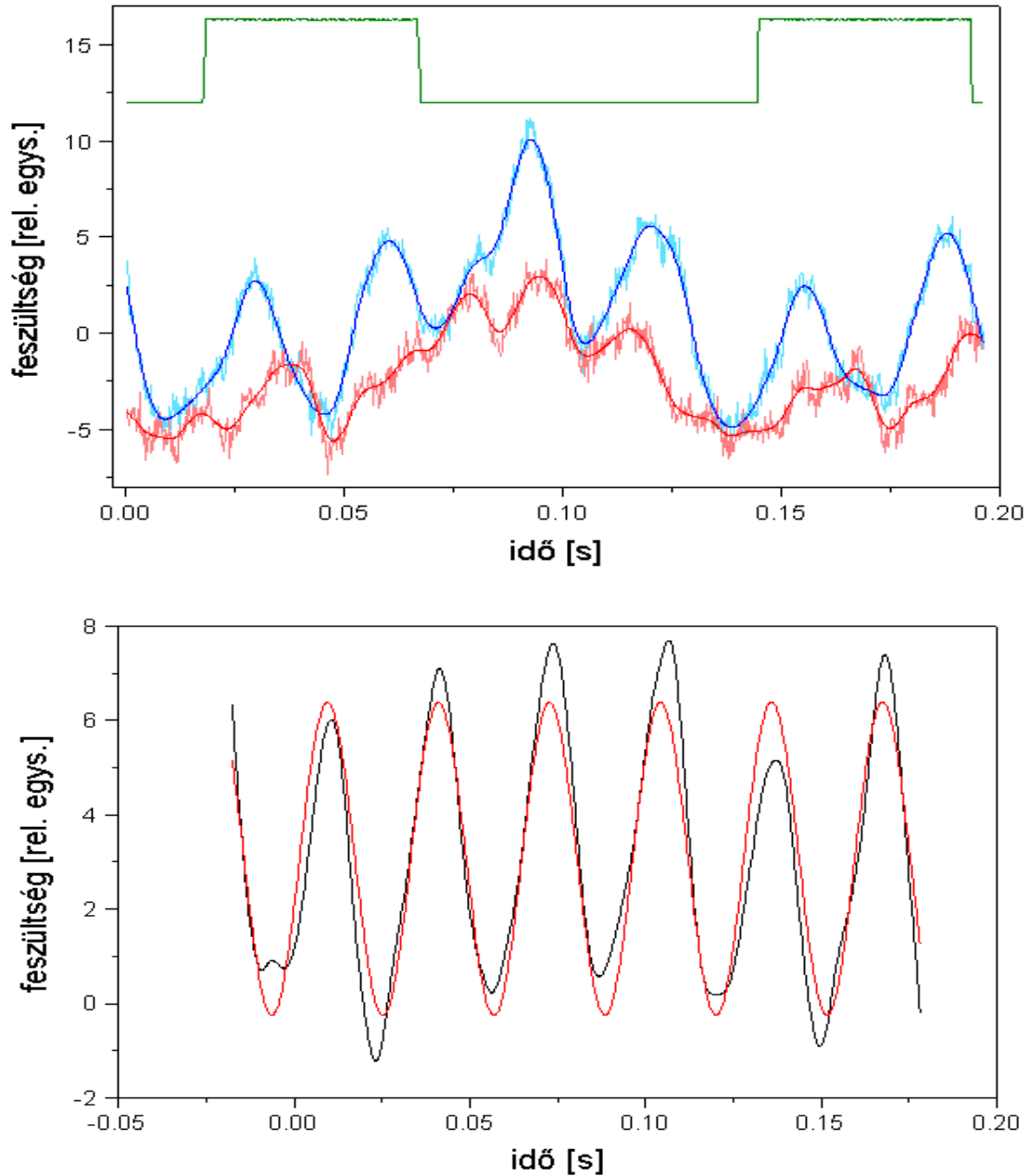
A mérési adatok feldolgozása számítógépen történt, ennek néhány fázisa a 3.5 ábrán követhető. A kereszt forgása során rögzített jel, továbbá a csapdázott test nélkül, forgó $\lambda/2$ lemezzel felvett háttér, valamint a forgató egységtől származó, csapdázott testtel történt mérés során felvett referencia jel egy bizonyos fordulatszám esetére a 3.5a ábrán látható. A forgó testhez, valamint a háttérhez tartozó referencia jelek felfutó éleinek felezőpontjai (melyeket a feszültségadatok szélsőértékeinek számtani közepéhez legközelebb eső mérési pontok közti lineáris interpolációval kerestünk meg) alapján meghatároztuk a $\lambda/2$ lemez forgásának periódusidejét: ez példánkban 0,126 s-nak adódott. A forgó test jele és a háttér külön mérésben került felvételre, ezért a két esetben a periódusidő valamelyest különbözött. A háttér adatsorát ezért időben átskáláztuk: megnyújtottuk, illetve összenyomtuk (a megfelelő referenciajelekből származtatható periódusidőket egyenlővé tettük). Az így előállt háttérjelet és a forgó test jelét a következő lépésben köbös spline segítségével simítottuk. Ehhez a Matlab 5.3 program spline toolboxának *csaps* függvényét használtuk. A függvény működése során minimalizálja az s spline-ra a 3.1 mennyiség értékét*.

$$p \sum_i w(i)(y(i) - s(x(i)))^2 + (1-p) \int \lambda(t)(D^2s)(t)^2 dt \quad 3.1$$

A képletben $p \in [0,1]$ egy megválasztható simítási paraméter, esetünkben a w és λ azonosan 1 értéket vesznek fel, továbbá D^2s az s második deriváltját jelöli. A megfelelő p értéket minden esetben próbálgatással határoztuk meg (szubjektív elbírálás alapján elfogadtuk a simítás mértékét, ha úgy tűnt, hogy az eljárás csak a zajszerű, kis periódusú összetevők

* Matlab 5.3 Help

mértékét csökkentette, s a kiindulási és a simított görbe egyaránt hordozta az előbbi nagyobb léptékű jellegzetességeit). A simított görbéket szintén a 3.5a ábrán szemléltettük.



3.5 ábra A polarizáció hatására forgó testtől származó jel feldolgozásának lépései, a) zöld: a háttérhez és a forgó testhez tartozó referencia jelek, világoskék: a forgó testtől származó jel, sötétkék: a forgó test simított jele, rózsaszín: háttér, piros: simított háttér; b) fekete: a háttér és a forgó test jelének különbsége, piros: a görbére illesztett szinuszfüggvény; a részletesebb magyarázatot lásd a szövegben

Ezután a 0 időpillanatot a csapdázott test esetén rögzített jel első felfutó éle felezőpontjának megfelelő időpillanathoz rögzítettük. A forgó test jeléből kivontuk a háttér konstansszorosát. A szorzófaktort úgy határoztuk meg, hogy a különbség szélsőértékei minél közelebb legyenek egymáshoz. Erre a műveletre azért volt szükség, mert nem lehettünk biztosak abban, hogy a mikroszkóp kondenzor rendszere ugyanolyan intenzitással világította meg a mintát a csapdázott testtel, illetve anélkül történt mérések során (a mérések között ugyanis videokamerával ellenőriztük a minta állapotát, s ehhez a megvilágítási intenzitás csökkentésére volt szükség a kamera telítődésének kiküszöbölése miatt). E faktor az itt bemutatott esetben 0,95 volt, a kivonás eredménye pedig a 3.5b ábrán látható.

A kapott adatsorra ezután a 3.2 szinuszfüggvényt illesztettük (3.5b ábra). Az illesztés során a $p_1 \dots p_4$ paramétereket az illesztőprogram szabadon változtatta. A keresett fáziskésést a p_4 paraméter adja meg.

$$y = p_1 + p_2 \cdot \sin(p_3 \cdot x + p_4) \quad 3.2$$

A szinuszfüggvény illesztése önkényes választás eredménye, hiszen a forgás által modulált intenzitás időfüggésének egzakt matematikai alakját nem ismerjük, az a pontos kísérleti körülményektől, elsősorban a test fényszórásától és a leképező optikától függ. A 3.2 alakú függvény illesztése azonban megfelelő minőségű volt minden esetben, azaz az illesztési paraméterek hibája megfelelő volt ahhoz, hogy az eredményeket elfogadjuk.

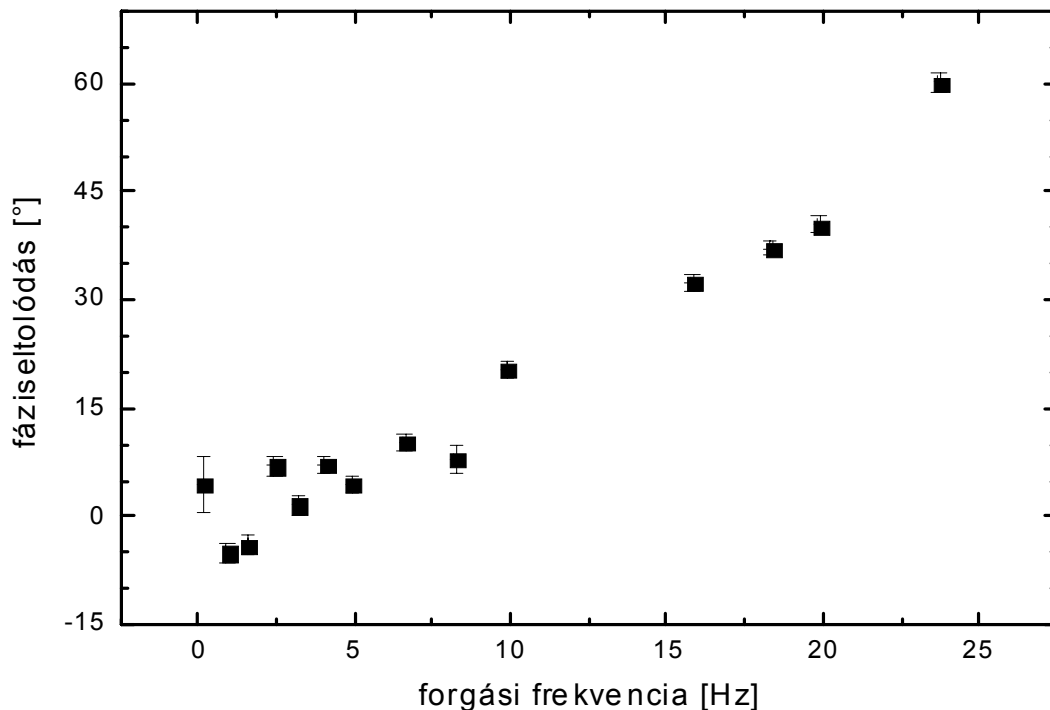
3.1.3 Eredmények, modellszámítások

A mért jelek helyes értelmezéséhez két dolgot kell szem előtt tartani. Az egyik, hogy egy $\lambda/2$ lemez φ szöggel való elfordulásakor a rajta áthaladó lineárisan poláros fény polarizációja 2φ szöggel fordul el. Így méréseink során a polarizáció iránya kétszer akkora szögsebességgel forog, mint a $\lambda/2$ lemez. A másik, hogy a test forgásától származó intenzitásmodulációt a kereszt két, a forgási tengelyre merőleges, arra szimmetrikusan elhelyezkedő karja okozza. Így a test egyetlen körülfordulása során a detektorba érkező fényintenzitás kétszer, a két kar elhaladásakor csökken le, majd nő: nem a test teljes körülfordulása jelent egy periódust, hanem annak fél, azaz $\pi/2$ szögű (180° -os) fordulata. Tehát a rögzített jel periódushossza fele a test valódi forgásának megfelelő periódushossznak,

a test forgása a $p_3/2$ értéknek megfelelő szögsebességgel jellemezhető, a forgási frekvencia pedig 3.3 szerint számolható.

$$\nu = \frac{p_3}{4\pi} \quad 3.3$$

Feltettük, hogy a legalacsonyabb öt fordulatszám esetén a testre ható közegellenállás igen kicsiny, tehát a test és a polarizációs irány forgása közti fáziskésés ezesetben jó közelítéssel 0° . Átskáláztuk a szinuszfüggvény illesztéséből kapott fáziseltolódás értékeket olymódon, hogy a legkisebb öt fordulatszám esetére kapott p_4 értékek átlagát kivontuk az egyes értékekből. E művelet után ezen illesztési paraméter a polarizáció és a test forgása közti Θ fáziskülönbséget adja meg. A 3.6 ábra grafikusan szemlélteti a Θ szögnek a forgási sebességtől való függését.



3.6 ábra A polarizáció hatására létrejött forgómozgás esetén fellépő fáziskésés a forgási frekvencia függvényében

Az aszimmetrikus alakzatoknak lineárisan poláros fényvel létrehozott optikai csapdában való, az optikai tengely, mint forgástengely körüli orientációjának háttérében a fény és az anyag polarizációfüggő kölcsönhatása állhat. A jelenség legegyszerűbb modellezéséhez a geometriai optika törvényeit használjuk. A polarizáció hatását ekkor az 3.4a-d Fresnel-formulák segítségével vehetjük figyelembe [141].

$$r_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \quad 3.4a$$

$$r_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \quad 3.4b$$

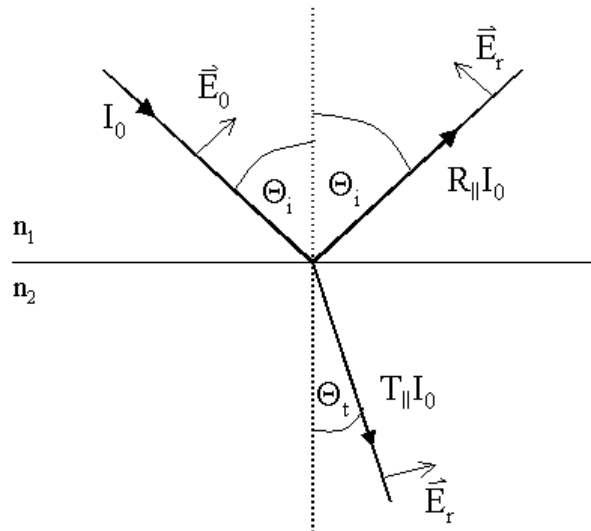
$$t_{\parallel} = \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \cos^2(\theta_i - \theta_t)} \quad 3.4c$$

$$t_{\perp} = \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} \quad 3.4d$$

E formulákkal kiszámíthatók egy különböző törésmutatójú közegek határfelületére θ_i szög alatt beeső lineárisan poláros fénysugár esetén az elektromos térerősség amplitúdójára vonatkozó reflexiós (r) és transzmissziós (t) együtthatók a beesési síkkal párhuzamos (\parallel), illetve az arra merőleges (\perp) polarizáció esetén (3.7 ábra). A teljesítmény illetve az intenzitás az elektromos térerősség amplitúdójának négyzetével arányos, tehát a teljesítményre (intenzitásra) vonatkozó reflexiós (R) és transzmissziós (T) együtthatók r és t négyzetei. Az említett koeficiensok tetszőleges polarizációra is kiszámíthatók. Ha a polarizáció iránya α szöget zár be a beesési síkkal, az intenzitásra vonatkozó együtthatók a 3.5a és 3.5b összefüggések alapján adhatók meg.

$$R = R_{\parallel} \cos^2 \alpha + R_{\perp} \sin^2 \alpha \quad 3.5a$$

$$T = T_{\parallel} \cos^2 \alpha + T_{\perp} \sin^2 \alpha \quad 3.5b$$



3.7 ábra A 3.4a-d képletekben szereplő mennyiségek értelmezése, I_0 : a beeső nyaláb intenzitása, θ_i : beesési szög, θ_t : törési szög, R : reflexiós tényező, T : transzmissziós tényező, n_1 és n_2 : a közegek törésmutatói

Amennyiben a geometriai optika segítségével szeretnénk modellezni a lejátszódó jelenségeket, meg kell határozni a polarizáció értelmezését egy fókuszált nyalábra, valamint a nyaláb egyes sugaraira. A polarizációs irány alatt az elektromos térerősség rezgési iránya értendő (az ezzel kapcsolatos nehézségeket korábban az 1.4.1 fejezetben említettük). A modellszámítások során a fókuszált nyaláb polarizációján a fókuszálás előtti párhuzamos nyaláb polarizációs állapotát fogjuk érteni. Ekkor a polarizációs irány az optikai tengelyre merőleges síkban van. Lineárisan poláros fókuszált nyaláb esetén pedig annak egyes sugaraihoz olyan polarizációs irányt rendelünk, amely merőleges a sugárra (a hullám transzverzális jellege miatt), de az optikai tengelyre merőleges síkra való vetülete párhuzamos a nyalábhöz rendelt polarizációval.

Számítások elvégzése nélkül is tehetünk bizonyos megállapításokat. Induljunk ki egy téglatestből, mely csapdázása során olyan helyzetet vesz fel, hogy két, szemben lévő lapja az optikai tengelyre merőleges, és a téglatest középpontja a fókuszpontba esik. Tekintsük továbbá minden egyes sugárra csupán az első visszaverődést, illetve törést. Az optikai tengelyre merőleges lapok közül csak azon játszódik le törés és reflexió, amely a fókuszponttól a beeső fény irányába esik. Az e lapon történő visszaverődésre és törésre jellemző reflexiós és transzmissziós együtthatók függetlenek a lapnak az optikai tengely körüli orientációjától. Bár egyetlen kiszemelt sugárnak lehet az optikai tengely irányába mutató forgatónyomatéka (a következőkben a vonatkoztatási pont illetve tengely megjelölése

nélkül említett forgatónyomaték alatt az optikai tengelyre vonatkozó forgatónyomatékot fogjuk érteni), ehhez a sugárhoz szimmetriaokokból mindig találhatunk egy párt, amely az optikai tengely körüli 180° -os elforgatással kapunk. Ez utóbbi sugár által kifejtett forgatónyomaték pedig egyenlő nagyságú, de ellentétes irányú az első sugár forgatónyomatékával. A sugárpár teljes forgatónyomatéka zérus. Ebből következően az orientációs hatás magyarázatához csak az oldalsó lapokat szükséges figyelembe venni.

Amennyiben a téglatest orientációja olyan, hogy az optikai tengelyre merőleges lapok két-két éle párhuzamos a polarizációs iránnyal, akkor két szemben levő oldallap esetén az egyes sugarakra, valamint azok szembenső lappal kölcsönható (e lapokkal párhuzamos, a test középpontján átmenő síkra vonatkozó) tükörképi párjaira a polarizációs irány és a beesési sík által bezárt szög megegyezik, tehát a reflexiós és transzmissziós koefficiensek megegyeznek. Emellett a sugármenetek egymás tükörképei, így a két sugár által kifejtett forgatónyomaték azonos nagyságú és ellentétes irányú, azaz a két sugár együttes forgatónyomatéka nulla. E megfontolást tovább folytatva belátható, hogy a téglatestre ebben az állásban nem hat forgatónyomaték, vagyis ezek egyensúlyi helyzetnek tekinthetők. Ezek tehát azok az orientációk, amikor a tengelyre merőleges lapok hosszabb élei 0° -os és 90° -os szöget zárnak be a polarizációs iránnyal (a polarizációs irány és a hossz tengely által bezárt szöget úgy értelmezzük, hogy az fokban mérve a $[0, 180)$ intervallumba essen).

Láthattuk a testek hossz tengelyükkel való polarizációs irány menti orientálódását. Ennek a helyzetnek a téglatest esetén a 0° -hoz tartozó egyensúlyi helyzet felel meg. Ezt a helyzetet veszi fel a test akkor is, ha a csapdázó fény bekapcsolása előtt orientációja ettől pozitív vagy negatív irányba tért el. A két esetben az egyensúlyi helyzet felé közeledés során ellentétes irányú forgatónyomaték hat a testre, de az az egyensúlyi helyzet irányába igyekszik elmozdítani azt. Ebből is látszik, hogy a 0° -hoz tartozó pozíció stabil egyensúlyi helyzet. Az egyensúlyi helyzetek közt minden pozícióban az ébredő forgatónyomaték azonos előjelű. Következésképpen a 90° -nak megfelelő helyzettől való pozitív irányban való eltéréskor olyan irányú forgatónyomaték hat a testre, mint a 0° -os helyzetből való negatív irányú kitérés során. Az ilyen irányú forgatónyomaték pedig a 90° -os pozíció körül nem annak irányába, hanem az ellenkező irányba igyekszik fordítani a testet. E megfontolás alapján mondhatjuk, hogy a 90° -hoz tartozó orientáció instabil egyensúlyi helyzet*.

* Mélyebb megfontolásokkal belátható, hogy a 0° -os helyzet is instabil egyensúlyt ad meg, mivel az orientáció valójában az optikai tengelyre merőleges lapok átlói mentén valósul meg. Ha azonban ezen lapok éleinek mérete eléggé különbözik, az átlók menti orientálódáshoz tartozó szög meglehetősen kicsiny. Hasonló módon adódik a 90° -os helyzet stabil volta, melyhez közel az átlók

A geometriai optika elveire és a Fresnel-formulákra épített számolási modellünktől tehát elvárjuk, hogy a fent említett megállapításokat, valamint a mérési eredményeket visszaadja. A számítást végrehajtó program egy 1,4 numerikus apertúrájú nyaláb 10 000 egyenletes eloszlású sugarának követése alapján kiszámolta egy, a nyaláb fókuszpontjába a korábban említett pozícióban elhelyezett testre ható forgatónyomatékokat a nyaláb polarizációs iránya, valamint az alakzat hossz tengelye által bezárt szög függvényében. A test a kísérletekben használt kereszt alak optikai tengelyre merőleges karja volt a következők szerint: az alakot tízszög alapú hasákkal írtuk le. A hasáb magassága 2,6 μm volt, az alapot pedig egy ellipszis tíz húrja határolta. Az alap köré tehát ellipszis volt írható, melynek kis és nagytengelyei 0,7 és 1,0 μm voltak. E méreteket a mikroszkópos képek elemzésével állapítottuk meg. A testet szimmetria-középpontjával a fókuszpontba helyeztük, alkotói, illetve az alap köré írható ellipszis kistengelye az optikai tengelyre merőlegesek voltak. A csapdázó nyaláb 994 nm-es hullámhosszával és 20 mW összteljesítményével számoltunk.

A közeg törésmutatójának az acetoneval megegyező értéket (1,36) vettünk, a test törésmutatójaként pedig a fotopolimerre vonatkozó adatot (1,56) használtuk. Az egyes sugarakhoz az összteljesítmény 1/10 000-ed részét, valamint az ebből az 1.2 képlet alapján a 3.6 egyenlettel megadott nagyságú impulzusáramot rendeltük, ahol W az egy sugárra jutó teljesítményt, c a fénysebességet jelöli. Az impulzusáram iránya a sugár irányával egyezik meg.

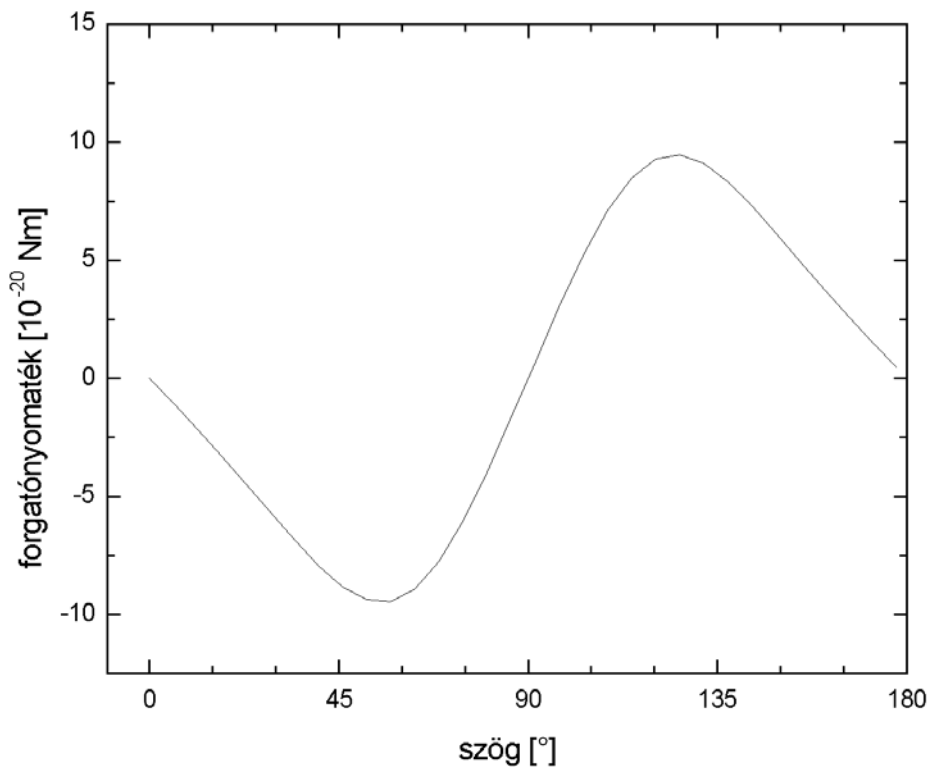
$$|\vec{p}| = \frac{W}{c} \quad 3.6$$

A program az egyes sugarakat az első törésig, illetve visszaverődésig követte nyomon. Meghatározta a beesési és törési szögeket, és a 3.4a-d Fresnel-formulák, valamint a 3.5a-b összefüggések alapján kiszámolta a reflexiós és transzmissziós együtthatókat. Így minden szükséges adat rendelkezésre állt a fellépő erők és forgatónyomatékok kiszámításához. Ezeket a program minden sugárra összegezte.

A 3.8 ábrán látható a program által kiszámolt forgatónyomaték szögfüggése. Az abszcisszán a hasáb alkotói és a polarizációs irány által bezárt szöget ábrázoltuk. Látható, hogy a modell az előzetes meggondolások alapján támasztott elvárásoknak eleget tesz,

menti orientálódás alapján találunk ismét két instabil egyensúlyi helyzetet. A gondolatmenet egyéb alakzatokra is érdekes eredményeket ad (például négyzet, vagy egyéb szabályos sokszög alapú hasáb).

visszaadja a stabil (0°) és instabil (90°) egyensúlyi helyzeteket. E két helyzet között a forgatónyomatéknak szélsőértékei vannak körülbelül 55° -nál és 125° -nál. A maximális forgatónyomaték értéke pedig mintegy 10^{-19} Nm. Az egyensúlyi helyzetek körül a forgatónyomaték szögfüggése közelítőleg lineáris. A meredekség a stabil egyensúly környezetében valamivel kisebb.



3.8 ábra A polarizációs hatásból származó forgatónyomaték szögfüggése a modellszámítások alapján

A modell jelentős egyszerűsítéseket tartalmaz a számolások megkönnyítése érdekében, vegyük sorra ezeket!

A leginkább szembeűnő korlát a geometriai optika alkalmazása. A fény hullámtermészetének figyelmen kívül hagyása problematikus lehet. Vizsgálatainkban a fényvel kölcsönható test mérete a hullámhossz nagyságrendjébe esik, s így a hagyományos közelítő eljárások érvénytelenek, erről részletesebben az 1.3.2 fejezetben volt szó. Az általunk alkalmazott modell és a számolásokat végző program módosítható lenne oly módon, hogy figyelembe vegyen néhány, a fókuszált nyaláb Gauss alakú intenzitás-eloszlásából következő, hullámoptikai vonatkozásokat tartalmazó összefüggést is [20, 62, 63].

A következőkben felsorolt korlátok azonban a sugároptika alkalmazása mellett további hibalehetőségeket hordoznak.

Számolásunk során a nyaláb keresztmetszetében homogén intenzitás-eloszlást tételeztünk fel. A valóságban egy „levágott peremű” Gauss nyalábbal van dolgunk (a mikroszkóp-objektív belépő apertúrája a nyaláb egy részét blokkolja).

Nem vettük figyelembe továbbá az üveg-aceton határfelület hatását sem. Olajimmerziós objektívet használtunk a mérések során (az olaj és a mikroszkóp-fedőlemez törésmutatója megegyezik, így ezt a határfelületet optikai szempontból nem kell figyelembe venni), az objektívre vonatkozó numerikus apertúra 1.52 törésmutatójú közeg esetén érvényes. Az üveg-aceton határfelületen a nyaláb határszögnél nagyobb szög alatt érkező része teljes visszaverődést szenved, míg a nyaláb ennél kisebb szög alatt érkező sugaraira a reflexiós és transzmissziós tényezők szögfüggők. Így ez a határfelület némileg megváltoztatja a nyaláb intenzitás-eloszlását, s fellép a szférikus aberráció jelensége is.

Pontosabb eredményeket szolgáltatathatna a számolás, ha az egyes sugarakra nem csak az első reflexiót és törést vennénk figyelembe, hanem a továbbiakat is.

Tulajdonképpen a pontos csapdázási pozíciót is meg kellene határoznunk oly módon, hogy a test helyének függvényében kiszámoljuk a fény által kifejtett eredő erőt, s megkeressük azt az esetet, ahol a testre ható eredő erő nulla. A korábban említettek szerint azt várnánk, hogy egy csapdázott hasáb a leghosszabb testátlójával áll be az optikai tengely irányába (ez a test legnagyobb kiterjedése). Azonban az általunk alkalmazott kereszt alak biztosítja, hogy a számításban alkalmazott csapdázási helyzet feltételezhető legyen.

Valójában a számolásokat a teljes és pontos alakzatra kellene elvégezni. A kereszt egyik, az optikai tengellyel párhuzamos ágának hatását elhanyagoltuk. A pontos alak meghatározását a mikroszkóp felbontóképessége is korlátozza.

A fentiekből eredő hibák nagyságára nézve becslést nem végeztünk. A hibaforrások egy része tulajdonképpen a program viszonylag egyszerű módosításával kiküszöbölhető lenne.

Szeretnénk a mérésekből származó, 3.6 ábrán látható adatokat összevetni a modellszámításoknak a 3.8 ábrával szemléltetett eredményeivel. Ehhez a forgási sebesség értékeiket forgatónyomaték értékekre kell átszámítani. Ezt hidrodinamikai összefüggésekből kiindulva tesszük meg.

Ismert az a képlet, mely viszkózus közegben egy végtelen magasságú henger egységnyi magasságú részére ható közegellenállási erőt adja meg a henger alkotóira merőleges irányú áramlás esetén [142]. Ez a 3.7 kifejezés, amelyben szerepel a henger sugara (R), a közeg viszkozitása (η) és sűrűsége (ρ), a folyadék és a henger egymáshoz képest vett sebességének nagysága (v), valamint az Euler-állandó ($C=0,577$).

$$f = \frac{4\pi\nu}{\frac{1}{2} - C - \ln \frac{R\nu\rho}{4\eta}} \quad 3.7$$

Az ω szögsebességgel való forgás során fellépő közegellenállásból származó forgatónyomatéokra vonatkozó becslésként az optikai tengelyre merőleges L hosszúságú, R sugarú henger alaknak a szimmetria-középponton átmenő, az alkotókra merőleges forgási tengelytől x távolságra lévő kis dx magasságú elemi hengerekre ható, a 3.7 összefüggéssel megadott erők segítségével számított elemi forgatónyomatékok összege adható meg a 3.8 képlet szerint.

$$M = \int_{-L/2}^{L/2} \frac{4\pi x \omega}{\frac{1}{2} - C - \ln \frac{R x \omega \rho}{4\eta}} dx \quad 3.8$$

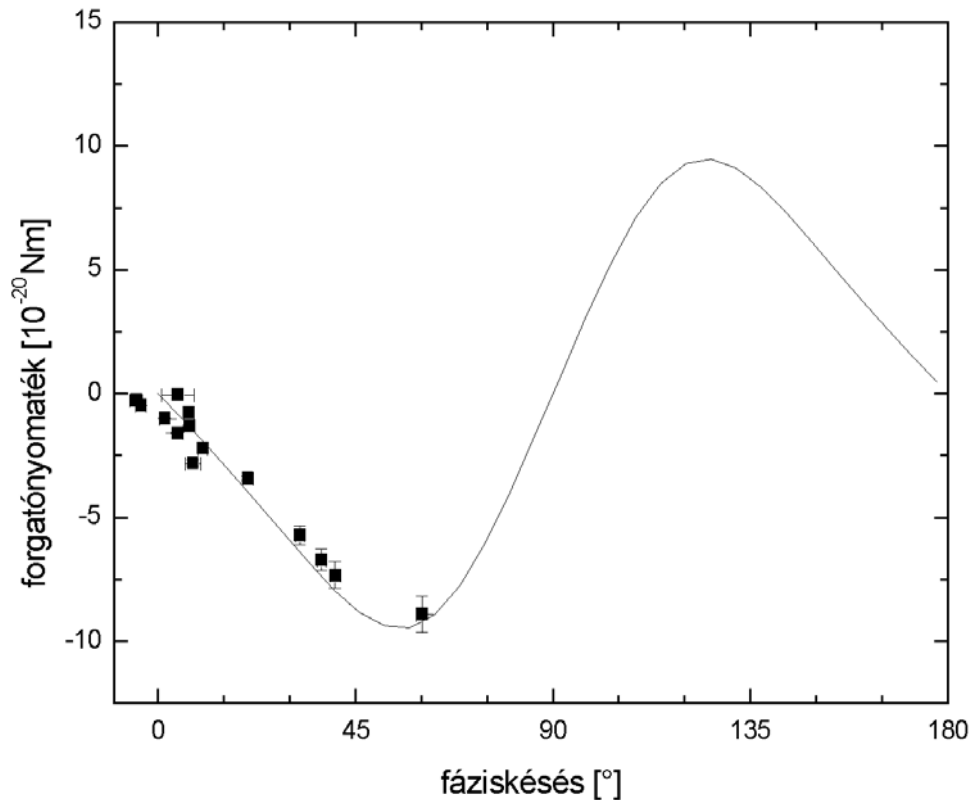
A méréseinkben használt kereszt alakzatoknak csapdázáskor az optikai tengelyre merőleges részét hidrodinamikai szempontból egy $0,7 \mu\text{m}$ sugarú, $2,6 \mu\text{m}$ magasságú hengerrel közelítettük. Az erre merőleges karoktól eltekintettünk. A 3.8 képlet alapján kiszámíthatjuk a méréseink során különböző forgási sebességek esetén fellépő, a közegellenállásból származó forgatónyomatékokat (acetonra $\eta=3,2 \cdot 10^{-4} \text{ kg/ms}$, $\rho=790 \text{ kg/m}^3$ [143]). Ezek, mivel egy egyensúlyi állapot valósul meg a forgás során, megegyeznek a fény által kifejtett forgatónyomatékkal, de azzal ellentétes irányúak.

A fentiekben alapuló számolások során az elemi hengerek forgómozgását tulajdonképpen az alkotókra merőleges irányú transzlációs mozgások sorozatával közelítettük. Nyilvánvaló, hogy ez a közelítés csak a forgástengelytől a henger sugarához képest elég távoli elemi hengerekre helytálló.

Figyelmen kívül hagytuk továbbá a henger fedőlapjainak a folyadékkal való kölcsönhatásából származó forgatónyomatékot. Mind az, hogy véges hengerrel számoltunk, mind pedig az, hogy transzláció helyett valójában forgómozgás játszódik le, hibát okoz. Az eltérő test eltérő mozgása ugyanis más áramlási teret eredményez, mint amelyen a 3.7 összefüggés alapul. Az ebből fakadó eltérés azonban elhanyagolható, ha a folyadék sebessége a testtől már kis távolságokra a 0-hoz közelít. E hatások a számolási eredmények és a valós

forgatónyomaték eltérését eredményezhetik. A számolás hibájának meghatározására nem tettünk erőfeszítéseket.

A fent leírt átszámítás után a mérési és a modellszámításból adódó eredmények összevethetők. Ez a 3.9 ábra segítségével könnyen megtehető, ahol a kétféle adatsort együtt ábrázoltuk.



3.9 ábra A kereszt alakú testre ható forgatónyomaték a test hossz tengelyének a polarizációs iránnyal bezárt szöge függvényében; folytonos vonal: modellszámítás, fekete négyzetek: mérési adatok

A mérési adatok igen jól illeszkednek a számolt görbére. A mérésekkel csak a számításoknak a stabil egyensúlyi helyzet és a szélsőérték közötti szakasza térképezhető fel. A fény által kifejtett maximális forgatónyomaték az ez utóbbinak megfelelő maximális forgási sebességhez tartozik. Gyorsabb forgás esetén a test nem képes követni a polarizációt.

3.1.4 Összegzés

Összegzésként megállapíthatjuk, hogy a lineárisan poláros fényvel előállított optikai csapdában az aszimmetrikus testek esetén fellépő, azokat a polarizáció irányába orientáló hatások törvényszerűségének tanulmányozására alkalmas mérési és adatfeldolgozási módszert dolgoztunk ki. A kísérleti eredményekkel összhangban sikerült modellezni a lejátszódó folyamatokat, és a modell alapján végzett számítások megfelelően visszaadják a mérésekből származó eredményeket.

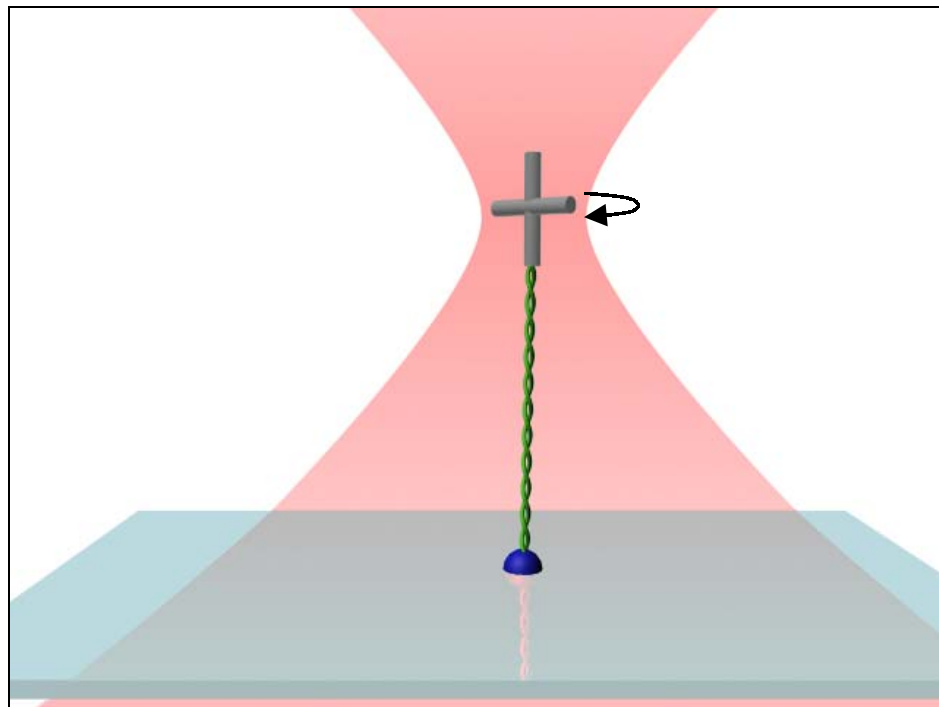
A sugároptikán és a Fresnel-formulákon alapuló modellszámítások igazolták, hogy az orientáció a fény és az anyag polarizációs irányának és a test elhelyezkedésének egymáshoz képest vett helyzetétől függő kölcsönhatásának az eredménye.

A fentiek alapján az elterjedt lézercsipesz elrendezések módosíthatók, kiegészíthetők oly módon, hogy alkalmassá váljanak mikroszkopikus részecskék térbeli orientációjának nagyfokú kontrollálására, valamint mikroszkopikus forgatónyomatékok kifejtésére és mérésére. A javasolt módosítás az optikai csapdát formáló lézernyaláb útjába helyezett, egymástól függetlenül is elfordítható $\lambda/2$ - és $\lambda/4$ -lemezzel való kiegészítést jelent. Ezen elemek segítségével, akár motoros meghajtással és számítógépes irányítással tetszőleges paraméterekkel rendelkező elliptikus polarizáció előállítható, s így a csapdázott test orientációja befolyásolható (lineárisan poláros fény polarizációs irányának $\lambda/2$ lemezzel való változtatásával). Az orientációs hatás megszüntethető (a $\lambda/4$ lemez segítségével előállított cirkuláris polarizáció esetén) a csapdázási erők jelentős megváltozása nélkül, ez az egyéb orientációs módszerekhez képest nagy előnyt jelent. A testre kifejtett forgatónyomaték szabályozható (a polarizáció ellipticitása, vagy a test és a polarizációs irány relatív helyzetének, illetve a fényintenzitás változtatásának segítségével), illetve megfelelő kalibrációt követően a testre ható külső forgatónyomatékok mérhetők. Látható tehát, hogy gyakorlati szempontból igen jól, széles körben hasznosíthatók egy ilyen módosított elrendezés által nyújtott lehetőségek.

Példaként a 3.10 ábra szemlélteti, miként lehet alkalmas egy ilyen összeállítás egy biológiai makromolekula (például DNS, RNS, illetve aktin) torziós tulajdonságainak feltérképezésére. A DNS szál egyik vége biokémiai módszerekkel a NOA 63 optikai ragasztóból előállított polimer testek felszínén levő kenet tartalmazó* kémiai csoportokhoz

* A gyártó közlése.

köthető. A DNS másik vége a mikroszkóp-fedőlemezhez rögzíthető. A mesterséges polimer test csapdázható, s a polarizációval orientációja pontosan beállítható. Így a molekula megcsavarható. A polarizáció és a test orientációs iránya által bezárt szög alapján pedig a makromolekula által kifejtett forgatónyomaték is meghatározható. Mindez a molekula különböző mértékű megnyújtása mellett is lehetséges.



3.10 ábra Elasztikus makromolekula torziós tulajdonságainak lehetséges vizsgálati módja

3.2 Aszimmetrikus testek forgása lézercsipeszben

Mint azt az 1.4.2 és 1.4.3 fejezetekben láthattuk, több eljárás is ismert, melyek segítségével közvetlenül a fénynek valamely mikroméretű testre kifejtett mechanikai hatása révén a test folyamatos, egyenletes forgásba hozható, és a forgás fenntartható. Az ismertetett módszerek közt van, amely a fény által hordozott impulzusmomentumot használja fel (cirkulárisan poláros fény, illetve fázissingularitással rendelkező nyalábok alkalmazása), mások a fény által a testre kifejtett erőknek a test alakja, optikai tulajdonságai nyomán kifejtett forgatónyomatékán alapulnak.

A mikroszkopikus testek fény által indukált forgómozgását általában lézercsipesz segítségével vizsgálják. A nagy numerikus apertúrával történő, közel diffrakciólimitált fókuszálás következtében ugyanis a fény által hordozott teljesítmény, impulzus és impulzusmomentum igen erősen koncentrálódik a fókuszpont környezetében, a csapdázás helyén, a test térfogatának nagyságrendjében. Ez a fény és a test mechanikai kölcsönhatásának vizsgálata szempontjából optimális.

A cirkulárisan poláros fény által hordozott, úgynevezett spin-impulzusmomentumnak kettősen törő, illetve abszorbeáló részecskékkel való alkalmazásának előnye, hogy a forgási paraméterek (forgásirány, szögsebesség) a nyaláb tulajdonságainak (polarizáció, intenzitás) változtatásával igen jól kontrollálhatók. Továbbá lineárisan poláros fényvel a kettősen törő testek orientálhatók. A módszer hátrányát azonban a felhasználható anyagokra vonatkozó feltételek jelentik. Összetett mikromechanikai szerkezetek működéséhez a legtöbbször a funkciónak megfelelő alakú alkatrészek szükségesek. Tetszőleges alakzatok kettősen törő anyagból való előállítása nem rutinfeladat. A közlemények többségében szabálytalan alakú részecskéket használtak, azonban ezek forgásának átvitele esetlegesen MEMS rendszerekben felhasználható mesterséges alakzatokra igen nehézkesen és rossz hatásfokkal, a testek közti teret kitöltő közeg mozgásának közvetítésével lehetséges [144]. Az utóbbi időben Higurashinak és munkatársainak fotolitográfiát és reaktív ion-maratóást kombináló eljárással sikerült fluorinált polimidin anyagból (PMDA/TFDB) előállítani szabályos, kocka alakú testeket [129], eredményeik esetleg segíthetnek a fent említett problémák leküzdésében.

Amennyiben transzparens, kettősen törő részecskéket kívánunk használni, a méretre megszorítást jelent, hogy a fény által kifejtett forgatónyomaték akkor maximális, ha a test

vastagsága olyan, hogy a fény számára $\lambda/2$ -lemezként viselkedik (ekkor ugyanis megváltozik a rajta áthaladó fény cirkuláris polarizációjának iránya). Ezért például kalcit porból próbálgatással kell kiválogatni a leghatásosabban forgatható szemcséket.

Abszorbeáló részecskék alkalmazása esetén problémát okozhat, hogy a test által elnyelt nagy energiamennyiség a test anyagának roncsolódásához vezethet, illetve felmelegítheti annak környezetét, amely bizonyos felhasználási területeken nem kívánt hatásokat eredményezhet (kémiai reakciók, sejtek, baktériumok pusztulása). Elnyelő részecskék optikai csapdázása meglehetősen nehéz. A gradiens erőkhöz képest ugyanis nagy szórási erők lépnek fel. A lézercsipessel végzett vizsgálatok ezért ilyen testeken elég nehezen kivitelezhetők, a fényel való teljes, háromdimenziós csapdázás Gauss nyalábokkal általában nem jön létre. Ellenben az abszorbeáló, illetve kis törésmutatójú testek csapdázhatók gyűrűszerű (donut) intenzitásprofilú mutató nyalábokkal. Ilyen például az $l=1$ módusindexszel jellemzett Laguerre-Gauss módus. Ekkor a részecskék a gyűrű központi, alacsony intenzitású részében csapdázódnak, így azonban meglehetősen csekély mértékű impulzusmomentum kicsatolására képesek [132].

A cirkulárisan szimmetrikus, fázissingularitással rendelkező lézermódusok által hordozott orbitális impulzusmomentum felhasználásán alapuló módszerek alkalmazása meglehetősen nehézkes. Léteznek ugyan Laguerre-Gauss módban működő lézerek, azonban elterjedtebb a Hermite-Gauss nyalábok móduskonverterekkel való transzformációja. Ezek használata során (főként a fázishologramok alkalmazásával) azonban általában jelentős a teljesítményvesztés.

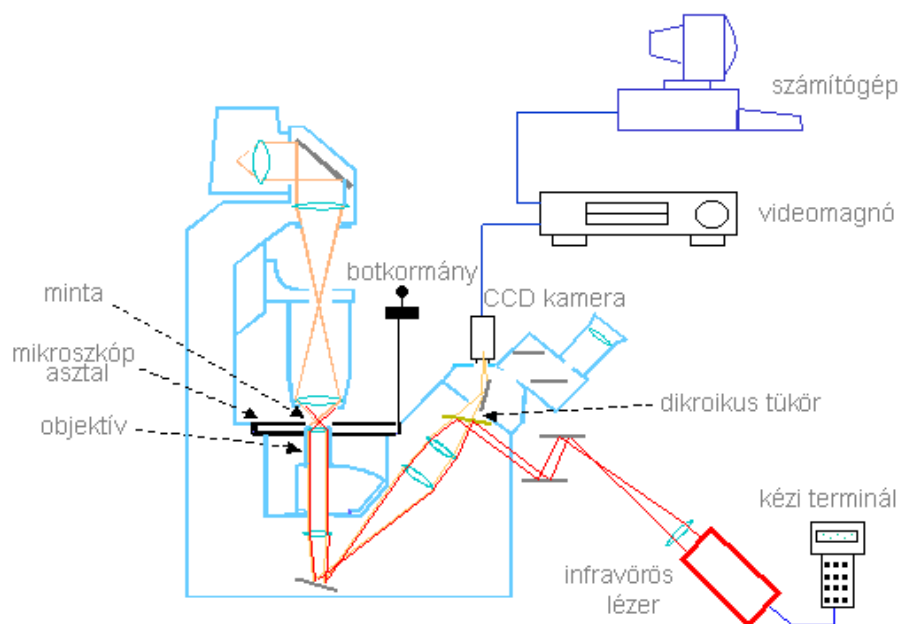
A testek alakú anizotrópiája következtében fellépő módszerek hátránya, hogy a test forgásiránya nem változtatható, az az alak által meghatározott. A forgó test ellenkező irányú (az optikai tengelyre merőleges tengely körüli 180° -os elfordítással nyert pozícióban való) csapdázása esetén is a laboratóriumi rendszerben tekintve ugyanolyan irányú forgást tapasztalunk, mint az első pozícióban (a szél által forgatott propeller forgásiránya sem változik, ha a propellert megfordítjuk). E korlát leküzdése esetleg lehetséges munkánk később bemutatandó eredményei alapján.

Mi az utóbbi jelenséget, a testek alakja következtében fellépő forgómozgás mechanizmusát tanulmányoztuk, s az eredmények felhasználásával a későbbiekben összetett, fényel hajtott mikroszkopikus gépezeteket alkottunk.

3.2.1 Kísérletek, eredmények

Munkánk során először különböző alakú fényel hajtott rotorok forgómozgását tanulmányoztuk optikai csapdában. Az egyes alakzatok esetén kapott eredményeket összevetettük, s egy bizonyos alak esetére a méretnek a forgás sebességére gyakorolt hatását is vizsgáltuk.

A továbbiakban bemutatásra kerülő kísérleteket és méréseket a 3.11 ábrán látható elrendezéssel végeztük.

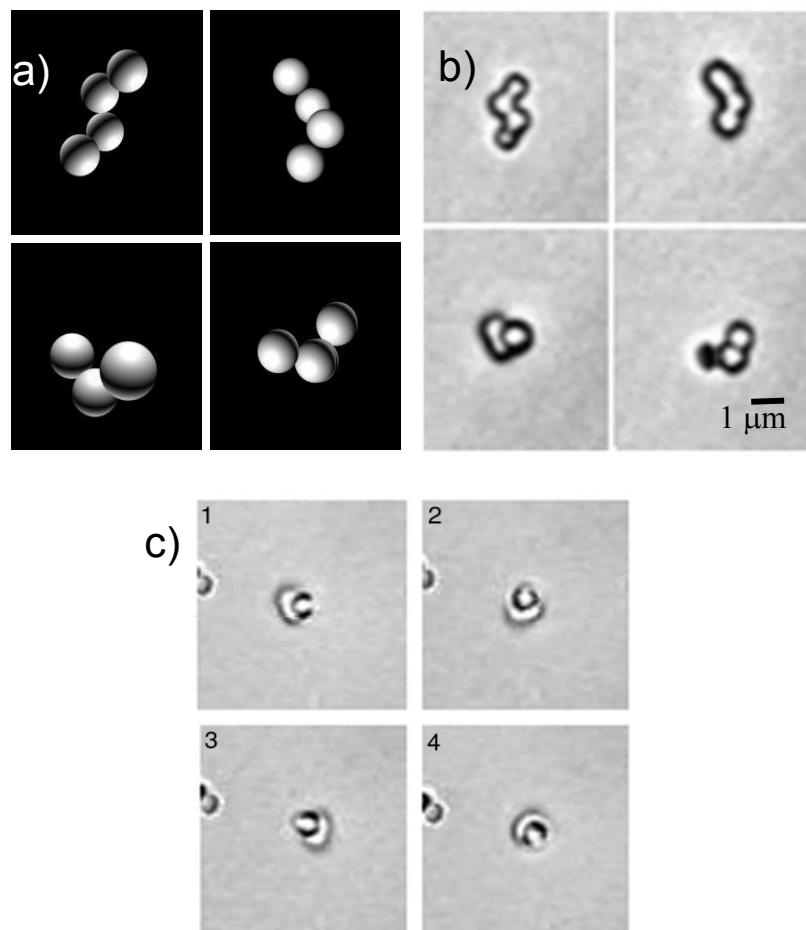


3.11 ábra A csapdázási kísérletekben használt elrendezés

A gömbtől eltérő alakok esetén meglehetősen nehézkes a csapdázott test elhelyezkedésére, a rá ható erőkre, forgatónyomatékokra vonatkozó számítások elvégzése. Az ilyen számítások nemcsak bonyolultak, összetettek, de igen nagy számítókapacitást is igényelnek, ezért kevésbé elterjedtek. Nem lelhető fel a szakirodalomban olyan közlemény, melyben számos alakzat esetén vizsgálták volna azoknak pontos csapdabeli viselkedését, ezekből az alakra jellemző általános következtetéseket vontak volna le, melyek alapján nagy biztonsággal megjósolhatnánk különböző összetett formák csapdabeli elhelyezkedését, mozgását. A legtöbb esetben ilyen kérdések esetén tapasztalatokra és intuíciónak hagyatkozhatunk.

Így az általunk vizsgált alakok kiválasztása is bizonyos szempontból önkényes módon történt. Meggyőződésünk azonban, hogy az ezen alakok tanulmányozásával nyert információk jól hasznosíthatók mind elméleti, mind gyakorlati szempontból.

Nemcsak mesterséges, előre meghatározott alakra formált testek foroghatnak az általunk tanulmányozott jelenség során. Rendezetlen fizikai folyamatok is vezethetnek olyan anizotróp alakzatok kialakulásához, melyek lézercsipeszben forgómozgást végeznek. Apró, szabálytalan alakú üvegcserep darabkák között találhatunk olyanokat, melyek a csapdázás során forognak. Mikroméretű polisztirol golyócskák véletlenszerű adhéziója is eredményezhet megfelelő formát (3.12a-b ábra), mely a csapdázás során forogni kezd (3.12c ábra).



3.12 ábra Véletlenszerűen összetapadt 1 μm átmérőjű polisztirol golyócskákból kialakult alakzat, a) szemléltető rajz, b) mikroszkópos felvétel különböző nézőpontokból, c) az alakzat forgása lézercsipeszben

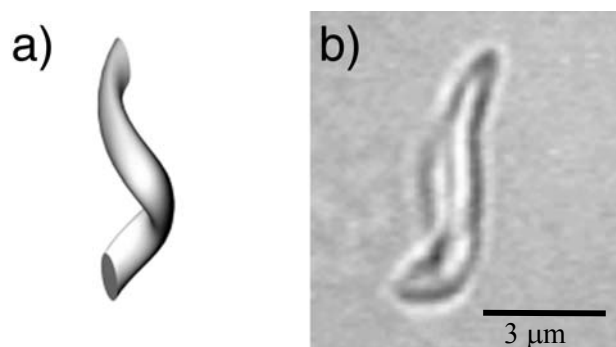
Ezeknél a testeknél megfigyelhető, hogy alakjuk valamiféle helicitással rendelkezik, azaz fellelhető valamilyen fokú translációs és rotációs szimmetria együttes, csatolt jelenléte.

A csapdában tapasztalható egyenletes forgómozgás olyan egyensúlyi helyzetet jelent, melyben az adott forgási sebességnél fellépő, a közegellenállás nyomán kialakuló forgatónyomaték egyensúlyt tart (tehát megegyező nagyságú és ellentétes irányú) a fénysugárzás által kifejtett forgatónyomatékkal. Így a forgási sebesség egy bizonyos alak és méret esetén e forgatónyomatékok nagyságára jellemző.

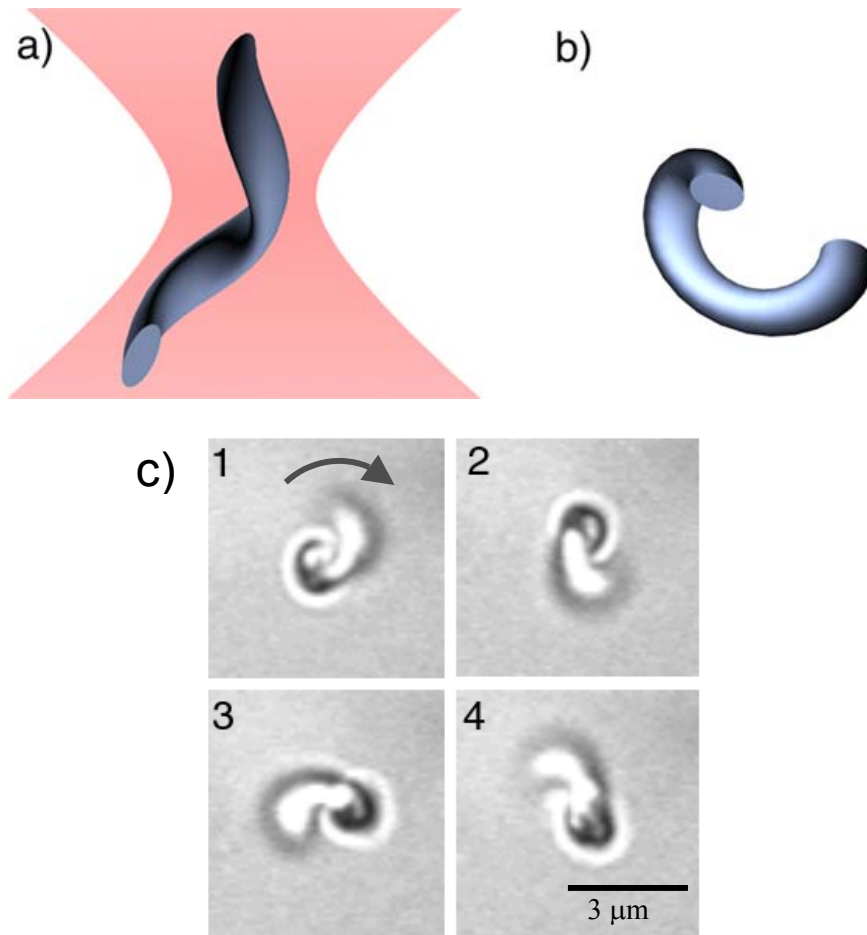
A következőkben előforduló alakzatokat mind az 2.3.1 fejezetben ismertetett fotopolimerizációs módszerrel készítettük, a kísérleteket, méréseket pedig acetonban végeztük.

Hélixek

A helicitás természetesen jelen van ezekben az alakokban. Ezért kísérleteket végeztünk egy menetből álló, 1,0 μm , 1,4 μm , valamint 1,7 μm sugarú, 5 μm menetemelkedésű hélix alakú testekkel. A 3.13 ábrán látható egy ilyen, 1,4 mikron sugarú részecske számítógépes szemléltető képe, valamint mikroszkópos felvétele. A 3.14c ábra a csapdázott forgó testet mutatja. A csapdázási pozíció a felvételek elemzésével nehezen meghatározható. Úgy tűnik, a hélix tengelye nem párhuzamos az optikai tengellyel, hanem megdőlvén helyezkedik el a csapdában. E pozícióban a hélix egy közbenső része áll közelítőleg az optikai tengely irányába (3.14a-b ábra).



3.13 ábra Hélix alakú mikrorészecske, a) szemléltető rajz, b) mikroszkópos felvétel



3.14 ábra Cspadázott hélix feltételezett elhelyezkedése a) oldalnézetből és b) felülnézetből, valamint c) valódi forgása az optikai csapdában

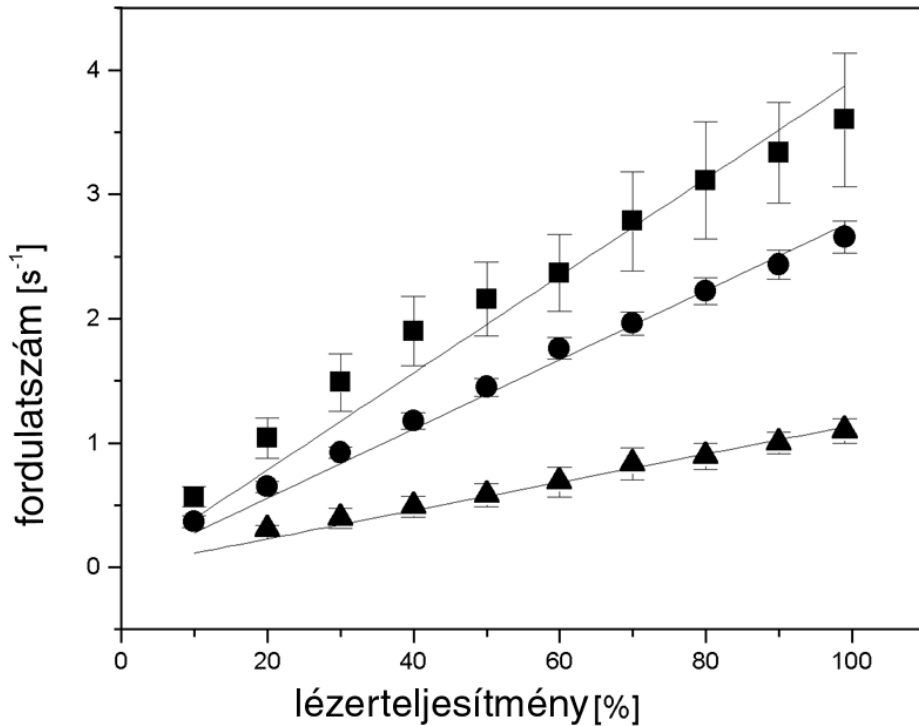
A test forgása során 180° -os periodicitást észleltünk: félfordulatonként a forgás némileg lelassult, majd ismét felgyorsult (ezt tapasztaltuk például a 3.12 ábrán látható test forgása során is). A kísérleteket itt is és a következőkben is lineárisan poláros fényel előállított optikai csapdában végeztük. A forgás során a polarizációs irány és a test orientációjának relatív helyzete félfordulatonként megegyezik. Valószínűleg a polarizációfüggő erők és forgatónyomatékok okozzák, hogy a test forgómozgása során a polarizációs iránnyal párhuzamos orientációt elérve lelassul, majd ismét felgyorsul, ami 180° -onként való „akadozásaként” jelentkezik. Ez a 3.1 fejezetben leírt, a polarizáció orientáló mechanizmusát magyarázó megfontolások alapján érthető: a testek hossz tengelyének a polarizációs irányhoz való közeledésekor az orientáló hatások által ébredő forgatónyomatékok a polarizációs irány felé igyekeznek mozdtani a testet, s ez a forgatónyomaték esetleg még a forgás e szakaszon való felgyorsulását is eredményezheti. A polarizációs irányon túlfordulva az orientáló hatás a forgásiránnyal ellentétesen érvényesül, ez a forgási sebesség lassulását

eredményezi. E megfontolásokat támasztja alá, hogy cirkulárisan poláros fénnel végezve a kísérleteket egyenletes forgást tapasztalhatunk.

Vizsgáltuk a csapdázó lézersugárzás teljesítményének, valamint a forgó test szögsebességének viszonyát. A kísérletet videomagnóval rögzítettük, majd a felvételeket kiértékeljük. A szögsebesség meghatározását az egyetlen körülforduláshoz szükséges képkockák megszámlálásával végeztük, ez elégséges pontosságot szolgáltatott vizsgálatainkhoz. A kísérlet során felhasznált kamera, valamint a videorekorder segítségével PAL rendszerben, vagyis 25 képkocka/másodperc sebességgel rögzítettük a felvételeket. Az egy képhez rendelhető időpillanat bizonytalansága így 4 ms. A periódusidőt három számlálás eredményéből határoztuk meg. Amennyiben a hibára az egy képkockára jutó időnél (4 ms) kevesebb adódott, a hiba értékét 4 ms-ra módosítottuk (ez két egymást követő teljes kép közötti időbeni távolság, ezt tekintettük a számlálás hibájának).

A csapdázási pozíció mindhárom méretű test esetében nagyjából megegyezik. A forgási sebesség teljesítményfüggését a 3.15 ábra szemlélteti. Látható, hogy a szögsebesség minden esetben lineáris módon függ a lézerteljesítménytől. Ez nem meglepő, hiszen a nyaláb által hordozott impulzusmomentum arányos a teljesítménnyel (3.6 összefüggés), ebből következően mind a fellépő impulzusváltozások, mind az ezek nyomán ébredő erők, s így a forgatónyomaték is arányosak a lézersugárzás teljesítményével.

A teljesítmény csökkentésével a csapdázás mindvégig megmaradt, s a csapdázási pozíció megváltozása sem volt észlelhető. A mérés körülményei között a fény által kifejtett erőhatás a testre ható gravitációs erővel tart egyensúlyt. Ez utóbbi, a felhajtóerőt is figyelembe véve körülbelül 10^{-18} N nagyságrendű. Így a lézercsipeszek esetén tipikus pN/ μ m erőállandó két nagyságrendnyi csökkenése sem eredményezi a csapdázási egyensúlyi helyzet jelentős megváltozását a fény terjedésének irányában.



3.15 ábra 5 μm menetemelkedésű, egy menetből álló hélix alakú test optikai csapdában való forgása szögsebességnek lézerteljesítménytől való függése. Négyzet: 1,0 μm átmérő, kör: 1,4 μm átmérő, háromszög: 1,7 μm átmérő

Megfigyelhető az a tendencia is, miszerint a forgási sebesség a test méretének csökkenésével (legalábbis az általunk vizsgált mérettartományban) növekszik. Ennek okozója lehet, hogy kisebb méret esetén csökken a közeg által kifejtett forgatónyomatéka közelítőleg érvényes 3.9 egyenletben szereplő D arányossági tényező értéke ($\vec{M}_{\text{közeg}}$ a közeg által kifejtett forgatónyomaték nagyságát, $\vec{\omega}$ pedig a forgás szögsebességét jelöli; a negatív előjel jelzi, hogy a közeg hatása a forgás irányával ellentétesen érvényesül). Ezenkívül változhat a fény által kifejtett forgatónyomaték értéke. Feltehetőleg ez szintén kisebbé válik, azonban ennek pontosabb jellemzésére nem végeztünk vizsgálatokat. A kisebb méret esetén fellépő nagyobb szögsebesség azonban arra enged következtetni, hogy a közegeellenállás a D értékének megváltozásán keresztül erőteljesebben csökken, mint a fény forgatónyomatéka.

$$\vec{M}_{\text{közeg}} = -D \cdot \vec{\omega} \quad 3.9$$

A méret és a forgási sebesség viszonyával kapcsolatban követhetjük a következő megfontolást. A fény által kifejtett forgatónyomatékot felírhatjuk egy effektív erő és egy

effektív erőkar (ez jellemző a test méretére) szorzataként, s ezt egyenlővé tehetjük a közegellenállás 3.9 alatti forgatónyomatékával (3.10 egyenlet).

$$\langle F \rangle_{\text{fény}} \times \langle r \rangle = -D \cdot \omega \quad 3.10$$

D-nek a test méretétől való függését tekintjük a gömbre érvényes 3.11 képlet alapján*.

$$D = 8\pi\eta r^3 \quad 3.11$$

Tegyük fel, hogy a fény által kifejtett erő nem függ a test méretétől (mint azt az 1.3.2 fejezetben láttuk, a geometriai optikai érvényessége esetén ez így van)! Ekkor 3.10 és 3.11 alapján arra a következtetésre juthatunk, hogy a szögsebesség egyenesen arányos a méret reciprokanak négyzetével, vagyis a forgás periódusideje egyenesen arányos a méret négyzetével (3.12a és 3.12b összefüggések).

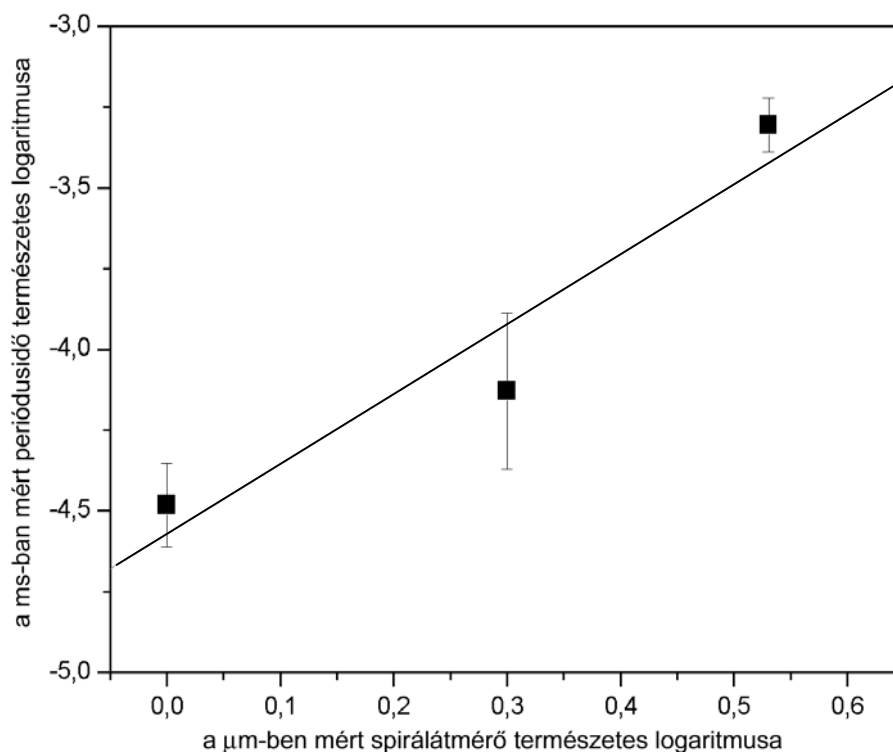
$$\omega \propto r^{-2} \quad 3.12a$$

$$T_{\text{periódus}} \propto r^2 \quad 3.12b$$

A különböző méretű hélixek 99%-os lézerteljesítmény mellett mérhető forgási periódusidejének logaritmusát ábrázoltuk az átmérő logaritmusának függvényében a 3.16 ábrán. Az adatokra egyenest illesztve annak meredekségére $2,16 \pm 0,67$ adódik, mely alátámasztja a fenti, meglehetősen egyszerű okoskodást.

Az eltérés oka lehet, hogy nem érvényes a méret és a közegellenállásra jellemző együtttható közti köbös összefüggés, valamint az, hogy a fény által kifejtett erő nem független a test méretétől (a geometriai optika érvényessége korlátozott). Továbbá a menetemelkedés változatlan volta a különböző átmérők esetén a beesési szögek megváltozását okozza. Mindezek mellett azonban elmondható, hogy az egyezés elfogadható.

* A méret szempontjából szintén köbös összefüggéshez juthatunk a 3.7 képletből kiindulva, ha eltekintünk a nevező sebességfüggésétől (ez μm méretű testek néhány Hz frekvenciájú forgása esetén megtehető)



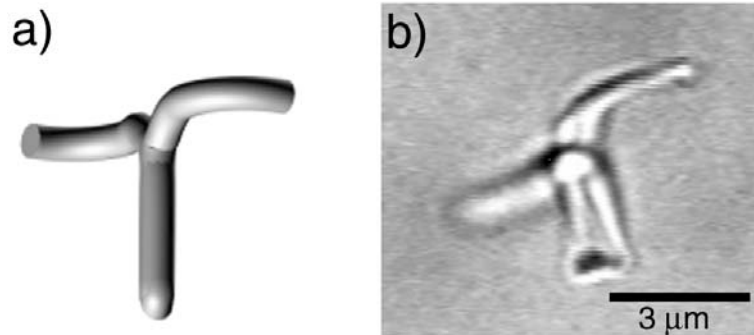
3.16 ábra Hélix alakzatok forgási periódusidejének mérettől való függése

Segner-kereket formáló alakzatok

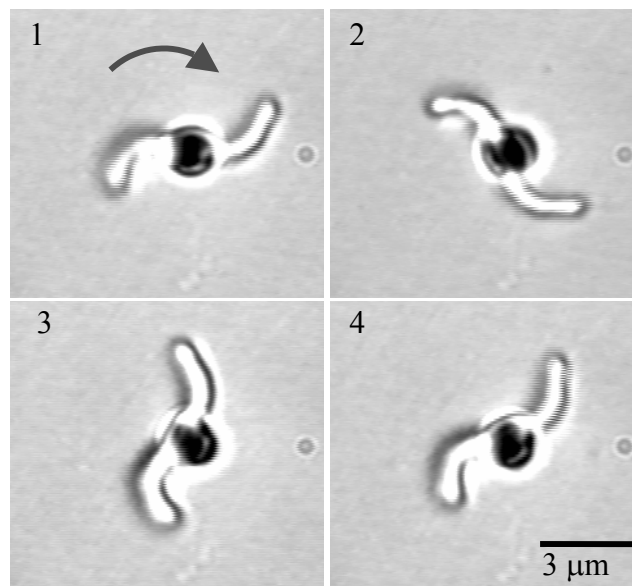
A 3.17 ábrán látható testalakok vizsgálatára az ösztönzött bennünket, hogy esetleg a csapdázás során az objektumok fényvezető módjára viselkedhetnek, és így a Segner-kerek működéséhez hasonló módon talán forgásba jöhetnek. E jelenség esetleges megvalósulására vonatkozóan számításokat nem végeztünk. A test egy tengelynek nevezhető részből és az ebből kiágazó két karból áll. Csapdázáskor a tengely a fényterjedés irányával párhuzamosan áll, s az esetek túlnyomó többségében a karokhoz csatlakozó vége nem az objektív irányába, hanem attól elfelé mutat.

A csapdázott test a maximális lézerteljesítmény mellett mintegy 0,5 Hz frekvenciával forog (3.18 ábra). Arra nézvést, hogy ezen alakzat forgásának mechanizmusa különbözne a hélix esetétől, vagyis hogy a fényvezetőként való viselkedés lenne a forgás előidézője, nem tapasztaltunk egyértelmű utalást. Elképzelhető, hogy a nagy numerikus apertúra következtében a fény impulzusának az optikai tengelyre merőleges komponense játszik szerepet a forgás kialakulásában. Ezt a mechanizmust részletesebben tárgyaljuk a változtatható forgásirányú propellerről szóló 3.2.2 fejezetben. Itt is tapasztaltuk a már említett

akadozó mozgást, mely nagy valószínűséggel most is a polarizációs hatás következtében jelentkezik.



3.17 ábra Segner-kerék alakját mintázó test, a) szemléltető rajz, b) mikroszkópos felvétel



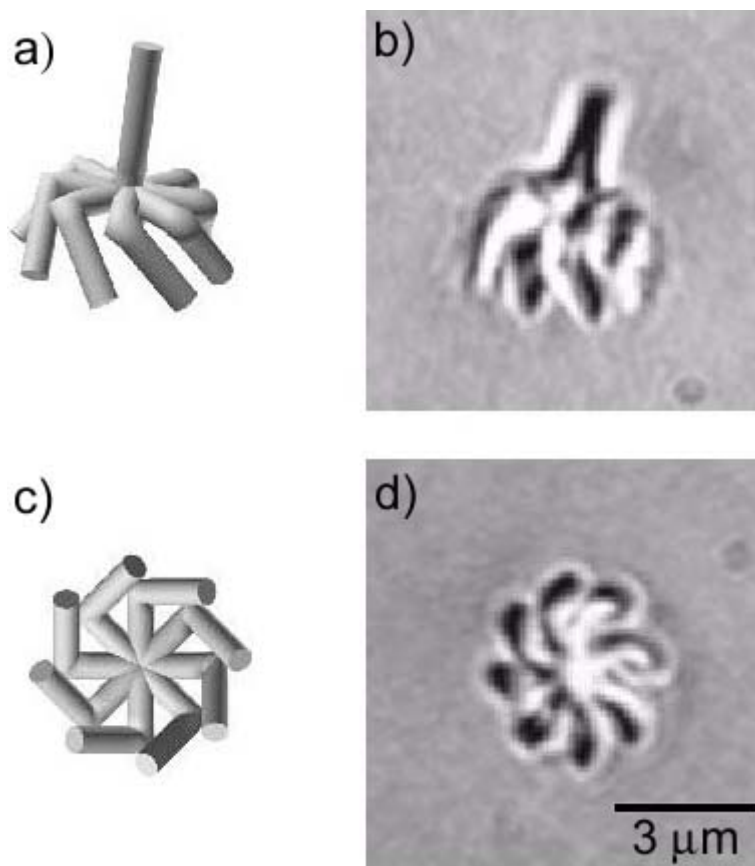
3.18 ábra Segner-kerék alakú rotor forgása

Propeller alakú testek

Gondolatban bizonyos mértékű párhuzamot vonhatunk az anizotróp testek fényel való kölcsönhatása, valamint a szél által különböző alakzatokra kifejttet mechanikai hatás között. A levegőt alkotó molekulák impulzusa megváltozik, amint eltérülnek egy testfelületen. Az impulzusváltozás nyomán az áramló levegő erőt fejt ki az eltérítő testre. Bizonyos

alakzatok (propeller, forgó, szélmalom kereke) esetén a fellépő erők összforogatónyomatéka nem nulla, így a test forgásba jön. Ennek analógiájára gondolhatjuk, hogy esetleg propellerszerű mikroszkopikus alakzatok hasonlóan léphetnek mechanikai kölcsönhatásba az elektromágneses sugárzással. Amennyiben ezt leegyszerűsítve fényvisszaverődésként vesszük figyelembe, arra gondolhatunk, hogy azok az alakok, melyek makrométerben a légáram által forgásba hozhatók, esetleg mikroszkopikus méretben fénysugárzás hatására szintén forognak. E megfontolásokat erősíti Gauthier elméleti munkája [67], melyben szélmalomkerékhez igen hasonló alakzatot javasol, mint igen effektív fénnel hajtott rotort.

Hasonló gondolatmenetet követtünk, mikor a lehetőségeket számbavéve a 3.19 ábrán látható alakzat elkészítése és tanulmányozása mellett döntöttünk. A test egy tengelyszerű részből, és ennek egyik végén a belőle szétágazó karokból áll. A karok két részre oszthatók: egy radiális ágra, és egy ezzel 90° -os, a tengellyel pedig 45° -os szöget bezáró másik szakaszra. Az alakzattól a tengelyt és egy kart kiszemelve jól látszik a helikális jelleg.



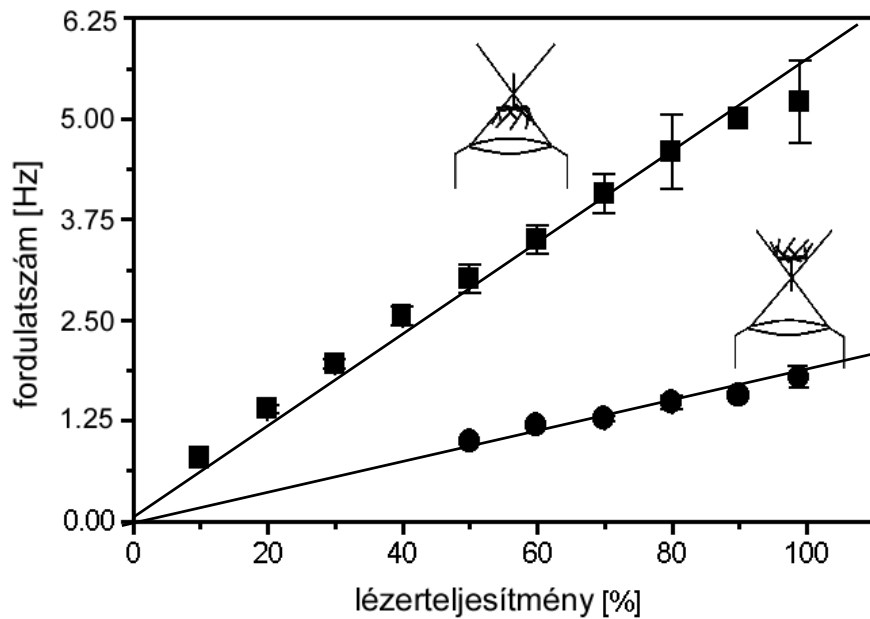
3.19 ábra Propellerszerű alakzat a) szemléltető rajz, oldalnézet, b) mikroszkópos felvétel, oldalnézet, c) szemléltető rajz, alulnézet, d) mikroszkópos felvétel, alulnézet

A részecske oly módon csapdázódik, hogy a tengely párhuzamos a fényterjedés irányával. Szerepe éppen ez, vagyis hogy a csapdában a testet úgy orientálja, hogy a karokból álló rotorszerű „fej rész” szembenézzen a beeső fényvel.

Az alakzatnak két stabil helyzete van a csapdában. Az egyik helyzetben a tengely karokhoz csatlakozó vége az objektív felé, a másik esetben azzal ellenkező irányba mutat. Mindkét helyzetben a test forog, azonban az előbbi esetben a forgás szembetűnően gyorsabb. Ez jól látszik, ha tanulmányozzuk a test forgási sebességének lézerteljesítménytől való függését. A mérést ugyanazon módszerekkel végeztük, mint amelyeket a hélixek forgásának vizsgálatánál alkalmaztunk, így a periódusidőket is szintén az egy körülforduláshoz szükséges képkockák száma alapján határoztuk meg. Az eredményeket a 3.20 ábrán tüntettük fel.

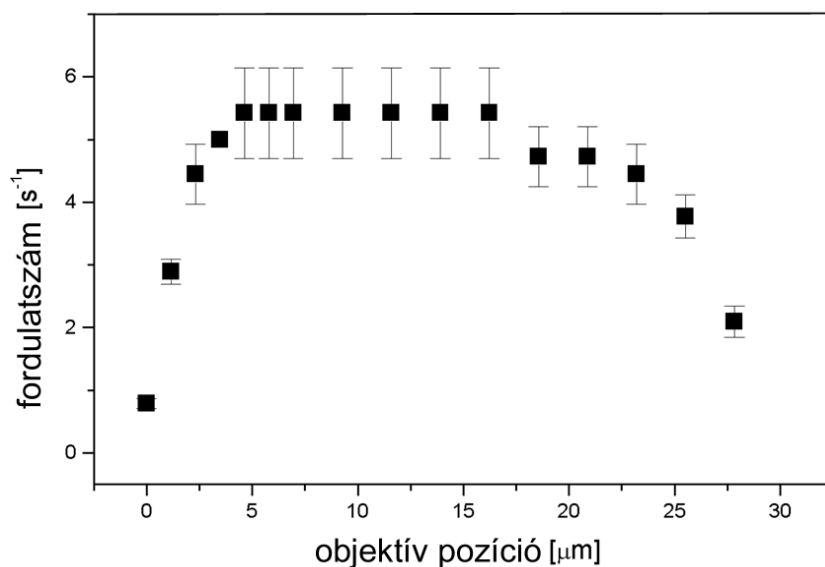
Amint az várható, a forgás sebessége egyenesen arányos a lézerteljesítménnyel, az adatok egyenesekkel illeszthetők. A tengelymetszetet az origóban rögzítettük (e megkötés nélkül sem kapunk jelentősen más paramétereket). Arra az esetre, amikor a rotor fej része az objektívhez közelebb áll, a meredekségre $0,0567 \pm 0,0002$ értéket kapunk, míg a másik esetben ez $0,0183 \pm 0,0003$ -nak adódik. A számadatok értéke helyett (mivel a lézer teljesítményét a maximum százalékában adtuk meg) érdekesebb annyit megjegyezni, hogy az előbbi esetben a meredekség mintegy 3,16-szor nagyobbak adódik. Ennek többféle oka is lehet. Egyik talán a pontos csapdázási pozíció, melynek meghatározása, mint már többször említettük, igen nehéz. Válasszuk egyféle referenciapontnak a tengelynek és a radiális rotorelemeknek a csatlakozási pontját. Előfordulhat, hogy e pontnak a fókuszponttól való távolsága más a két csapdázási helyzetben. Erre utalhat, hogy – amint azt 1.3.2 fejezetben láthattuk – a szórási erők hatása miatt például mikrogömbök esetén általában a csapda helye, vagyis csapdát leíró potenciálgödör minimuma nem pontosan a fókuszpontban, hanem (továbbra is az optikai tengelyen) a fényterjedés irányában kissé eltolva található. Így különböző lehet a két pozícióban a rotor helyén a fényintenzitás, ez pedig eltérő forgatónyomatékokat és fordulatszámot eredményezhet.

Tulajdonképpen maga a szórási kép is különbözhet a két pozícióban, s ez is eredményezheti a rotorral kölcsönható fény intenzitásának eltérését (például az alacsonyabb fordulatszámot eredményező helyzetben a fénynek a tengelyen való szóródása más intenzitásviszonyokat alakíthat ki a karok helyén). Ilyen hatása lehet továbbá az olajimmerziós objektív használata következtében fellépő szférikus aberrációnak is.



3.20 ábra Propeller alakú részecskék fordulatszámának lézerteljesítménytől való függése különböző csapdázási pozíciókban

Vizsgáltuk, hogy a csapdázott rotornak a fedőlemez felületétől való távolsága hogyan befolyásolja a forgás sebességét. Az eredményeket a 3.21 ábra mutatja. A fedőlemeztől való távolság beállítása az objektív-pozíció változtatásával (fókuszálással) történt. Az abszcissa 0 pontjának kijelölése önkényes választás eredménye. Az objektív pozícióját leíró szám növekedése az objektívnek a fedőlemezhez való közelítését jelenti.



3.21 ábra Csapdázott, forgó propeller alakzat fordulatszámának változása az objektív-pozíció függvényében

Az objektív helyzetét jellemző legkisebb értékek esetén a fókuszpont az üvegben (fedőlemezben) van. A gradiens erők ilyenkor a rotor lapátjait a fedőlemezhez nyomják, s a forgás igen lassú. Ez részben a fellépő súrlódás miatt van, részben pedig azért, mert a propeller a lézer fókuszától távolabb kerül, így a forgást előidéző fény intenzitása a lapátok felületén kisebb. Az objektívet emelve a súrlódási erők csökkennek, valamint a rotor és a fókuszpont egyre közelednek, a lapátokat érő fény intenzitása nő, csakúgy, mint a forgás sebessége. A továbbiakban az objektívet mozgatva egy 10-15 μm -es szakaszon a rotor már nem érinti az üvegfelületet, attól egyre eltávolodik, s a csapdában való helyzete és forgásának sebessége sem változik. Ezután az objektív további emelésével a csapda, s vele a rotor az acetoneban még tovább kerül a fedőlemeztől, s a fordulatszám lassú, de fokozatos csökkenése figyelhető meg. Ennek magyarázata valószínűleg az olajimmerziós objektív használatában rejlik. A fedőlemez (és az immerziós olaj), valamint az acetone törésmutató-különbsége miatt a szférikus aberráció folytán az acetoneban a határfelülettől távol a fókusz az optikai tengely irányában „elkenődik”, a csapda hatékonysága, az erőállandók és a gradiens erők is csökkennek [145]. Így a forgatónyomaték is kisebb lesz, s ez megmagyarázza a rotor forgásának lassulását.

Fontos megemlíteni, hogy a propeller forgása során nem tapasztaltunk akadozó mozgást. Ez talán annak tudható be, hogy a nyolcfogású szimmetria miatt a polarizáció orientáló hatása lényegesen kisebb mértékű, mint a korábbi esetekben volt.

A következőkben megkíséreltük megbecsülni a fény által a rotorra kifejtett forgatónyomatékokat. Először egy egyszerű gondolatmenet követésével nagyságrendi becslést adhatunk e forgatónyomatékokra, melyet a 3.10 egyenlet bal oldalán látható szorzat alakjában írhatunk fel.

Vegyünk egy párhuzamos nyalábot, melynek átmérője megegyezik a rotorátmérővel! Tegyük fel, hogy ez a nyaláb megvilágítja a propellert, melynek tengelye az optikai tengellyel esik egybe! Foglalkozzunk csak a visszaverődésekkel! A 3.19 ábrán látható alak esetén a lapátokon ideálisan 90° -os lenne az eltérülés, ha a tengelyirányból érkező sugarak síklapokról verődnének vissza. A lapátok azonban inkább hengerrel közelíthetők, ez csökkenti az effektív szögeltérülést. Figyelembe kell még venni, hogy a lapátok a nyalábkeresztmetszet egy töredékét fedik csak le, valamint, hogy Gauss-nyalábbal dolgozunk, s így az intenzitás nem homogén eloszlású a keresztmetszeten. Mindezek alapján az effektív erő értékét egy 10 mW teljesítményű nyaláb 10° -os eltérülése során fellépő impulzusváltozásból származó erőhatás nagyságával becsüljük meg. Az erő a 3.6 képletből kiindulva számolható, értékére

$$\langle F \rangle = \frac{10 \text{ mW}}{3 \cdot 10^8 \text{ m/s}} \cdot \sin 10^\circ = 3,33 \cdot 10^{-12} \text{ N} \text{ adódik. Ha } \langle r \rangle = 3 \text{ } \mu\text{m} \text{ nagyságú átlagos erőkarral}$$

számolunk, a forgatónyomaték értékére $M_{f\acute{e}ny} = 10^{-17} \text{ Nm}$ adódik.

Lássunk egy hidrodinamikai megfontolásokon alapuló becslést a fellépő forgatónyomatéokra. A propeller egyenletes forgása esetén a fény és a közeg által kifejtett forgatónyomatékok azonos nagyságúak és ellentétes irányúak (3.12 képlet).

$$\vec{M}_{f\acute{e}ny} = -\vec{M}_{k\acute{o}zeg} \quad 3.12$$

A propeller alakzat egyes részeit hengereknek tekinthetjük (3.19a-d ábrák). Mindezek után kiszámítható, hogy valamely forgási sebesség esetén a közeg mekkora forgatónyomatékokot fejt ki a rotorra. A testet alkotó egyes hengerekre vonatkozóan a rájuk ható közegellenállási erő, és a megfelelő forgatónyomaték kiszámítható. A tengely forgási ellenállásától eltekintettünk. Továbbá a karok radiális összetevője esetén az 3.1.3 fejezetben leírt 3.8 integrál alapján történő számítást alkalmaztuk azzal a különbséggel, hogy az integrálás alsó határát 0-nak, felső határát L-nek vettük (a radiális részek az origóban csatlakoznak a tengelyhez). A ferde lapátokat függőlegesnek feltételezve azokra az 3.7 összefüggés alkalmazható. A hengerek átmérőjét $1 \text{ } \mu\text{m}$ -nek, a radiális szakaszok hosszát $3 \text{ } \mu\text{m}$ -nek, a ferde lapátokét szintén $3 \text{ } \mu\text{m}$ -nek vettük. A test ezen hengeralakú elemeire kapott eredmények összegezésével 7 Hz frekvenciájú forgást feltételezve (mely az közelítőleg általunk tapasztalt legnagyobb forgási sebességnek felel meg) acetonban a forgatónyomaték $3,6 \cdot 10^{-17} \text{ Nm}$ -nek adódik.

A kísérletünk esetén jellemző méret- ($\sim 10 \text{ } \mu\text{m}$) és sebességértékek ($\sim 10 \text{ } \mu\text{m/s}$), valamint az aceton hidrodinamikai tulajdonságai (viszkozitás, sűrűség) mellett a Reynolds-szám igen kicsiny, 10^{-4} nagyságrendű. Ebből az értékből következtethetünk a hidrodinamikai folyamatok jellemzőire, nevezetesen az áramlások lamináris voltára. A közegben mozgó test pontos alakjának (amennyiben az nem túl aszimmetrikus) szerepe valamelyest csökken, és a közegellenállás szempontjából bizonyos mértékig közelíthető gömbbel. Egy, a középpontján átmenő tengely körül forgó gömb esetén a közegellenállási tényező a 3.11 képlet alapján számítható.

A propellerre kapott forgatónyomatékokat elosztva a forgási sebességgel az ekvivalens gömb közegellenállási tényezője kiszámítható, s ebből e gömb sugara meghatározható. A sugár körülbelül $5 \text{ } \mu\text{m}$ -nek adódik, ez nagyjából a rotor méretének felel meg. Megállapítható,

hogy esetünkben a forgó test a közegellenállás szempontjából egy hasonló méretű gömbbel közelíthető.

A fentiekben három, némileg eltérő gondolatmenetet ismertettünk a fény által kifejtett forgatónyomaték értékének megbecslésére. Ezek mindegyike nagyságrendileg helyes eredményt szolgáltatott, így kijelenthetjük, hogy az említett forgatónyomaték értéke közelítőleg 10^{-17} Nm. Ez az érték összhangban van az egyéb forgási kísérletek esetén kapott értékekkel, melyeket az 1.4.2 és 1.4.3 fejezetekben ismertettünk.

3.2.2 Összegzés

Kísérleteinkben három különböző alakzat fényindukált forgómozgását vizsgáltuk. A hélix formák, a propellert formázó testek, valamint a Segner-kerékhez hasonlatos alakzatok egyaránt forgómozgást végeztek az optikai csapdában. Az első két alak helikális jelleget hordoz, ezeknél a forgás a fényszórás során a helicitás miatt fellépő erők, illetve forgatónyomaték következménye. A Segner-kerekek esetében a helicitás hiánya okán feltételezzük, hogy a fellépő forgatónyomaték az erősen fókuszált nyalábban a sugarak által hordozott impulzus radiális (optikai tengelyre merőleges) komponenseitől ered. Ezt a mechanizmust részletesebben a következő fejezetben ismertetjük.

Megállapítható, hogy a helikális jellegzetességek mellett is a pontos formának nagy szerepe van a fellépő forgatónyomatékok nagyságát, így a forgás sebességét illetően, továbbá fontos tényező lehet a csapdázott test orientációja is. Mind a Segner-kerék, mind a propeller esetében a tengelyszerű rész stabilizálta a testek optimális csapdabeli elhelyezkedését.

A fény forgató hatása a leghatékonyabban a propellerszerű alakzat esetében érvényesült, mellyel körülbelül 6-7 Hz forgási frekvenciát sikerült elérnünk. Ehhez képest valamivel alacsonyabb volt a maximális forgási sebesség a hélixek esetében: a tipikus frekvencia mintegy 1-3,5 Hz között változott a mérettől függően. A Segner-kereket formázó testeknél tapasztaltuk a leglassabb forgást, mintegy 0,5 Hz frekvenciával.

Láttuk, hogy a polarizációfüggő forgatónyomatékok az alacsonyfokú rotációs szimmetriával rendelkező alakzatoknál a forgás egyenetlenségét okozzák. Többfogatú szimmetriával rendelkező testek esetén a hatás nem lép fel szembetűnő mértékben

Összefoglalásként megállapítható, hogy kísérleteinkkel új információkat sikerült megtudnunk a mikroszkopikus aszimmetrikus alakzatok optikai csapdában való, fény indukálta forgómozgásáról.

Az alkalmazások szempontjából a propeller alakú rotor látszik leginkább használható alakzatnak. Gondolhatunk ennek akár viszkozitásmérőként, akár mikroszkopikus keverőként, pumpa elemeként, vagy akár összetett gépezetek erőforrásaként, mikromotorként való felhasználására is.

3.3 A változtatható forgásirányú propeller

A fény hajtotta mikroszerkezetek gyakorlati alkalmazásánál fontos lehet a forgó elemek mozgásának teljeskörű kontrollja. Ez nem csak a forgási sebesség, de a forgásirány szabályozhatóságát is jelenti. Az irányíthatóság teljes mértékben megvan például a kettősen törő testek cirkulárisan poláros fénnel való megforgatása esetében, ahol a forgásirány az alkalmazott nyaláb polarizációjának helicitásától függ, mely optikai elemek segítségével változtatható. Korábban már említettük a kettősen törő részecskék felhasználhatóságának gyakorlati korlátait. Felmerül tehát a kérdés, hogy az általunk alkalmazott eljárások és módszerek lehetővé teszik-e elviekben és a gyakorlatban változtatható forgásirányú propeller elkészítését.

3.3.1 A kontrollálható forgásirányú test alakja, a működés elve

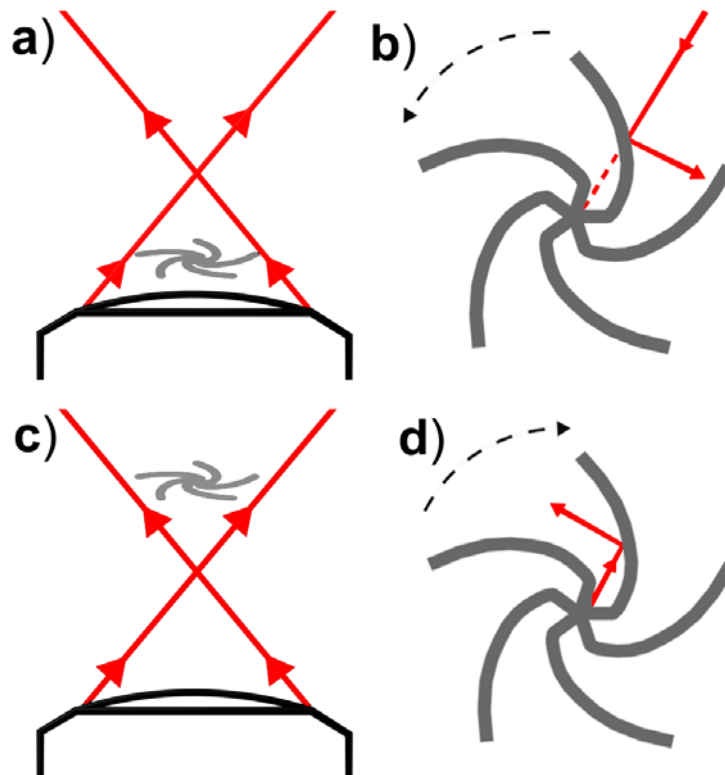
Korábban párhuzamot vontunk a szél által forgatott szélmalom kerék, és a propellerszerű fénnel hajtott mikrorotor között. Ezen analógia alapján nem tűnik lehetségesnek a forgásirány megváltoztatása, hiszen az az alak által determinált. Változtatható alakú mikroszkopikus testek készítése, a lapátok dőlésszögének a forgás során való szabályozása nem tűnik járható útnak.

Kövessük az alábbi sugároptikai megfontolásokat! A nagy numerikus apertúra miatt a nyaláb peremén levő sugarak impulzusáramának igen jelentős, az optikai tengelyre merőleges komponense van. Vegyük az egyetlen sugár által hordozott impulzusáram (ennek iránya a sugáriránnyal azonos) vetületét egy, az optikai tengelyre merőleges síkon! Ha ezt az objektív és a fókuszpont közt tesszük, a síkbeli komponens minden sugár esetében a fókuszpont e síkban való vetülete irányába mutat. Fókuszponttól távolodó sugarakra viszont az impulzusáram megfelelő komponense minden sugár esetén a fókuszpont vetületétől távolodik.

Az impulzusáram vetületének iránya tehát ellentétes a fókusz két oldalán. Ez azt jelenti, hogy ha olyan alakzatot találunk, melynek forgásában az impulzusáram említett komponense játszik kulcsszerepet, akkor a test forgásának iránya különböző lesz, ha azt a fókuszpont egyik, vagy másik oldalán helyezük el.

Ilyen alakzat lehet az, melyet a 3.22 ábrán láthatunk. A karok síkbeli vonalakat követnek, s a test e síkra merőleges kiterjedése egyenletes. Válasszunk ki egy sugarat, és nézzük ennek visszaverődését abban az esetben, ha a test középpontjával az optikai tengelyen, a karokat leíró vonalakat tartalmazó síkkal arra merőlegesen, az objektív és a fókusz közt van (3.22a ábra)! Az előbb említett síkban vett sugármenetet mutatja a 3.22b ábra. Látható, hogy ezen test esetén a visszaverődés nyomán fellépő erő forgatónyomatéka a testet pozitív, vagyis az óramutató járásával ellentétes irányba fordítja. Ha a test a másik oldalon helyezkedik el, akkor a 3.22d ábrán látható módon a sugár visszaverődése ellenkező, negatív irányú forgást eredményez.

Vegyünk egy olyan görbét, amelynek egy bizonyos ponton átmenő egyenesekkel való metszéspontjaiban az érintő és az egyenes által bezárt szög állandó! Ilyen görbét (logaritmikus spirálist) írnak le polárkoordináta-rendszerben a 3.13a-b egyenletek, melyekben r az egyenesek metszéspontjától (a görbe középpontjától) vett távolságot, a egy konstans értéket, ϕ egy tetszőleges szöveget, α pedig az érintők és a radiális irányú egyenesek által bezárt állandó szöveget jelenti (3.23 ábra).



3.22 ábra Változtatható forgásirányú alakzat, a)-b) a pozitív irányú forgás mechanizmusa, c)-d) a negatív irányú forgás mechanizmusa (magyarázat a szövegben)

$$r = a \cdot e^{k\phi} \quad 3.13a$$

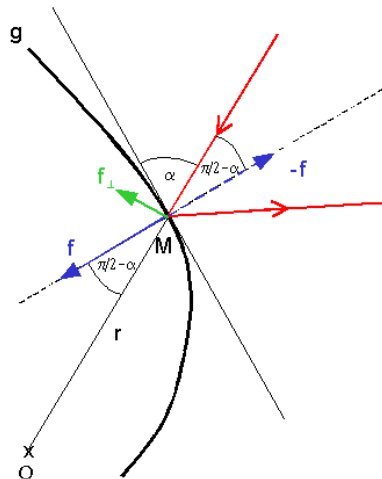
$$k = ctg\alpha \quad 3.13b$$

Nézzük, mely szög esetén lesz a sugár visszaverődése során fellépő forgatónyomaték maximális! Tekintsük ehhez a 3.23 ábrát! Legyen egy, az O pont irányába haladó sugárhoz rendelhető impulzusáram nagysága egységnyi! A sugár a g görbét az M pontban metszi. A visszaverődéskor ébredő erő a beeső és a visszavert sugarakat jellemző impulzusáramvektorok különbségéből adódik 3.14 szerint.

$$f = 2 \cos(\pi / 2 - \alpha) = 2 \sin \alpha \quad 3.14$$

Az O pontra vonatkoztatott forgatónyomaték szempontjából az erőnek az OM szakaszra merőleges irányú komponense számít, melynek nagysága:

$$f_{\perp} = f \cdot \cos\alpha = 2 \sin\alpha \cos\alpha \quad 3.15$$



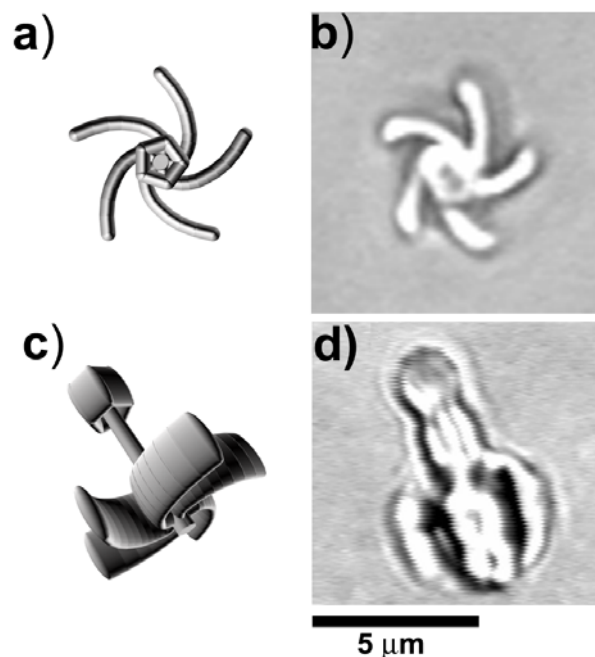
3.23 ábra Logaritmikuss spirálisról való visszaverődés során számított erőkomponensek, magyarázat a szövegben

Ez a komponens hordozza a forgatónyomaték α -tól való függését. Az első és második deriváltak kiszámításával könnyen meggyőződhetünk arról, hogy a $0 < \alpha < \pi/2$ tartományban f_{\perp} -nek $\alpha = \pi/4$ -nél maximuma van.

A fenti eredmények alapján a 45° -os logaritmikus spirális tűnik a legmegfelelőbbnek a forgó alakzat karjának alakjaként.

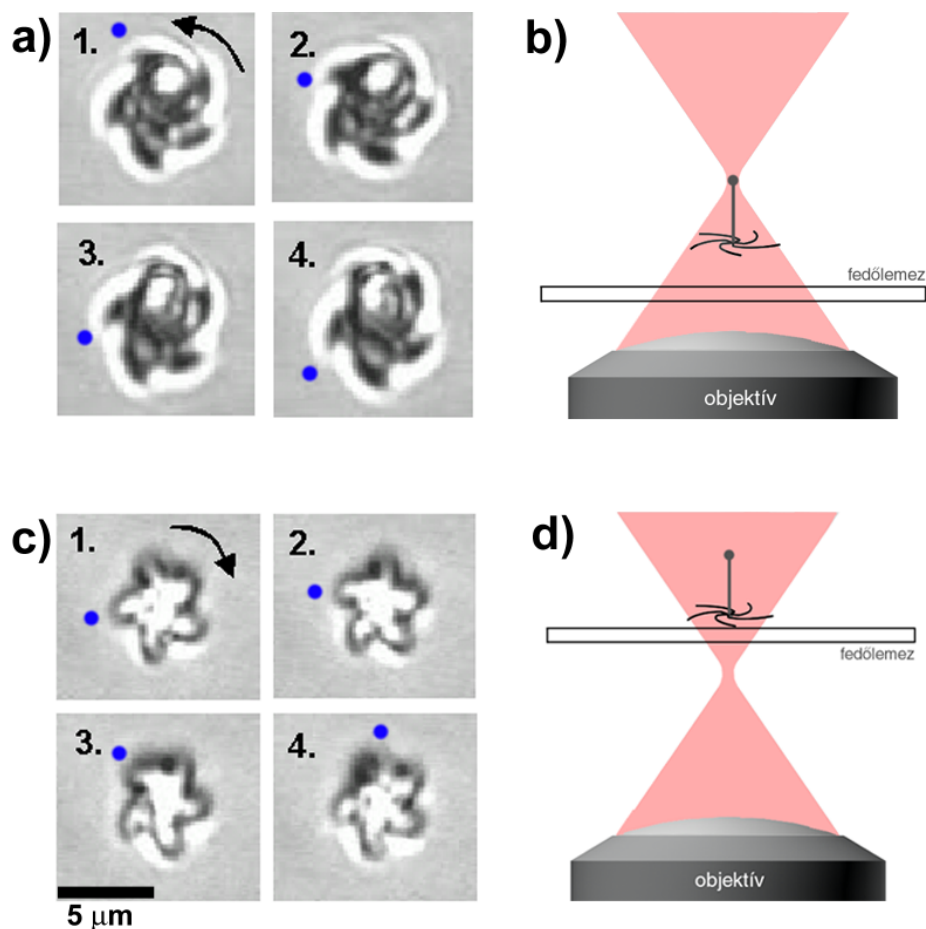
3.3.2 Kísérletek

Az előző fejezetben leírt megfontolások alapján készítettük el fotopolimerizációval a 3.24 ábrán látható formát. A logaritmikus spirális karokból álló forgórészt kiegészítettük egy tengellyel, mely hasonló szerepet tölt be a csapdázáskor, mint a propellerek tengelye: megfelelő orientációba állítja a részecskét. A tengely karokkal ellentétes végén azonban megvastagítottuk. E testalak esetén a csapdához rendelhető potenciál olyan, hogy van egy lokális minimuma, melyre a megfogott test következő elhelyezkedése rendelhető: az említett megvastagított tengelyrész a fókuszpont közelébe kerül, szemléletesen úgy tűnik, mintha a csapda ezt a kis „fogantyút” ragadná meg, s ennél fogva tartaná a testet.



3.24 ábra Megfordítható forgásirányú propeller a) felülnézet, szemléltető rajz b) felülnézet, mikroszkópos felvétel, c) oldalnézet, szemléltető rajz d) oldalnézet, mikroszkópos felvétel

Ekkor pedig a karok alkotta forgórész a fókusz egyik (kísérleteinkben az objektív felőli) oldalára kerül (3.25b ábra). Ha a test 3.24 ábrán bemutatott alakját figyelembe vesszük, akkor az objektívlencse és a fókusz közötti tartományban levő rotortól pozitív, az óramutató járásával ellentétes irányú forgómozgás várható (3.25a ábra). Ha az objektívet mozgatjuk, akkor a test követi a lézer fókuszának, a csapdának a mozgását. Az objektív süllyedésével a test egyre közelebb kerül a fedőlemezhez, mígnem eléri az üvegfelületet. Ezután a csapda mozgását már nem tudja követni, az objektív további mozgatása során a fókusz akár ki is kerülhet a mintából (az üveglemezbe), a test helyben marad, azonban a fókusz elmozdulása miatt átkerül annak másik oldalára (3.25d ábra). Így ellenkező irányú forgást kell tapasztalnunk (3.25c ábra).



3.25 ábra A propeller helyzete és forgása; a) a rotor pozitív irányú forgása, b) a pozitív irányú forgáshoz tartozó pozíció, c) a rotor negatív irányú forgása, d) a negatív irányú forgáshoz tartozó pozíció; a kék pontok a test egy karjának helyzetét jelölik

A kísérletet az előbb leírt módon elvégezve valóban a várható jelenségeket tapasztaljuk, a test forgása a fókuszhoz képest vett pozíciótól függően változik.

Az objektív pozíciójának függvényében megmértük a rotor forgásának sebességét. A periódusidőket a videofelvételek alapján határoztuk meg a körülforduláshoz szükséges képkockák megszámlálásával (mint azt korábban a többi forgó alakzat esetében is tettük). Ezekből a fordulatszám (forgási frekvencia) könnyen kiszámítható. Az objektív elmozdulásának nagyságát a mikroszkóp fókuszáló csavarjának skálabeosztásáról olvastuk le, melyet előzőleg μm -re kalibráltunk. Az eredmény a 3.26 ábrán látható. Az abszcissa nulla pontjának megválasztása önkényes volt, a választás mögötti megfontolásokra a későbbiekben még visszatérünk. Az objektív helyzete a képsíknak, illetve a lézer fókuszának a fedőlemeztől való távolságával van kapcsolatban. Az olajimmerziós objektív egységnyi elmozdulása az üvegben a fókusz szintén egységnyi elmozdulásával jár. Geometriai optikai megfontolások alapján a mintában, acetonos közegben a fókuszpont elmozdulása $n_{\text{aceton}}/n_{\text{üveg}}$. Tehát az objektív pozíciójának ismerete nem adja meg közvetlenül a fókuszpont helyzetét, de az átszámítás könnyen elvégezhető.

Az ábra alapján felvázolhatjuk a rotor kísérleti körülmények közt való viselkedésének főbb jellegzetességeit. Abban az esetben, amikor a test a fókusz és az objektív közti térrészben helyezkedik el, a forgási sebességnek egy bizonyos objektív-pozícionál szélsőértéke van. A különböző forgásirányok közti átmenet során a görbe ellaposodik, s egy bizonyos tartományban a fordulatszám 0, illetve igen kicsi. A fókusz objektívtól távolabbi oldalán a forgás ismét felgyorsul, majd végül nagyjából állandósul.

3.3.3 Modellszámítások

A forgás dinamikájának a test és a fókusz relatív helyzetétől való függését modellszámításokkal is igyekeztünk meghatározni, s az eredményeket a mérésekkel összevetettük. Az igen egyszerű modellünk a geometriai optika törvényeire épült. Egy 1,4 numerikus apertúrával üveg törésmutatójú (1,52) közegben lefokuszált nyalábot 100 000 egyenletesen, de véletlenszerűen eloszló sugárra bontottunk. A sugarak egy sík határfelületen megtörttek, ez az üveg-aceton átmenetnek felel meg ($n_{\text{aceton}}=1,36$). Az említett törés kiszámításával vettük figyelembe a törésmutatók különbsége miatt fellépő szférikus aberrációt. A sugarak ezután kölcsönhatásba kerültek a testtel. A számítások során 100%-os

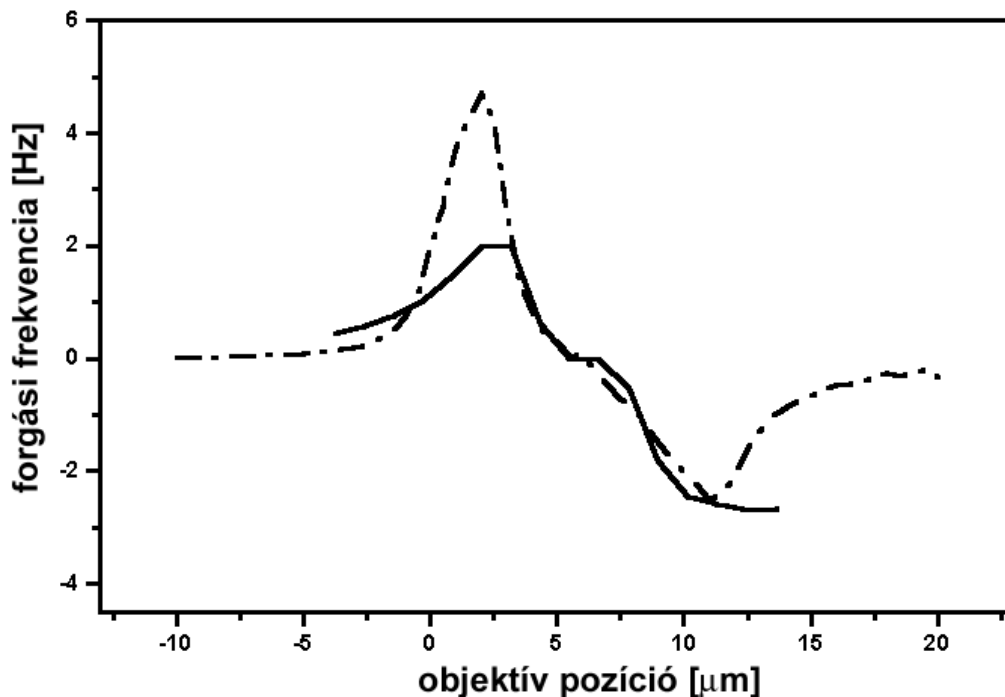
visszaverődést tételeztünk fel (nem kvantitatív, csak kvalitatív modellezésre törekedtünk). A testet az optikai tengelyre merőleges síkban végtelenül vékony, logaritmikus spirál alakú, a mikroszkópos ábra alapján meghatározott méretű karok vonalát követő alakzatnak tekintettük, a tengelytől és az annak végén levő csomótól eltekintettünk. Az alakzat optikai tengely irányú kiterjedését szintén a mikroszkópos képek alapján $2\ \mu\text{m}$ -nek vettük. Modellünkben a test érintette a fedőlemez felületét (a súrlódással nem számoltunk), középpontja pedig az optikai tengelyen volt. A testfelületeken lejátszódó visszaverődések során fellépő, az optikai tengelyre, mint forgástengelyre vonatkoztatott forgatónyomatékokat valamennyi sugárra összegeztük. A forgatónyomatékokat relatív egységekben adta meg a program. Az objektív helyzetét azzal a távolsággal jellemeztük, mely a fókuszpont és az üveg-aceton interfész közt lenne, ha az aceton törésmutatója az üvegével egyezne meg.

A kétféle (mérési és számítási) adatsor összehasonlításában két bizonytalan paraméter van. Az egyik az, hogy a kísérlet során mit tekintünk az objektív nullhelyzetének. A mérési adatokban az objektív pozícióra vonatkozó értéket egy állandó hozzáadásával úgy módosítottuk, hogy a nulla fordulatszámhoz tartozó objektív helyzet egybeessen a modellszámításokeli megfelelő objektív helyzetet leíró mennyiséggel. Ezenfelül kérdéses még, hogy milyen szorzófaktor alkalmazásával válnak összehasonlíthatóvá a modellszámítás forgatónyomatékai a kísérleti fordulatszámokkal. A modellszámításokból kapott forgatónyomatékokat egy olyan állandóval szoroztuk meg, mely szubjektív megítélésünk szerint a mérések és a számítások legjobb egyezését biztosította. Mivel célunk elsősorban a jelenség kvalitatív leírása volt, ezért meggyőződésünk, hogy az említett adatmódosítások alkalmazása jogos. A modellszámítási és mérési eredmények összehasonlítása a 3.26 ábra alapján tehető meg. Az egyezés jónak mondható, a modellünk kielégítőnek bizonyult.

Nézzük meg, minek tulajdoníthatók az eltérések! Az ábrán két szembetűnő különbséget vehetünk észre. Egyik ezek közül, hogy az objektív helyzetét leíró mennyiségek kis értékeinél jóval kisebb fordulatszámokat kaptunk a valóságban, mint azt a számítások alapján elvárhatnánk. Ennek a magyarázata egyszerű. A gradiens erők a fedőlemezhez nyomják a rotort, s a test az ennek nyomán kialakuló súrlódás miatt lassabban forog.

A másik jelentős különbség az abszcissa nagyobb értékei esetén tapasztalható. Itt a modell a forgatónyomaték (fordulatszám) csökkenését jósolja. Ez érthető is, hiszen ebben a tartományban a fókusz egyre távolabb kerülne a testtől, egyre kevesebb sugár verődne vissza a test felületein, s ezeknek a visszaverődés előtti, az optikai tengellyel bezárt szögük igen kicsi. Ez utóbbi azt jelenti, hogy az általuk hordozott impulzusnak az optikai tengelyre merőleges síkban vett vetülete is kicsi, márpedig ezt a komponenst kell figyelembe venni a

forogatónyomaték kiszámításához. A kísérletekben a fordulatszám azonban nagyjából konstans volt ezen a tartományon. Az ok pedig az, hogy a csapdázás miatt a test és az objektív együtt mozogtak, relatív helyzetük kevésbé változott.



3.26 ábra A rotor forgásának az objektív pozíciójától való függése; folytonos vonal: mérési eredmények, pontozott vonal: modellszámítási eredmények

Modellünk jelentős egyszerűsítéseket tartalmazott. Először is a test karjait síklapoknak tekintettük (az optikai tengelyre merőleges síkbeli kiterjedésüktől eltekintettünk). A geometriai optika alkalmazása sem teljesen megalapozott, hiszen a fényel kölcsönható test méretei a hullámhossz nagyságrendjében vannak. A test felületein való teljes visszaverődések helyett még sugároptika alkalmazása során is a pontosan meghatározott reflexiós koefficiensekkel kellene számolni, és figyelembe kellene venni a további, másodlagos, harmadlagos és ennél nagyobb rendű reflexiókat, valamint a töréseket is. Az, hogy a mérési adatokat, illetve a modellszámítás eredményeit egyetlen grafikonon tüntettük fel, magában hordozza azt a feltételezést, hogy a forgatónyomaték, illetve a fordulatszám egyenesen arányosak, s egyik a másiktól egy szorzófaktor segítségével átszámítható. Ennek megalapozottságát nem ellenőriztük, bár kis Reynolds-számok esetén e feltételezés talán nem állhat távol a valóságtól.

Látható azonban, hogy modellünk nyilvánvaló hiányosságai ellenére is kvalitatíve helyesen adja vissza a rotor forgásának jellegzetességeit, így például a forgásirányokat, a fordulatszám/forgatónyomaték szélsőértékeit, a változásokat leíró meredekségeket, s a forgásirány megváltozása körüli, gyakorlatilag forgás nélküli tartományt. A valóságos viselkedéstől való eltérések a modell keretei közt kielégítően megmagyarázhatók.

3.3.4 Összegzés

A forgásirány változtathatósága nagyban növelné a fény hajtott rotorok mechanikus mikroszerkezetekben való felhasználhatóságát.

A fókuszált nyaláb tulajdonságait felhasználva olyan alakzatot terveztünk, melytől elvártuk, hogy fókuszált fénnel megvilágítva forogjon, s a fókuszponthoz viszonyított helyzete alapján megváltozzon a forgásának iránya.

Megfelelőnek bizonyult az általunk elkészített test, mely logaritmikus spirális vonalát követő karokból és az azokhoz csatlakozó tengelyből állt. Az említett alakzat viselkedését kísérletekkel ellenőriztük. Látható volt, hogy a rotorok forgásiránya megfordult, amint a fókusz ellentétes oldalára kerültek. Ez alátámasztotta azt az elgondolásunkat, mely szerint a forgás az optikai tengelyre merőleges impulzusáram-komponenseknek a karok oldallapjaival való kölcsönhatásából eredhet.

A rotor viselkedésének, illetve a forgás dinamikájának leírására a sugároptikára épülő egyszerű kvalitatív modellt alkottunk. Ennek alapján számításokat végeztünk, melyek eredményei egyeztek kísérleti tapasztalatokkal és a mérési adatokkal. Az eltérések a modell keretei közt súrlódási és csapdázási jelenségek figyelembe vételével megmagyarázhatónak bizonyultak.

3.4 Fénnyel hajtott összetett mechanikus mikroszerkezetek

A mikroméretű alakzatok optikai csapdában való forgása érdekes fizikai jelenség, szép példája a fény és a részecskék mechanikai kölcsönhatásának. Meggyőződésünk, hogy a lejátszódó folyamatok tanulmányozása, megismerése túlmutat a tudományos kíváncsiság és érdeklődés kielégítésén, s a kidolgozott technikai módszerek, valamint a feltárt törvényszerűségek felhasználhatók lehetnek akár a biológia, a kémia, a fizika, vagy az orvostudomány területén végzett kutatómunka során, illetve ezekhez kapcsolódóan gyógyászati, diagnosztikai alkalmazásuk is elképzelhető.

A fentiek alátámasztására összetett mechanikus szerkezeteket alkottunk, melyek mozgatása a fénysugárzás által hordozott impulzus felhasználásával történt.

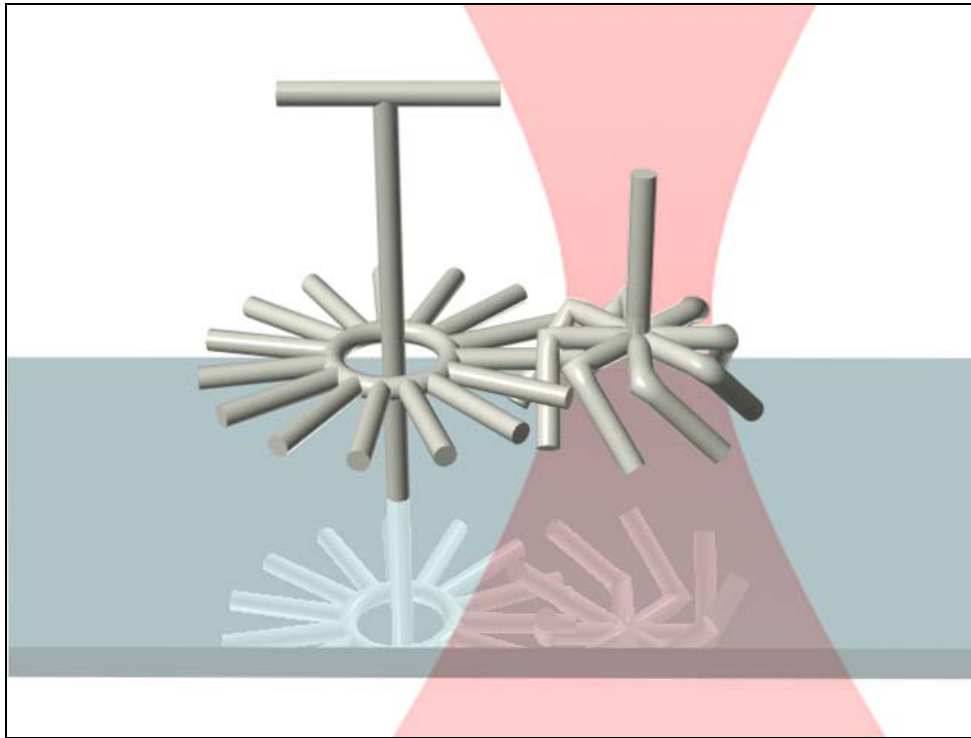
3.4.1 Kísérletek, eredmények

Az előző fejezetben bemutatott forgó részecskék - különös tekintettel a leghatékonyabbnak bizonyult propeller alakú testek – tulajdonképpen felfoghatók olyan mikroszkopikus rotoroknak, melyek mechanikai rendszerek erőforrásául szolgálhatnak. Forgásuk különböző mechanizmusok segítségével átvihető más testekre, esetleg ez a forgómozgás valamely alkatrész translációs mozgásává is alakítható. Az előbbi lehetőséget szándékoztunk demonstrálni különböző konfigurációkban összeállított fogaskerék-rendszerek konstrukciójával.

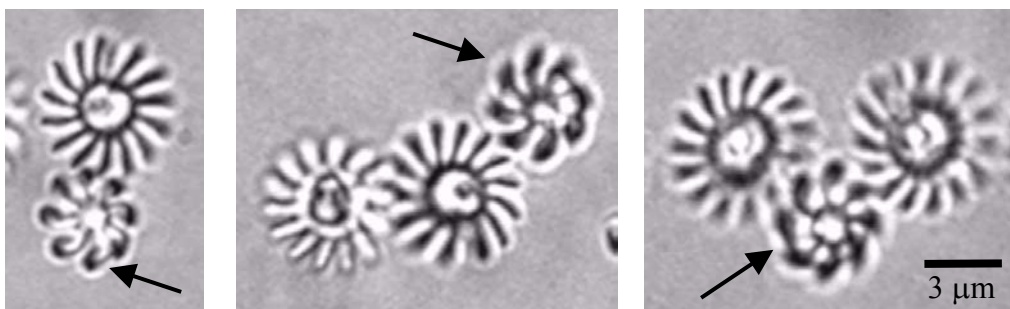
A fény által közvetlenül megforgatott elem az előző fejezetben leírt nyolcágú, propeller alakú rotor volt. A lapátok egyúttal fogaskerék-fogként is szolgáltak a kísérletben. A meghajtott elemek olyan (szintén a fotopolimerizációs eljárással előállított) 15 ágú alakzatok voltak, melyek szabadon elfordulhattak egy, a fedőlemezhez rögzített tengely körül (3.27 ábra). E fogaskerekek tengelyeit T alakúra készítettük. Ez megakadályozta, hogy a közeg (acetone) áramlásai elragadják a kerekeket.

Az acetonos közegben szabadon úszó propellerek közül egyet megragadtunk a lézercsipesszel. Ezután a mikroszkópasztalt mozgatva a csapdában forgó rotort egy, vagy több fogaskerék közelébe vittük. Az elemeket egymáshoz érintve a propeller forgása átadódott a

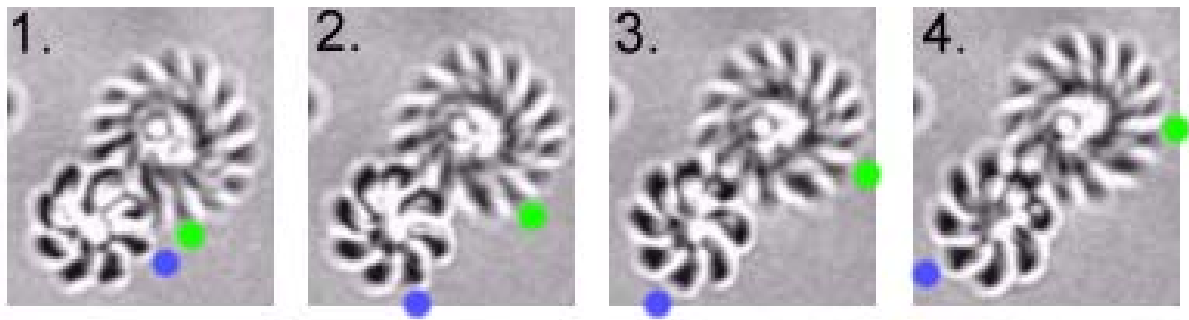
fogaskerekre, vagy fogaskerekekre, a szerkezet működött. A 3.28 ábra néhány ilyen, egy és két meghajtott fogaskereket tartalmazó elrendezést mutat. Egy bizonyos elrendezésre a mozgás különböző fázisai a 3.29 ábrán láthatóak.



3.27 ábra Egyszerű fényel hajtott gépezet elrendezése és működési mechanizmusa (további magyarázat a szövegben)



3.28 ábra Különböző fogaskerék elrendezések mikroszkópos felvétele. A fény által meghajtott rotort a nyíl mutatja



3.29 ábra Egy fogaskerék áttétel elemeinek mozgási sorozata. A fényel hajtott rotor egy bizonyos lapátját a kék, a meghajtott fogaskerék egy kiszemelt fogát pedig a zöld pont jelzi

A meghajtott kerekek alakja csak közelítőleg követi a 3.27 ábrán látható sémát. A fogak nem egyenletesen oszlanak el a kerék mentén, s némelyikük nem pontosan radiális irányú. Ennek oka, hogy a piezo-mozgatórendszer nem tartalmaz a helyzetre vonatkozó visszacsatolást, s így a piezokristály hiszterézise pontatlanságokat okoz a fogaskerekek előállításánál. Következésképpen a propeller és a fogaskerék illeszkedése nem minden helyzetben tökéletes, és az áttétel néha „szalajt”.

Eredményeink publikálása után röviddel jelent meg Friese és munkatársainak közleménye, melyben leírják, hogy duális optikai csipesz alkalmazásával cirkulárisan poláros fényel csapdázott és megforgatott kettősen törő kalcitszemcse mozgását sikerült átvinni egy másik optikai csapdában tartott, módosított fotolitográfiai eljárással készített, fogaskereket formázó objektumra [144]. A testek között nem volt közvetlen mechanikai érintkezés. A fény által meghajtott, igen gyorsan forgó részecske körül kialakuló cirkuláris folyadékáram mozgatta meg a fogaskereket. A fény által hordozott impulzusmomentum jelentős része a folyadékáram fenntartására fordítódik, így e mechanizmus nem mondható igazán hatékonynak: a 100-200 Hz frekvenciával forgó kalcitszemcse a fogaskereket mintegy 0,2 Hz frekvenciával volt képes megforgatni, mely jóval kevesebb a méretarányok alapján elvárható értéknél. Nyilvánvaló, hogy a közvetítő folyadék megmozgatásának szükségessége nagyban csökkenti a mechanizmus hatásosságát.

3.4.2 Összegzés

A fentiek összefoglalásaként elmondhatjuk, sikerült kísérleteinkkel demonstrálni, hogy a fényel forgatott mikropropellerek alkalmasak lehetnek összetett mikromechanikai gépek meghajtására. Kijelenthetjük továbbá, hogy közvetlen mechanikai érintkezés által valósítható meg hatékonyan a fényel hajtott mikrogép-alkatrészek mozgásainak csatolása, s erre igen jól használhatónak bizonyultak az általunk alkalmazott elvek, módszerek és alakzatok.

4 Összefoglalás

A mikrotechnológia és az optikai mikromanipuláció dinamikus fejlődése és egyre szélesebb körben való térhódítása megfigyelhető. Ennek hajtóereje egyiknél a kis méretekből adódó különleges jellemzőkben rejlik, a másiknál a meglehetősen kényelmes nonkontakt manipuláció lehetősége és a konvencionális mikroszkópiával együtt való alkalmazhatóság biztosít gazdag jelent és igen ígéretes jövőt. A két technika együttes alkalmazása, kombinációja számtalan előnnyel járhat, kölcsönhatásuk pedig igen termékeny lehet mind a tudomány, mind az alkalmazások szempontjából. Úgy érzem, munkánk hozzájárulhat a folyamathoz, mely az említett irányba vezet.

A fotopolimerizáción alapuló mikroyártás alkalmas lehet olyan mesterséges részecskék előállítására, melyeknek optikai csipessel való manipulációja is lehetséges. Mivel ez utóbbi szempontjából fontos a csapdázandó test alakja, ezért a fotopolimerizációs eljárás flexibilitása igen hasznos lehet abban, hogy a különböző alakzatok optikai csapdában való viselkedését tanulmányozzuk.

Ez ösztönzött minket arra, hogy a fotopolimerizációs módszert meghonosítsuk laboratóriumunkban, s annak egy általában hozzáférhető berendezésekre és vegyi anyagokra épülő, viszonylag egyszerű változatát kidolgozzuk. Egy Ar-ion lézer 514 nm hullámosszűnyalábját egy invertált mikroszkópba vezettük annak epi megvilágítási portján keresztül. A lézerfényt a mikroszkóp nagy numerikus apertúrájú objektívjével egy kereskedelmi forgalomban kapható optikai ragasztóként használt fotopolimerbe fókuszáltuk. Az általunk alkalmazott lézerteljesítmény biztosította, hogy az intenzitás csak a fókusz körüli mintegy 0,2-0,3 μm^3 térfogatú tartományban volt elégséges a polimerizációhoz. E térfogatban az anyag megszilárdult. Számítógéppel vezérelt piezotranszlátorral a mintát térben mozgattuk, s a fókusz által bejárt útvonal mentén az alakzat kirajzolódott. A nem polimerizálódott részt acetonban feloldottuk, az elkészített testet pedig a továbbiakban optikai csipessel vizsgáltuk.

Tanulmányoztuk elnyújtott alakzatoknak lineárisan poláros fényvel megvalósított optikai csapdában való helyzetét. Megállapítottuk, hogy a test a polarizáció irányában orientálódik. A jelenséget részletesebben is megvizsgáltuk.

A csapdázó nyaláb polarizációját egy $\lambda/2$ lemez segítségével különböző sebességgel forgattuk, s a lézercsipeszben lévő test a polarizációt követve szintén forgott. A polarizációs irány és a test orientációja között azonban egy, a forgási sebességtől függő fáziskésés volt tapasztalható. A forgás során a fény által a testre kifejtett forgatónyomaték egyensúlyt tartott a közegellenállásból származó forgatónyomatékkal. Ez utóbbit kiszámítva feltérképeztük a fény forgatónyomatékának a test és a polarizáció relatív orientációjától való függését.

A jelenség magyarázatára modellt alkottunk. A sugároptika törvényeit a visszaverődés és a törés polarizációfüggésének Fresnel-formulákon keresztül való figyelembe vételével alkalmaztuk. A nyalábot nagyszámú sugárra bontottuk, s azoknak a csapdázott testtel annak különböző pozícióiban való kölcsönhatásait kiszámoltuk, a forgatónyomatékokat meghatároztuk. Az így kapott eredmények jó egyezést mutattak a kísérleti adatokkal.

Meggyőződésünk, hogy eredményeinkből kiindulva olyan eljárások dolgozhatók ki, melyek alkalmasak lehetnek mikroszkopikus forgatónyomatékok meghatározására, illetve flexibilis mikrorészecskék (például óriás biomolekulák) torziós tulajdonságainak tanulmányozására.

Kísérleteket végeztünk különböző alakú testek lézercsipeszben való forgásának vizsgálata céljából. Olyan alakzatokat állítottunk elő, melyekre a csapdázó nyaláb által kifejtett erőknek valamilyen forgatónyomatéka lépett fel. A testek egy részénél a forgás az alakban jelenlevő helicitás, másoknál a nyaláb fókuszálása következtében valósult meg.

A méréseket hélix, Segner-kerék, valamint propeller alakú részecskékkel végeztük el. A Segner-kerék esetén valószínűleg a csapdázó fény sugarai által a fókuszálás következtében az optikai tengelyre merőleges irányban hordozott impulzus játszott szerepet, míg a másik két forma esetén a helicitás volt a forgás oka. Arra a következtetésre jutottunk, hogy a forgás szempontjából a legeffektívebb a propeller forma. A legkevésbé hatékonynak a Segner-kereket formázó részecske bizonyult.

A forgási sebességnek a csapdázó sugárzás teljesítményétől való függését a hélixek és a propeller alakok esetében meghatároztuk, s a várakozásnak megfelelően lineáris összefüggést kaptunk.

A hélix alakú testek esetében a méret hatását is vizsgáltuk, s a forgás periódusidejének a hélix átmérőjétől való négyzetes függése adódott. Ezt egyszerű megfontolásokkal megmagyaráztuk.

Hidrodinamikai törvényszerűségek alapján többféle módon kiszámítottuk a fény által a propellerre kifejtett forgatónyomatékokat, mely a leggyorsabb forgás esetén 10^{-17} Nm nagyságrendűnek adódott.

Megvizsgáltuk ezenkívül a propeller forgásának az objektív függőleges pozíciójától való függését, s a tapasztalt jellegzetességeket a súrlódás és a szférikus aberráció alapján megmagyaráztuk.

Azon testek esetén, melyeknél a fény indukálta forgómozgás az alakra vezethető vissza, nehéznek tűnik a forgásirány kontrollálásának megvalósítása. Mindazonáltal a mikrotechnológiai alkalmazások szempontjából ez a probléma fontos lehet. Ezért célul tűztük ki egy olyan forgó alagzat elkészítését, melynek forgásiránya megválasztható.

A módszer alapja a test forgatásához használt erősen lefókuszált nyaláb jellegzetessége. A fénysugarakhoz ugyanis ezesetben jelentős impulzusáram-komponens rendelhető az optikai tengelyre merőleges síkban. Az impulzusáramok ellentétes irányúak a fókusz két (az objektív felőli, valamint az attól távolabbi) oldalán. Olyan testeket készítettünk, melyeknek forgását az impulzusáramok e komponense idézi elő. Azt vártuk, hogy a forgás iránya attól függően fog változni, hogy a rotor a fókusz melyik oldalán helyezkedik el.

A test forgás szempontjából meghatározó része 45° -os logaritmikus spirális vonalát követő karokból állt (beláttuk ugyanis, hogy e szög esetén maximális a fellépő forgatónyomaték). Az alagzat egyéb részei biztosították, hogy csapdázáskor a karok a fókusz és az objektív közt helyezkednek el. Az objektív süllyesztésével a test a fedőlemezbe ütközött, átkerült a fókusz másik oldalára, s a lézernyaláb divergens részével került kapcsolatba. A kísérletek során ekkor a forgásirány megváltozását tapasztaltuk.

Az objektív pozíciójának függvényében meghatároztuk a forgási sebességet. A feltárt összefüggések kvantitatív magyarázatát modellszámítások segítségével végeztük el. Hasonlóan a polarizációval kapcsolatos vizsgálatokhoz, itt is a geometriai optika alapján, sugárkövetéssel végeztünk számításokat. Úgy találtuk, hogy ennek eredményei meglehetősen jól egyeztek a mérési adatokkal, a kisebb jelentőségű eltérések a kísérlet kivitelezésének módja miatt adódhattak.

A következőkben bizonyítani szeretnénk volna, hogy a fény által meghajtott rotorok felhasználhatóak lehetnek mikroméretű mechanikus gépezetek meghajtására. Ehhez a propeller alagzatos használtuk. Olyan fogaskerékszerű testeket készítettünk, melyek egy (a fedőlemezhez) rögzített tengely körül elfordulhattak. Az optikai csipesszel tartott propellert a fogaskerekhez érintettük, s a szerkezet, az áttétel működött. Különböző elrendezéseket valósítottunk meg, melyekben a csapdázott test egy vagy két fogaskereket hajtott meg közvetlenül, illetve az általa megforgatott fogaskerék egy másikat hozott forgásba. A rendszer mindegyik esetben a várakozásoknak megfelelően működött, a módszer alkalmazhatónak

bizonyult. Úgy gondoljuk, hogy hasonló eszközök biológiai alkalmazást is nyerhetnek mint mikroméretű pumpák, keverők, vagy aktuátorok elemei.

Meggyőződésünk, hogy munkánk során olyan módszereket alkottunk és olyan összefüggéseket tártunk fel, melyek hasznosak lehetnek mind a kutatás különböző területein, mind a széles körében való felhasználás szempontjából. A későbbiekben szeretnénk eredményeinket a biológia és a biofizika néhány területén hasznosítani. Úgy gondoljuk, sikerült néhány lépést tenni a mikrotechnológia és az optikai mikromanipuláció szimbiózisa felé. Mindazonáltal eddigi eredményeink csak néhány kezdeti lépésnek tekinthetők, melyek azonban további állhatatos munkára sarkallnak.

5 Summary

Microtechnology and optical micromanipulation are dynamically evolving and widely spreading techniques. The driving forces behind microfabrication are the peculiar properties arising from the small size while the possibility of convenient noncontact manipulation by light (which can be used simultaneously with traditional microscopy) has also great prospects. The combination of these two techniques promises numerous possibilities and bright future can be envisioned both for the scientific research and applications. We think that our work can contribute to the progress leading in this direction.

Photopolymerization based microfabrication can be utilized for producing artificial particles suitable for manipulation by optical tweezers. The shape of the particle has a great importance in optical trapping so the flexibility of this fabrication method can be very useful in studies on the behavior of bodies with different shapes and sizes in the laser trap.

This inspired us to establish the photopolymerization method in our laboratory and develop a simple version using conventional and widely available instruments and chemicals. A 514 nm beam of an Ar-ion laser was introduced into an inverted microscope through its epi illumination port. The high numerical aperture objective lens focused the laser light into a drop of a commercially available photopolymer. The power of the laser was adjusted so that the intensity exceeded the threshold needed to initiate the polymerization only in a small volume (about 0.2-0.3 μm^3) around the focal point. Here the material solidified. The sample was moved in three dimensions by a computer controlled piezotranslator, and the shape was drawn into the material following the path which the focal point travelled along. The unpolymerized fraction was dissolved in acetone and the solid body was examined by optical tweezers.

We studied the position of elongated objects in optical traps formed by linearly polarized light. We found that the bodies always orient parallel to the direction of polarization. The phenomenon was characterised in detail.

The polarization of the trapping beam was rotated with the use of a half wave plate positioned on an electromotor driven spinner. The object in the laser trap also rotated following the polarization. However, we experienced a phase shift between the gyratory

movement of the particle and the polarization direction. During the rotation the torque exerted by the trapping light kept equilibrium with the torque arising from drag. Calculating the latter we explored the dependence of the light torque on the relative orientation of the body with respect to the polarization.

To explain the phenomenon we constructed a simple model. The laws of geometrical optics were applied considering the polarization dependence of reflection and refraction by using the Fresnel formulae. The beam was divided into numerous individual rays and their interaction with the trapped body was calculated, the arising torques were determined. The results agreed well with the experimental data.

We believe that on the basis of our measurements and model calculations new experimental methods can be developed which would be suitable for the measurement of microscopic torques and for the studies of the torsional properties of flexible microparticles (such as giant biomolecules).

We performed further experiments in order to study the influence of the shape of the object on the behaviour in the optical trap. Particularly, we were interested in the light induced rotation of trapped bodies. In some cases the rotation was traced back to some kind of helicity of the shapes while in other cases the focusing of the beam was responsible for the arising torques.

We made measurements on helices, spinkler and propeller shaped objects. In the case of the spinklers (as a consequence of focusing) the momentum flux in the plane perpendicular to the optical axis had a major role in the induction of rotation while for the helices and propellers the gyration took place due to the helicity of their shape. We concluded that the most effective rotor was the propeller shaped body and the most ineffective one was the spinkler.

We also explored the effect of the laser power on the rotation rate of the helices and the propellers. As one can expect a linear dependence was found.

We also studied the rotation rate for different helix sizes. The results showed that the period of rotation scales with the inverse square of the diameter. We succeeded to explain this behaviour following a train of simple thought.

By using basic hydrodynamic relations we calculated the torque exerted on the propeller by the trapping beam. It turned out that the torque is in the order of 10^{-17} Nm for the fastest rotation we experienced.

In addition we examined the dependence of the rotation speed on the vertical position of the microscope objective, and the major features were explained on the basis of spherical aberration and surface friction.

At first glance it might seem impossible to control the rotation direction for those particles where the torque originates from the shape. However if we think of microtechnological applications this problem can have a great importance. Hence our additional work aimed the production of a light driven microrotor with control over the direction of rotation.

The possibility is offered by the peculiar characteristics of focused beams: individual rays carry significant momentum current component in the plane perpendicular to the optical axis. These momentum current components are opposite on the two sides of the focus (one closer to the objective, here the beam converges, and the other farther away where the beam diverges). We prepared particles which could be rotated by this component of the momentum current. We expected the rotation direction to change depending on which side of the focus the rotor is positioned.

Those parts of the body which play a significant role in rotation have the shape of a logarithmic spiral. A spiral characterized by an angle of 45° was shown to be optimal. Other features of the shape assured a position for the particle in the trap such that the spiral arms were situated on one side of the focus (where the beam converges). Changing the objective position caused the rotor being pushed against the coverglass and positioned in the diverging part of the laser beam. The change of the rotation direction was observed.

We measured the rotation rate at different objective positions. The dependence was determined and we explained the qualitative characteristics by model calculations. Similarly to the case of the polarization dependent orientation, here we also used the tracking of individual rays of the beam using the laws of geometric optics. The results agreed well with the measured data, the minor differences were assigned to the technical realization of the experiment.

Next we tried to give a 'proof of concept' on how the light driven rotors can be used as the power source for microscopic size mechanical machines. For this purpose we used the propeller shaped objects. We produced several cogwheel-like structures that were able to rotate freely around an axis fixed to the coverslip surface. The propeller was trapped by the optical tweezers and we engaged them with the cogwheels. It was able to rotate the passive structures, the gearing worked, the machine functioned. We realized this in different configurations: the trapped rotor was able to rotate one or two cogwheels via direct coupling

or the propeller moved a gear indirectly through an intermediate one. The systems worked well in all cases. One can think that such machines can play a role in the manipulation of biological objects (e. g. cells) as pumps, mixers or actuators.

We believe that our work resulted informations and techniques that can be widely used in various fields of science and applications. We managed to make some steps towards the symbiosis of microtechnology and optical micromanipulation. Nevertheless, we are far from the finish line, these results can be considered merely as minor steps but they stimulate us to an enduring future work.

6 Köszönetnyilvánítás

Szeretném őszinte köszönetemet kifejezni témavezetőmnek, Ormos Pálnak. Még egyetemi hallgató voltam, mikor igazgatóként lehetőséget biztosított, hogy bekapcsolódjak a Biofizikai Intézetben folyó kutatásba. Néhány évvel később vált munkám közvetlen irányítójává. Rendkívül sokat tanultam tőle, s nemcsak a biofizikával, a kutatómunkával, a tudománnyal kapcsolatban. Úgy érzem, ennél jóval többet kaphattam. Hiszem, hogy az egymás iránti bizalom és megértés az alapja annak a napi munkakapcsolatunkon túlmutató viszonynak, mely lehetővé teszi, hogy számos, a munkánkhoz nem köthető, személyes gondolatunkat is megosszuk egymással.

Talán egy témavezető legnagyobb érdeme az lehet, ha a vele dolgozó hallgatóval, diákkal meg tudja szerettetni a kutatómunkát. Ormos Pál képes volt erre, s ezért nagyon hálás vagyok.

Szeretném megköszönni Lorenzo Cordone munkáját, akivel mintegy másfél évet dolgozhattam a Palermo Egyetem Fizika Tanszékén. Tőle tanulhattam meg a kutatás egyes mozzanatait, a kísérlet eltervezésétől a publikáció megírásáig.

Köszönet illeti továbbá Garab Győzöt a biológiai minták polarizált lézercsapdával való orientációjára vonatkozó kísérletek során nyújtott segítségéért, valamint a tanulságos, gondolatébresztő beszélgetésekért.

Köszönetemet szeretném kifejezni Keszthelyi Lajosnak. Megtisztelő azt tudni és érezni, hogy munkánkat érdeklődéssel követi nyomon, s eredményeinkről másoknak is elismerően szól.

Megköszönném Kissné Domonkos Máriának a vegyszerek beszerzése és kezelése során nyújtott segítségét, valamint Gárgyán Józsefnek, Szűcs Miklósnak és Imre Zoltánnak a szakértő és magas színvonalú munkát, mellyel számos berendezést és műszert építettek kísérleteinkhez.

Hálával tartozom továbbá az intézet dolgozóinak, hogy elfogadtak, befogadtak, s olyan kellemes, családias, otthonos munkahelyi légkört teremtettek, amelyben valóban élvezni lehet a munkát.

Köszönettel tartozom általános iskolai, középiskolai és egyetemi tanárainknak, oktatóimnak. Vallom, hogy eddigi eredményeim mélyen magukon viselik az ő kezük nyomát is.

Végül, de nem utolsósorban, hálás vagyok családomnak és barátaimnak azért a támaszért és biztonságért, amit nyújtottak s nyújtanak. Az a tudat, hogy rájuk mindenkor és mindenben számíthatok, nem csak biztonságérzetet, de határtalan örömet is ébreszt bennem. Köszönet illeti őket azért a megértésért is, melyet mindenkor tanúsítottak irányomban, akkor is, mikor ez nem volt könnyű.

Irodalomjegyzék

- 1 Feynman R. P., There's Plenty of Room at the Bottom *Eng. Sci.* **23** 22-36 (1960)
- 2 http://www.smalltimes.com/document_display.cfm?document_id=2487
- 3 Cooper J.M., Towards electronic Petri dishes and picolitre-scale single-cell technologies *Trends Biotechnol.* **17** 226-230 (1999)
- 4 Schena M. ed., Microarray Biochip Technology, Eaton Publishing (2000)
- 5 Ekins R., Microspot(R), an array based ligand assay - Is this the ultimate microanalytical technology? *J. Clin. Ligand Assay* **19** 145-156 (1996)
- 6 Fodor S. P. A., Pirrung M. C., Read J. L., Stryer L., Array of oligonucleotids on a solid substrate US Patent 5,445,934 (1995)
- 7 Fodor S. P. A., Stryer L., Read J. L., Pirrung M. C. Array of materials attached to a substrate US Patent 5,744,305 (1998)
- 8 Mariella R., MEMS for bio-assays *Biomed. Microdevices* **4** 77-87 (2002)
- 9 Liu C-C., Jin Z., Applications of microfabrication and micromachining techniques to biotechnology *Trends Biotechnol.* **15** 213-216 (1997)
- 10 Dario P., Carrozza M. C., Benvenuto A., Menciassi A., Micro-systems in biomedical applications *J. Micromech. Microeng.* **10** 235-244 (2000)
- 11 Fu A. Y., Spence C., Scherer A., Arnold F. H., Quake S. R., A microfabricated fluorescence-activated cell sorter *Nature Biotechnol.* **17** 1109-1111 (1999)
- 12 Fu A. Y., Chou H. P., Spence C., Arnold F. H., Quake S. R., An integrated microfabricated cell sorter *Anal. Chem.* **74** 2451-2457 (2002)
- 13 Zeck G., Fromherz P., Noninvasive neuroelectronic interfacing with synaptically connected snail neurons immobilized on a semiconductor chip *P. Natl. Acad. Sci. USA* **98** 10457-10462 (2001)
- 14 Scherge M., Gorb S.N., Using biological principles to design MEMS *J. Micromech. Microeng.* **10** 359-364 (2000)
- 15 Sampsel J. B., Digital micromirror device and its application to projection displays *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 3242-3246 (1994)
- 16 Kagami M., Yamashita T., Ito H., Light induced self written optical waveguide *Appl. Phys. Lett.* **79** 1079-1081 (2001)

-
- 17 Boiko Y. B., Solovjev V. S., Calixto S., Lougnot D. J., Dry photopolymer films for computer-generated infrared radiation focusing elements *Appl. Opt.* **28** 3904-3910 (1993)
- 18 Ashkin A., Applications of Laser-radiation pressure *Science* **210** 1081-1088 (1980)
- 19 Koehler D. R., Optical actuation of micromechanical components *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 2197-2203 (1997)
- 20 Gauthier R. C. , Optical trapping: a tool to assist optical machining *Opt. Laser Technol.* **29** 389-399 (1997)
- 21 Lü L., Fuh J., Wong Y-S., Laser induced materials and processes for rapid prototyping *Kluwer Academic Publishers* (2001)
- 22 Maruo S., Nakamura O., Kawata S., Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization *Opt. Lett.* **22** 132-134 (1997)
- 23 Wang I., Bouriau M., Baldeck P. L., Martineau C., Andraud C., Three-dimensional microfabrication by two-photon-initiated polymerization with a low-cost microlaser *Opt. Lett.* **27** 1348-1350 (2002)
- 24 <http://www.somisys.ch/su8.htm>
- 25 Yamaguchi K., Nakamoto T., Abbay P. A., Mibu S. , The accuracy of micro-molds produced by a uv laser-induced polymerization *J. Eng. Ind.-T ASME* **116** 370-376 (1994)
- 26 Yamaguchi K., Nakamoto T, Abraha P. A., Manufacturing of high aspect ratio micro structures using UV sensitive photopolymer *JSME Int. J. C-Dyn. Con.* **39** 387-396 (1996)
- 27 Nakamoto T., Yamaguchi K., Abraha P. A., Mishima K., Manufacturing of three-dimensional micro-parts by UV laser induced polymerization *J. Micromech. Microeng.* **6** 240-253 (1996)
- 28 Zissi S., Bertsch A., Jézéquel J-Y., Corbel S., Lougnot D. J., André J.C., Stereolithography and microtechniques *Microsyst. Technol.* **2** 97-102 (1996)
- 29 Maruo S., Ikuta K., Submicron stereolithography for the production of freely movable mechanisms by using single-photon polymerization *Sensor Actuat. A-Phys.* **100** 70-76 (2002)
- 30 Maruo S., Ikuta K., Three-dimensional microfabrication by use of single-photon-absorbed polymerization *Appl. Phys. Lett.* **76** 2656-2658 (2000)
- 31 Denk W., Strickler J. H., Webb W. W., 2-photon laser scanning fluorescence microscopy *Science* **248** 73-76 (1990)
- 32 Cumpston B.H., Ananthavel S. P., Barlow S., Dyer D. L., Ehrlich J. E., Erskine L. L., Heikal A.A., Kuebler S. M., Lee I-Y. S., McCord-Maughton D., Qin J., Rözkel H., Rumi M., Wu X-L., Marder S. R., Perry J. W., Two-photon polymerization initiators for three-dimensional optical data storage and microfabrication *Nature* **398** 51-54 (1999)

-
- 33 Belfield K. D., Ren X. B., Van Stryland E. W., Hagan D. J., Dubikovsky V., Miesak E. J., Near-IR two-photon photoinitiated polymerization using a fluorone/amine initiating system *J Am. Chem. Soc.* **122** 1217-1218 (2000)
- 34 Li C. D., Luo L., Wang S. F., Huang W. T., Gong Q. H., Yang Y. Y., Feng S. J., Two-photon microstructure-polymerization initiated by a coumarin derivative/iodonium salt system *Chem. Phys. Lett.* **340** 444-448 (2001)
- 35 Sun H-B., Kawakami T., Xu Y., Ye J-Y., Matuso S., Misawa H., Miwa M., Kaneko R., Real three-dimensional microstructures fabricated by photopolymerization of resins through two-photon absorption *Opt. Lett.* **25** 1110-1112 (2000)
- 36 Sun H-B., Matsuo S., Misawa H., Three-dimensional photonic crystal structures achieved with two-photon-absorption photopolymerization of resin *Appl. Phys. Lett.* **74** 786-788 (1999)
- 37 Maruo S., Kawata S., Two-photon-absorbed near-infrared photopolymerization for three-dimensional microfabrication *J. Microelectromech. S.* **7** 411-415 1998
- 38 Kawata S., Sun H-B., Tanaka T., Takada K., Finer features for functional microdevices - micromachines can be created with higher resolution using two-photon absorption *Nature* **412** 697-698 (2001)
- 39 Sun H-B., Tanaka T., Takada K., Kawata S., Two-photon photopolymerization and diagnosis of three-dimensional microstructures containing fluorescent dyes *Appl. Phys. Lett.* **79** 1411-1413 (2001)
- 40 Sun H-B., Takada K., Kawata S., Elastic force analysis of functional polymer submicron oscillators *Appl. Phys. Lett.* **79** 3173-3175 (2001)
- 41 P. Lebedev, Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes *Ann. Phys. (Leipzig)* **6**, 433- (1901)
- 42 Ashkin A., Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers *P. Natl. Acad. Sci. USA* **94** 4853-4860 (1997)
- 43 Ashkin A., Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure *Phys. Rev. Lett.* **24** 156-159 (1970)
- 44 Ashkin A., Dziedzic J. M., Optical levitation by radiation pressure *Appl. Phys. Lett.* **19** 283-285 (1971)
- 45 Roosen G., Optical levitation of spheres *Can. J. Phys.* **57** 1260-1279 (1979)
- 46 Ashkin A., Dziedzic J. M., Bjorkholm J. E., Chu S., Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles *Opt. Lett.* **11** 288-290 (1986)
- 47 Schieder R., Walther H., Woste L., Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser *Opt. Commun.* **5** 337-340 (1972)
- 48 Jacquinet P., Liberman D., Picqué J-L., Pinard J., High resolution spectroscopic application of atomic beam deflection by resonant light *Opt. Commun.* **8** 163-165 (1973)

-
- 49 Bernhardt A. F., Isotope separation by laser deflection of an atomic-beam *Appl. Phys.* **9** 19-34 (1976)
- 50 Bjorkholm J.E., Freeman R. R., Ashkin A., Pearson D. B., Observation of focusing of neutral atoms by dipole forces of resonance-radiation pressure *Phys. Rev. Lett.* **41** 1361-1364 (1978)
- 51 Phillips W. D., Metcalf H., Laser deceleration of an atomic-beam *Phys. Rev. Lett.* **48** 596-599 (1982)
- 52 Prodan P., Migdall A., Phillips W. D., So I., Metcalf H., Dalibard J., Stopping atoms with laser-light *Phys. Rev. Lett.* **54** 992-995 (1985)
- 53 Chu S., Holberg L., Bjorkholm J. E., Cable A., Ashkin A., 3-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure *Phys. Rev. Lett.* **55** 48-51 (1985)
- 54 Chu S., Bjorkholm J. E., Ashkin A., Cable A., Experimental-observation of optically trapped atoms *Phys. Rev. Lett.* **57** 314-317 (1986)
- 55 Anderson M. H., Ensher J. R., Matthews M. R., Wieman C. E., Cornell E. A., Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor *Science* **269** 198-201 (1995)
- 56 Ashkin A., Dziedzic J. M., Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria *Science* **235** 1517-1520 (1987)
- 57 Wright W. H., Sonek G. J., Tadir Y., Berns M. W. Laser trapping in cell biology *IEEE J. Quantum Elect.* **26** 2148-2157 (1990)
- 58 Schut T. C. B., Hesselink G., Degrooth B. G., Greve J., Experimental and theoretical investigations on the validity of the geometrical-optics model for calculating the stability of optical traps *Cytometry* **12** 479-485 (1991)
- 59 Gussgard R., Lindmo T., Brevik I., Calculation of the trapping force in a strongly focused laser-beam *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1922-1930 1992
- 60 Ashkin A., Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime *Biophys. J.* **61** 569-582 (1992)
- 61 Kim J. S., Kim S. W., Dynamic motion analysis of optically trapped nonspherical particles with off-axis position and arbitrary orientation *Appl. Optics* **39** 4327-4332 (2000)
- 62 Wohland T., Rosin A., Stelzer E. H. K., Theoretical determination of the influence of the polarization on forces exerted by optical tweezers *Optik* **102** 181-190 (1996)
- 63 Gauthier R. C., Ashman M., Simulated dynamic behavior of single and multiple spheres in the trap region of focused laser beams *Appl. Optics* **37** 6421-6431 (1998)
- 64 Grover S. C., Gauthier R. C., Skirtach A. G., Analysis of the behaviour of erythrocytes in an optical trapping system *Opt. Express* **7** 533-539 (2000)

-
- 65 Gauthier R. C., Tait R. N., Mende H., Pawlowicz C., Optical selection, manipulation, trapping, and activation of a microgear structure for applications in micro-optical-electromechanical systems *Appl. Optics* **40** 930-937 (2001)
- 66 Gauthier R. C., Ray optics model and numerical computations for the radiation pressure micromotor *Appl. Phys. Lett.* **67** 2269-2271 (1995)
- 67 Gauthier R. C., Theoretical model for an improved radiation pressure micromotor *Appl. Phys. Lett.* **69** 2015-2017 (1996)
- 68 Gauthier R. C., Theoretical investigation of the optical trapping force and torque on cylindrical micro-objects *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 3323-3333 (1997)
- 69 Gauthier R. C., Frangioudakis A., Theoretical investigation of the optical trapping properties of a micro-optic cubic glass structure *Appl. Optics* **39** 3060-3070 (2000)
- 70 Gauthier R. C., Trapping model for the low-index ring-shaped micro-object in a focused, lowest-order Gaussian laser-beam profile *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 782-789 (1997)
- 71 Barton J. P., Alexander D. R., Schaub S. A., Internal and near-surface electromagnetic-fields for a spherical-particle irradiated by a focused laser-beam *J. Appl. Phys.* **64** 1632-1639 (1988)
- 72 Barton J. P., Alexander D. R., Schaub S. A., Theoretical determination of net-radiation force and torque for a spherical-particle illuminated by a focused laser-beam *J. Appl. Phys.* **66** 4594-4602 (1989)
- 73 Farsund Ø., Felderhof B. U., Force, torque, and absorbed energy for a body of arbitrary shape and constitution in an electromagnetic radiation field *Physica A* **227** 108-130 (1996)
- 74 Wright W. H., Sonek G. J., Berns M. W., Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers *Appl. Optics*. **33** 1735-1748 (1994)
- 75 Visscher K., Brakenhoff G. J., A theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap I: Rayleigh scatterers *Optik* **89** 174-180 (1992)
- 76 Visscher K., Brakenhoff G. J., A theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap II: Mie scatterers *Optik* **90** 57-60 (1992)
- 77 Wright W. H., Sonek G. J., Berns M. W., Radiation trapping forces on microspheres with optical tweezers *Appl. Phys. Lett.* **63** 715-717 (1993)
- 78 Grier D. G., Optical tweezers in colloid and interface science *Curr. Opin. Colloid. In.* **2** 264-270 (1997)
- 79 Nieminen T. A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R., Bishop A. I., Numerical modelling of optical trapping *Comput. Phys. Commun.* **142** 468-471 (2001)
- 80 Nieminen T. A., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R., Calculation and optical measurement of laser trapping forces on non-spherical particles *J. Quant. Spectrosc. Ra.* **70** 627-637 (2001)

-
- 81 White D. A., Vector finite element modeling of optical tweezers *Comput. Phys. Commun.* **128** 558-564 (2000)
- 82 Sterba E. R., Sheetz M. P., Basic laser tweezers *Methods Cell Biol.* **55** 29-41 (1998)
- 83 Ashkin A., Dziedzic J. M., Yamane T., Optical trapping and manipulation of single cells using infrared-laser beams *Nature* **330** 769-771 (1987)
- 84 Neuman K. C., Chadd E. H., Liou G. F., Bergman K., Block S. M., Characterization of photodamage to Escherichia coli in optical traps *Biophys. J.* **77** 2856-2863 (1999)
- 85 Sato S., Ishigure M., Inaba H., Optical trapping and rotational manipulation of microscopic particles and biological cells using higher-order mode Nd-YAG laser-beams *Electron. Lett.* **27** 1831-1832 (1991)
- 86 Fallman E., Axner O., Design for fully steerable dual-trap optical tweezers *Appl. Optics* **36** 2107-2113 (1997)
- 87 Gelles J., Schnapp B. J., Sheetz M. P., Tracking kinesin-driven movements with nanometre-scale precision *Nature* **331** 450-453 (1988)
- 88 Smith S. B., Cui Y. J., Bustamante C., Overstretching B-DNA: The elastic response of individual double-stranded and single-stranded DNA molecules *Science* **271** 795-799 (1996)
- 89 Svoboda K., Schmidt C. F., Schnapp B. J., Block S. M., Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry *Nature* **365** 721-727 (1993)
- 90 Finer J. T., Mehta A. D., Spudich J. A., Characterization of single actin-myosin interactions *Biophys. J.* **68** S291-S297 (1995)
- 91 Greulich K. O., Micromanipulation by light in biology and medicine *Birkhauser Verlag* (1999)
- 92 Williams M. C., Optical tweezers: Measuring piconewton forces *Biophysics Textbook Online* <http://www.biophysics.org/btol/img/williams.pdf>
- 93 Gittes F., Schmidt C. F., Signals and noise in micromechanical measurements *Methods Cell Biol.* **55** 129-156 (1998)
- 94 Aufderheide K. J., Du Q., Fry E. S., Directed positioning of nuclei in living Paramecium-Tetraurelia - use of the laser optical force trap for developmental biology *Dev. Genet.* **13** 235-240 (1992)
- 95 Leitz G., Greulich K. O., Schnepf E., Displacement and return movement of chloroplasts in the marine dinophyte Pyrocystis-Noctiluca - experiments with optical tweezers *Bot. Acta* **107** 90-94 (1994)
- 96 Leitz G., Schnepf E., Greulich K. O., Micromanipulation of statoliths in gravity-sensing Chara rhizoids by optical tweezers *Planta* **197** 278-288 (1995)

-
- 97 Bronkhorst P. J. H., Streekstra G. J., Grimbergen J., Nijhof E. J., Sixma J. J., Brakenhoff G. J., A new method to study shape recovery of red blood cells using multiple optical trapping *Biophys J.* **69** 1666-1673 (1995)
- 98 Bronkhorst P. J. H., Grimbergen J., Brakenhoff G. J., Heethaar R. M., Sixma J. J., The mechanism of red cell (dis)aggregation investigated by means of direct cell manipulation using multiple optical trapping *Brit. J. Haematol.* **96** 256-258 (1997)
- 99 Clement-Sengewald A., Schutze K., Ashkin A., Palma G. A., Kerlen G., Brem G., Fertilization of bovine oocytes induced solely with combined laser microbeam and optical tweezers *J. Assist. Reprod. Gen.* **13** 259-265 (1996)
- 100 Svoboda K., Block S. M., Force and velocity measured for single kinesin molecules *Cell* **77** 773-784 (1994)
- 101 Kojima H., Muto E., Higuchi H., Yanagida T., Mechanics of single kinesin molecules measured by optical trapping nanometry *Biophys. J.* **73** 2012-2022 (1997)
- 102 Visscher K., Schnitzer M. J., Block S. M., Single kinesin molecules studied with a molecular force clamp *Nature* **400** 184-189 (1999)
- 103 Kawaguchi K., Ishiwata S., Temperature dependence of force, velocity, and processivity of single kinesin molecules *Biochem. Biophys. Res. Co.* **272** 895-899 (2000)
- 104 Schnitzer M. J., Block S. M., Kinesin hydrolyses one ATP per 8-nm step *Nature* **388** 386-390 (1997)
- 105 Veigel C., Bartoo M. L., White D. C. S., Sparrow J. C., Molloy J. E., The stiffness of rabbit skeletal actomyosin cross-bridges determined with an optical tweezers transducer *Biophys. J.* **75** 1424-1438 (1998)
- 106 Veigel C., Coluccio L. M., Jontes J. D., Sparrow J. C., Milligan R. A., Molloy J. E., The motor protein myosin-I produces its working stroke in two steps *Nature* **398** 530-533 (1999)
- 107 Finer J. T., Simmons R. M., Spudich J. A., Single myosin molecule mechanics - piconewton forces and nanometer steps *Nature* **368** 113-119 (1994)
- 108 Molloy J. E., Burns J. E., Kendrickjones J., Tregear R. T., White D. C. S., Movement and force produced by a single myosin head *Nature* **378** 209-212 (1995)
- 109 Tyska M. J., Dupuis D. E., Guilford W. H., Patlak J. B., Waller G. S., Trybus K. M., Warshaw D. M., Lowey S., Two heads of myosin are better than one for generating force and motion *P. Natl. Acad. Sci. USA* **96** 4402-4407 (1999)
- 110 Kellermayer M. Sz., Smith S. B., Granzier H. L., Bustamante C., Folding-unfolding transitions in single titin molecules characterized with laser tweezers *Science* **276** 1112-1116 (1997)
- 111 Cluzel P., Lebrun A., Heller C., Lavery R., Viovy J. L., Chatenay D., Caron F., DNA: An extensible molecule *Science* **271** 792-794 (1996)

-
- 112 Wang M. D., Schnitzer M. J., Yin H., Landick R., Gelles J., Block S. M., Force and velocity measured for single molecules of RNA polymerase *Science* **283** 902-907 (1998)
- 113 Davenport J. R., Wuite G. J., Landick R., Bustamante C., Single-molecule study of transcriptional pausing and arrest by *E. coli* RNA polymerase *Science* **287** 2497-2500 (2000)
- 114 http://people.na.infn.it/~santamat/ang_mom/index.htm
- 115 Friese M. E. J., Nieminen T. A., Heckenberg N. R., Rubinsztein-Dunlop H., Optical torque controlled by elliptical polarization *Opt. Lett.* **23** 1-3 (1998)
- 116 Courtial J., Dholakia K., Allen L., Padgett M. J., Second-harmonic generation and the conservation of orbital angular momentum with high-order Laguerre-Gaussian modes *Phys. Rev. A* **56** 4193-4196 (1997)
- 117 Padgett M. J., Allen L., Orbital angular momentum exchange in cylindrical-lens mode converters *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S17–S19 (2002)
- 118 Chávez-Cerda S., Padgett M. J., Allison I., New G. H. C., Gutiérrez-Vega J. C., O’Neil A. T., MacVicar I., Courtial J., Holographic generation and orbital angular momentum of high-order Mathieu beams *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S52–S57 (2002)
- 119 Volke-Sepulveda K., Garcés-Chávez V., Chávez-Cerda S., Arlt J., Dholakia K., Orbital angular momentum of a high-order Bessel light beam *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** S82–S89 (2002)
- 120 Pattanayak D. N., Agrawal G. P., Representation of vector electromagnetic beams *Phys. Rev. A* **22** 1159-1164 (1980)
- 121 Varga Péter, *Vektoroptika értekezés az MTA doktora cím elnyerésére* (2001)
- 122 He H., Friese M. E. J., Heckenberg N. R., Rubinsztein-Dunlop H., Direct observation of transfer of angular-momentum to absorptive particles from a laser-beam with a phase singularity *Phys. Rev. Lett.* **75** 826-829 (1995)
- 123 Friese M. E. J., Enger J., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R., Optical angular-momentum transfer to trapped absorbing particles *Phys. Rev. A* **54** 1593-1596 (1996)
- 124 He H., Heckenberg N. R., Rubinsztein-Dunlop H., Optical-particle trapping with higher-order doughnut beams produced using high-efficiency computer-generated holograms *J. Mod. Optics* **42** 217-223 (1995)
- 125 A. T. O’Neil, Padgett M. J., Axial and lateral trapping efficiency of Laguerre-Gaussian modes in inverted optical tweezers *Opt. Commun.* **193** 45-50 (2001)
- 126 Simpson N. B., Dholakia K., Allen L., Simpson N. B., Dholakia K., Allen L., Padgett M. J., Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: An optical spanner *Opt. Lett.* **22** 52-54 (1997)
- 127 Friese M. E. J., Nieminen T. A., Heckenberg N. R., Rubinsztein-Dunlop H., Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles *Nature* **394** 348-350 (1998)

-
- 128 Beth R. A., Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light *Phys. Rev.* **50** 115-125 (1936)
- 129 Higurashi E., Sawada R., Ito T., Optically induced angular alignment of trapped birefringent micro-objects by linearly polarized light *Phys. Rev. E* **59** 3676-3681 (1999)
- 130 Courtial J., Dholakia K., Robertson D. A., Allen L., Padgett M. J., Measurement of the rotational frequency shift imparted to a rotating light beam possessing orbital angular momentum *Phys. Rev. Lett.* **80** 3217-3219 (1998)
- 131 Courtial J., Robertson D. A., Dholakia K., Allen L., Padgett M. J., Rotational frequency shift of a light beam *Phys. Rev. Lett.* **81** 4828-4830 (1998)
- 132 O'Neil A. T., Padgett M. J., Three-dimensional optical confinement of micron-sized metal particles and the decoupling of the spin and orbital angular momentum within an optical spanner *Opt. Commun.* **185** 139-143 (2000)
- 133 Yamamoto A., Yamaguchi I., Measurement and control of optically induced rotation of anisotropic shaped particles *Jpn. J. Appl. Phys. I* **34** 3104-3108 (1995)
- 134 Higurashi E., Ukita H., Tanaka H., Ohguchi O., Optically induced rotation of anisotropic micro-objects fabricated by surface micromachining *Appl. Phys. Lett.* **64** 2209-2210 (1994)
- 135 Higurashi E., Ohguchi O., Ukita H., Optical trapping of low-refractive-index microfabricated objects using radiation pressure exerted on their inner walls *Opt. Lett.* **20** 1931-1933 (1995)
- 136 Luo Z. P., Sun Y. L., An K. N., An optical spin micromotor *Appl. Phys. Lett.* **76** 1779-1781 (2000)
- 137 Bayouth S., Mehta M., Rubinsztein-Dunlop H., Heckenberg N. R., Critchley C., Micromanipulation of chloroplasts using optical tweezers *J. Microsc.-Oxford* **203** 214-222 (2001)
- 138 O'Neil A. T., Padgett M. J., Rotational control within optical tweezers by use of a rotating aperture *Opt Lett* **27** 743-745 (2002)
- 139 Paterson L., MacDonald M. P., Arlt J., Sibbett W., Bryant P. E., Dholakia K., Controlled rotation of optically trapped microscopic particles *Science* **292** 912-914 (2001)
- 140 MacDonald M. P., Volke-Sepulveda K., Paterson L., Arlt J., Sibbett W., Dholakia K., Revolving interference patterns for the rotation of optically trapped particles *Opt. Commun.* **201** 21-28 (2002)
- 141 Born M., Wolf E., Principles of Optics, *Cambridge University Press*, (1999)
- 142 Landau L. D., Lifsic E. M., Elméleti fizika IV – Hidrodinamika *Tankönyvkiadó, Budapest* (1980)
- 143 Weast R. C. ed., Handbook of chemistry and physics *CRC Press* (1976)

144 Friese M. E. J., Rubinsztein-Dunlop H., Gold J., Hagberg P., Hanstorp D., Optically driven micromachine elements *Appl. Phys. Lett.* **78** 547-549

145 Rohrbach A., Stelzer E. H. K., Trapping forces, force constants, and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations *Appl. Optics.* **41** 2494-2507 (2002)