

Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló terahertzes impulzusforrások optimalizálása

Akadémiai doktori értekezés

Pálfalvi László

Pécsi Tudományegyetem

Fizikai Intézet, Kísérleti Fizika Tanszék

Pécs, 2017.

Tartalomjegyzék

Bevezetés	4
I. Tudományos előzmények	7
1. Terahertzes sugárzás keltése, detektálása	8
1.1. A terahertzes sugárzás keltése	8
1.2. A döntött impulzusfrontú pumpáláson alapuló gerjesztés	12
1.3. Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-keltés LiNbO ₃ -ban	16
1.4. A döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés korlátai	19
1.5. A THz-es sugárzás detektálása	20
1.5.1. A bolométer és a piroelektromos detektor	20
1.5.2. Az elektrooptikai mintavételezés	22
2. Terahertzes anyagok karakterizálása	24
2.1. A nemlineáris törésmutató és a nemlineáris abszorpció mérése	25
2.2. A fotorefrakció és a termo-optikai nemlinearitás	28
2.3. Lineáris optikai tulajdonságok	28
2.3.1. A LiNbO ₃ és a LiTaO ₃ tulajdonságai az optikai tartományon	28
2.3.2. A LiNbO ₃ és a LiTaO ₃ dielektromos tulajdonságai a THz-es tartományon	29
2.4. A LiNbO ₃ és a LiTaO ₃ mint THz-keltésre alkalmas anyagok	35
II. Tudományos eredmények	36
3. A z-scan általános elmélete	37
3.1. A különböző z -scan elméletek összehasonlító analízise	37
3.2. A nemlineáris paraxiális hullámegyenleten alapuló z -scan elmélet	41
3.3. A nemlineáris paraxiális hullámegyenleten alapuló z -scan elmélet eredményei	42

4. Három és négy vegyértékű ionokkal adalékolt LiNbO_3 fotorefrakciójának vizsgálata	47
4.1. In-, Y-, illetve Hf-adalékolású kongruens LiNbO_3 minták	48
4.2. Zr-adalékolású sztöchiometrikus LiNbO_3 minták	49
5. A LiNbO_3 és a LiTaO_3 dielektromos tulajdonságának vizsgálata a THz-es tartományon	51
5.1. Távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópiai mérések . .	53
5.2. Időtartománybeli THz-es spektroszkópiai mérések	60
6. Nagy átlagteljesítményű, hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás	66
6.1. Vékonyréteg az abszorpció csökkentésére	66
6.2. A hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás	67
7. Leképező optikát tartalmazó, döntött impulzusfrontú pumpálással gerjesztett terahertzes impulzusforrás optimalizálása	72
7.1. A leképezési hibák okozta korlátok: útban az optimum felé	72
7.2. Az optimalizálás általános elvei	74
7.3. Az optimalizált egylencsés elrendezés	75
7.4. Az optimalizált teleszkópos elrendezés	82
8. Leképező optikát nem tartalmazó THz-es impulzusforrás: a kontaktrács	91
8.1. A kontaktrács alapelve	91
8.2. Kontaktrács tervezése, a megvalósíthatóság vizsgálata	93
9. A hibrid típusú THz-es impulzusforrás	95
9.1. A kontaktrács diffrakciós hatásfokának maximalizálása	97
9.1.1. A LiNbO_3 alapú hibrid elrendezés	98
9.1.2. A LiTaO_3 alapú hibrid elrendezés	101
9.2. A leképező optika optimalizálása	103
10. Töltött részecskék utógyorsítása extrém-nagy térerősségű THz-es impulzusokkal	108
10.1. A töltött részecskék gyorsításának lehetőségei, korlátozó tényezők . .	108
10.2. A gyorsítás elve	111
10.3. Magányos részecske utógyorsítása	114
10.3.1. A nemrelativisztikus tárgyalás	116
10.3.2. Gyorsítás több fokozatban	117
10.4. Részecskecsomagok utógyorsítása	119
10.4.1. Monokromatizáció és a transzverzális erőhatások	120
10.4.2. Részecskecsomag gyorsítása több fokozatban	122

III. Az új tudományos eredmények tézispontszerű összefoglalása	124
Jelölések	130
Köszönetnyilvánítás	131
Irodalomjegyzék	132

Bevezetés

Az elektromágneses spektrum távoli infravörös vagy más néven terahertzes (THz-es) tartománya az infravörös és a mikrohullámú tartomány közt helyezkedik el. A THz-es sugárzás előállításával kapcsolatos kutatások és fejlesztések az utóbbi bő évtizedben kiemelt fontosságúvá váltak a széles körű alkalmazási lehetőségeknek köszönhetően. A mindennapi életünkhöz is közelálló felhasználási területek a biztonságtechnika, az analitika, az orvostudomány, a gyógyszer-, élelmiszer- és agráripár, az ipari folyamatirányítás, illetve a kommunikáció. Hétköznapi ember számára a terahertzes képalkotás talán a legismertebb felhasználás, melyre a reptéri átvilágítás a legszemléletesebb példa. Az orvostudomány területén pedig a bőrrák (melanoma) vagy a fogszuvasodás diagnosztikája a leggyakrabban emlegetett potenciális lehetőségek, melyekhez a THz-es sugárzás használható. Ez utóbbi példák esetén hangsúlyozandó, hogy – szemben a röntgensugárzással – az ionizálóképesség hiányában nem okoz (további) daganatos elváltozást. Egy – számos más alkalmazás szempontjából is – fontos hátrány azonban, hogy a víz jelentősen abszorbeálja a THz-es sugárzást.

A THz-es sugárforrások paramétereinek javulásában komoly szerepet játszott a femtoszekundumos lézerforrások utóbbi néhány évtizedbeli gyors ütemű fejlődése. Az impulzusszerű THz-es sugárforrásokat impulzusenergiájukat tekintve érdemes három csoportba osztani:

- A tipikusan fJ-os tartományba eső energiájú, néhány száz V/cm csúcs-elektromos térerősségű THz-es impulzusokat *kis v. moderált* energiájúnak nevezzük, jellemző alkalmazási területük a lineáris THz-es spektroszkópia.
- A *nagy*, 1–10 μ J impulzusenergiájú, száz kV/cm nagyságrendű térerősségű impulzusok a nemlineáris THz-es spektroszkópiában használhatók. Ezek lehetővé tesznek olyan pumpa-próba méréseket is, melyben mind a pumpa-, mind a próbaimpulzus a THz-es tartományba esik. Ezen tartományba eső THz-es impulzusok alapozzák meg a THz-es nemlineáris optikát is.
- ~ 1 mJ felett *extrém-nagy* energiájú terahertzes impulzusokról beszélünk, melyekhez jellemzően tíz–száz MV/cm-es nagyságrendű térerősség társul. Ez a tartomány a kísérletek jelenlegi állásán túlmutat ugyan, de túlzott optimizmus nélkül állítható, hogy elérése nem távoli. Biztató elméleti eredményekre alapozva kijelenthető, hogy az extrém-nagy energiájú (térerősségű) impulzusok alkalmazásával olyan kitaposatlan területek nyílnak meg, mint lézerrel keltett ionok (utó)gyorsítása, elektromosan töltött részecskenyalábok manipulálása, anyagi folyamatok és tulajdonságok kont-

rollja, THz-es impulzusok segítségével történő attoszekundumos impulzusgenerálás.

THz-es impulzusok keltése történhet például félvezető alapú fotovezető kapcsolóban, plazmában vagy nemlineáris optikai közegben ultrarövid fényimpulzusok frekvenciakonverziójával. Nagy, illetve extrém-nagy energiájú, kvázi egyciklusú THz-es impulzusok generálására ezen legutóbbi módszer a leghatékonyabb. Az optikai egyenirányítással történő THz-keltés legegyszerűbben ZnTe-ban, 800 nm-es pumpálás esetén demonstrálható. E példában kollineáris geometriával teljesíthető a sebességillesztés, vagyis a pumpálás csoportsebességének és a keltett THz-es sugárzás fázissebességének egyenlősége, ami a hatékony THz-keltés fontos kritériuma. Ellenben számos, jó nemlineáris optikai jellemzőkkel rendelkező kristály esetén az optikai és a THz-es tartományra vonatkozó törésmutatók jelentős különbsége miatt kollineáris fázisillesztés nem valósítható meg.

Az először 2002-ben, Hebling János és munkatársai által demonstrált igen kreatív, ún. *döntött impulzusfrontú gerjesztési módszer* lehetőséget biztosít a THz-es impulzusok nemkollineáris geometriával történő jó hatásfokú gerjesztésére olyan nemlineáris anyagokban, melyek optikai és THz-es tartománybeli törésmutatója jelentősen különbözik. A módszer alapja a pumpáló-nyaláb intenzitásfrontjának (impulzusfrontjának) a fázisfrontjához képest történő megdöntése. A sebességillesztés feltétele úgy teljesül, hogy az optikai impulzus csoportsebességének a THz-terjedési irányra vett vetülete lesz egyenlő a THz-es impulzus fázissebességével. Ennek, a Pécsi Tudományegyetemen kifejlesztett, és folyamatosan tökéletesített módszernek a teljesítőképességét igazolja, hogy egy évtized alatt a THz-es impulzusenergia hét nagyságrendbeli növekedését sikerült elérni LiNbO₃ (lítium-niobát, a továbbiakban LN) anyagot használva.

Akadémiai doktori értekezésem gerincét azon kutatási eredményeim képezik, melyek közrejátszottak abban, hogy a THz-es impulzusenergiában és elektromos térerősségben ez a látványos növekedés bekövetkezhessen, illetve a közeljövőben további növekedés valósulhasson meg. A Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézetében folyó THz-es kutatásokba 2003-as PhD fokozatszerzésem után kapcsolódtam be. A LN alapú döntött impulzusfrontú gerjesztésű módszer analíziséből kiindulva arra a kérdésre kerestem a választ, hogy milyen lehetőségek vannak az akkoriban kísérletileg elérhető THz-es impulzusenergia felskálázására. A megoldást részben a nagy energiájú THz-es impulzusok keltéséhez optimális összetételű nemlineáris anyag megtalálásában láttam, elsősorban az adalékolt LN és LiTaO₃ (lítium-tantalát, a továbbiakban LT) anyagokra összpontosítva. A kristálykarakterizálással kapcsolatos kísérleti munka egyrészt a dielektromos állandó THz-es tartománybeli vizsgálatára, másrészt a pumpálás hullámhossztartományán fellépő nemlineáris hatások tanulmányozására irányult. E célokra a PTE Fizikai Intézetében „z-scan” és „Lineáris Tera-hertz-es Spektroszkópia” laborokat installáltam. Kutatásaim másik fő csapásiránya a döntött impulzusfrontú gerjesztési séma geometriájának elméleti megfontolásokon alapuló optimalizálása volt, különös hangsúlyt fektetve a THz-keltés szempontjából hátrányos leképezési hibák, illetve diffrakciós veszteségek minimalizálására. A

hagyományos (diszperzív elemet és leképező optikát egyaránt tartalmazó) gerjesztési séma leképezésének analízisét és optimalizálását végeztem el. Leképező optikát nem tartalmazó (így a leképezési hibáktól mentes) döntött impulzusfrontú THz-keltés elvét javasoltam, mely lehetővé teszi a THz-es energiának a pumpáló foltméret növelésével való felskálázhatóságát. E kontaktrácsnak elnevezett impulzusforrás mellett javaslatot tettem a szintén nagy/extrém-nagy energiájú THz-es impulzusok előállítását megcélzó hibrid elrendezésre, mely a hagyományos és a kontaktrácsos séma kombinációja. Javaslatot tettem továbbá hullámvezető elven működő, nagy átlagteljesítményű THz-es impulzusforrásra is. A pumpáló forrás jellemzőinek optimalizálásával, a THz-keltés kvantitatív szimulálására szolgáló komplexebb modell kidolgozásával, illetőleg a THz-es impulzusforrás kísérleti megvalósításával csoportunk más kollégái foglalkoztak.

Értekezésem „Tudományos előzmények” c. részében bemutatom azt a tudományos háttérrel, mely saját eredményeim értelmezéséhez szükséges. Néhány specifikus szakirodalmi előményt azonban hasznosabbnak láttam közvetlenül a saját tudományos eredményeim bemutatása előtt ismertetni. A „Tudományos eredmények” c. részben fejtem ki az értekezés témakörét érintő tudományos eredményeim, ami az extrém-nagy térerősségű THz-es impulzusok egy lehetséges alkalmazásával, töltött részecskék THz-es térrel történő utógyorsításával zárul. A matematikai részekben igyekeztem a levezetéseket didaktikusan prezentálni. A fontosabb eredményeket tankönyvszerű, keretes kiemeléssel hangsúlyoztam. Ennek célja az volt, hogy az értekezést minél szélesebb közönség számára hasznossá tegyem. Ugyanakkor törekedtem arra, hogy a fizikai mondanivalóról ne terelődjön el az olvasó figyelme. A tézisszerű összefoglaló a „Tudományos eredmények” c. fejezet után található.

Fontosnak tartom, hogy az értekezésből világos legyen, hogy melyek voltak azok a részfeladatok, melyeket kérésemre kollégáim, illetve általam témavezetett PhD hallgatók végeztek. Ezekben az esetekben tudatosan többesszámot használok. Azon tézispontokban, tézispont részekben, ahol mások hozzájárulásával elért eredményről számolok be, szintén többesszámot használok. A kísérleti munkában az időtartománybeli THz-es spektroszkópiai mérések kapcsán Dr. Unferdorben Márta (aki vezetésem alatt szerezte PhD fokozatát) és Dr. Buzády Andrea működött közre. Az elméleti munkában az általam kidolgozott z -scan elmélet alapján a C++ kódot Dr. Tóth Bálint írta. A THz-es térrel történő iongyorsítás általam kidolgozott elmélete alapján írt saját fejlesztésű számítógépes szimulációhoz Dr. Tóth György nyújtott segítséget. A döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-es impulzusforrás optikai rácsa(i) diffrakciós határfokának GSolver szoftverrel történő analízisét Tokodi Levente, jelenleg általam témavezetett PhD hallgató és Dr. Ollmann Zoltán végezték. A sugárkövetéses számítások egy részét Tokodi Levente végezte az általam MathCad-ben fejlesztett kóddal, illetve a TracePro szoftverrel. A részecskecsomagok manipulálása kapcsán General Particle Tracer (GPT) szimulációk elvégzésével Dr. Tibai Zoltán volt segítségemre. A hullámvezető alapú THz-es impulzusforrást bemutató fejezet végén néhány kvantitatív megállapítás erejéig Dr. Fülöp József által a THz-keltés szimulálására írt Mathematica kód eredményeire támaszkodtam.

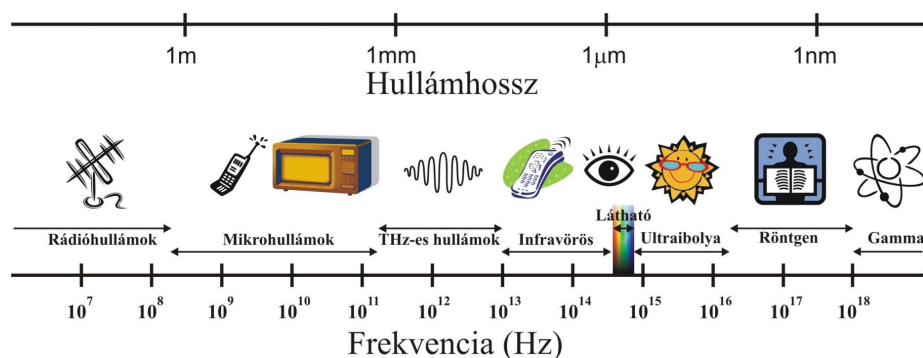
I. rész

Tudományos előzmények

1. fejezet

Terahertzes sugárzás keltése, detektálása

A távoli infravörös vagy más néven terahertzes (THz-es) tartomány alatt az elektromágneses színeképtartomány mikrohullámok és infravörös hullámok közt elhelyezkedő, tipikusan 0,1–10 THz közé eső részét értjük (lásd az 1.1 ábrát [1]), bár a határok meghúzásában némi önkényesség van. E tartományt, mely az elektronikát és a fotonikát egymástól elválasztja, sokáig fehér foltként emlegették. Az 1 THz = 10^{12} Hz frekvencia hullámhosszban 300 μm -nek, hullámszámban 33,3 cm^{-1} -nek, periódusidőben pedig 1 ps-nak felel meg. Az 1 THz frekvenciájú foton energiája 4,1 meV, a hozzá rendelhető hőmérséklet pedig 48 K.

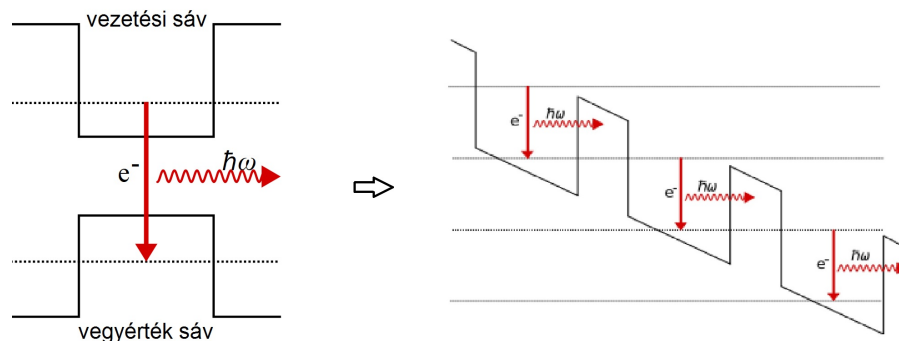


1.1. ábra. Az elektromágneses spektrum tartományai [1].

1.1. A terahertzes sugárzás keltése

A széles spektrumú THz-es forrásokra a leeklatásabb példa a szinkrotron és a szabadelektron lézer [2–4]. Lineáris gyorsítóban szubpikoszekundumos elektroncsomagok gyorsítása során széles sávú, nagy átlagteljesítményű (20 W) THz-es sugárzást detektáltak [5]. Ezekhez az óriási berendezésekhez való nehéz hozzáférés azonban

1.1. A TERAHERTZES SUGÁRZÁS KELTÉSE



1.2. ábra. A kvantum-kaszád lézer működési elvének sematikus vázlata.

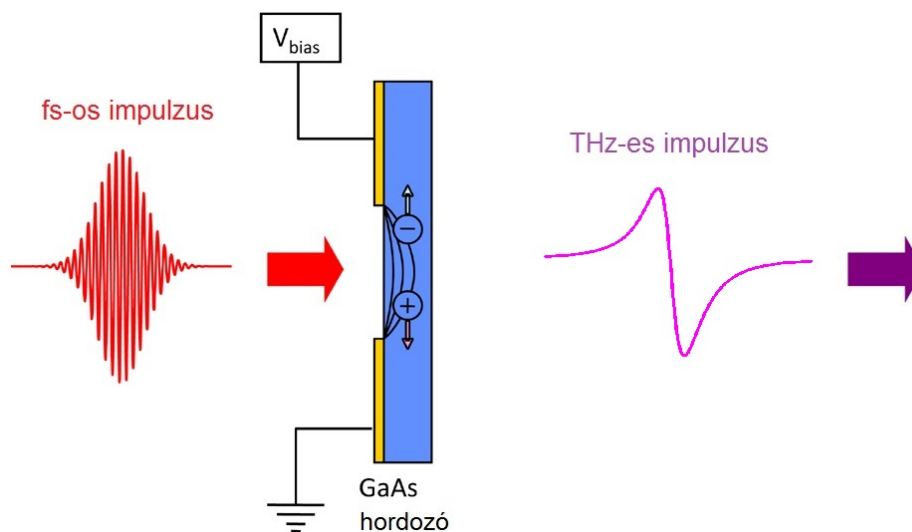
nem teszi lehetővé az alkalmazások széles körű elterjedését. A kényelmes felhasználáshoz nélkülözhetetlen volt az asztali források fejlesztése.

Folytonos THz-es sugárzás előállítása kapcsán kiemelném a félvezető alapú sugárforrások családjába tartozó kvantum-kaszád lézert [6]. Az alagúteffektus alapján működő eszköz egymáshoz periodikusan csatolt nanométeres struktúrákból, ún. kvantumárbokból áll (lásd az 1.2 ábrát). Az egyes rétegekhez különböző elektronenergia szintek tartoznak, melyek a kristály tulajdonságaival és a rákapcsolt feszültséggel befolyásolhatók. Az elektronok rétegről rétegre haladva, az adott energiaszintek közti energiakülönbségnek megfelelő, THz-es tartományba eső fotonokat bocsátanak ki koherens, folytonos THz-es sugárzást keltve.

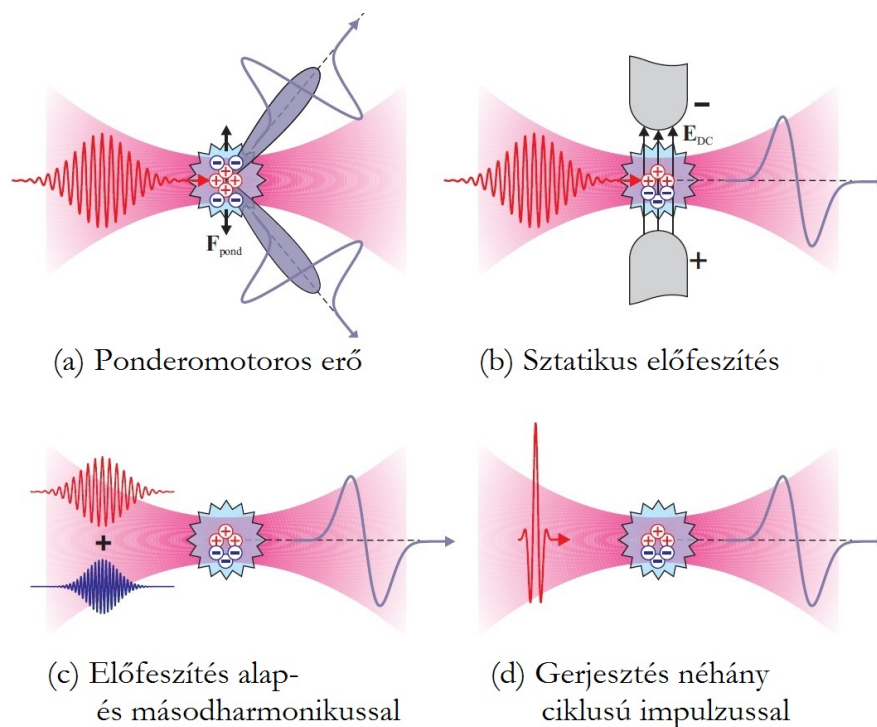
Kis átlagteljesítményű, néhány pikoszekundumos, egyciklusú THz-es impulzusok keltésére a legelterjedtebb eszköz a fotovezető kapcsoló (lásd az 1.3 ábrát [7]) [8–10]. Az előfeszített elektródapár közti rést femtoszekundumos lézerimpulzussal megvilágítva töltéshordozók generálódnak. A tranziens áramok hatására a THz-es frekvenciatartományba eső elektromágneses sugárzás keletkezik, melynek térerőssége arányos az áram változási gyorsaságával. Az eszköz előnyei, hogy detektorként is alkalmazható (fotovezető antenna), illetve hogy pumpálása kis teljesítményű szállezerrel is lehetséges. Fotovezető kapcsolót tipikusan lineáris THz-es spektroszkópiai mérőberendezésekben szokás használni.

A fényindukált plazmában történő THz-es impulzuskeltés ígéretes alternatív lehetőség [11–13]. A plazma keltéséhez legalább néhány száz μJ energiájú femtoszekundumos impulzusokat ionizálható gáz-közegbe fókuszálnak. Az optikai gerjesztő nyaláb sugárirányú intenzitásgradiense által keltett ponderomotoros erő hatására az elektronok sugárirányú gyorsulásra tesznek szert, ami kúpszerűen terjedő THz-es sugárzást kelt (1.4(a) ábra). Az 1.4(b-d) ábrákon illusztrált módosításokkal az (a) esetbenél még hatékonyabb THz-keltés érhető el. A fotovezető kapcsoló mechanizmusával analóg módon a plazmában külső sztatikus előfeszítés alkalmazható [14, 15] (1.4(b) ábra), melynek hatására a THz-es térerősségben legalább egy nagyságrendnyi növekedés érhető el. A működési mechanizmushoz szükséges aszimmetrikus áram alap- és másodharmonikus impulzusok szuperpozíciójával is létrehozható (1.4(c) ábra) [16, 17]. Amennyiben néhány optikai ciklusú (10 fs-nál rövidebb) pumpáló im-

1.1. A TERAHERTZES SUGÁRZÁS KELTÉSE



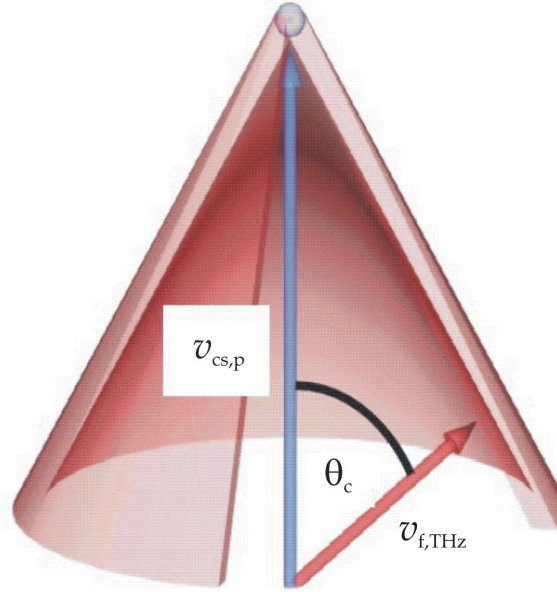
1.3. ábra. A fotovezető kapcsoló működési elvének sematikus vázlata [7].



1.4. ábra. A plazmában történő THz-keltés különböző lehetőségei [11].

pulzusokat használunk, külső előfeszítés nélkül is kelthető THz-es impulzus (1.4(d) ábra) [18, 19]. Az így keltett THz-es tér amplitúdója erősen függ a gerjesztőimpulzus vivő-burkoló fázisától. E ponton kapcsolható a terahertzes technikákhoz az attoszekundumos impulzusok keltése [18, 20]. A THz-es impulzus fotoindukált plazmával történő detektálása pedig tulajdonképpen az 1.4(d) ábrán vázolt folyamat

1.1. A TERAHERTZES SUGÁRZÁS KELTÉSE



1.5. ábra. Femtoszekundumos impulzus által Čerenkov-geometriában történő THz-es sugárzás-keltés mechanizmusának vázlatos rajza [24].

inverze [21].

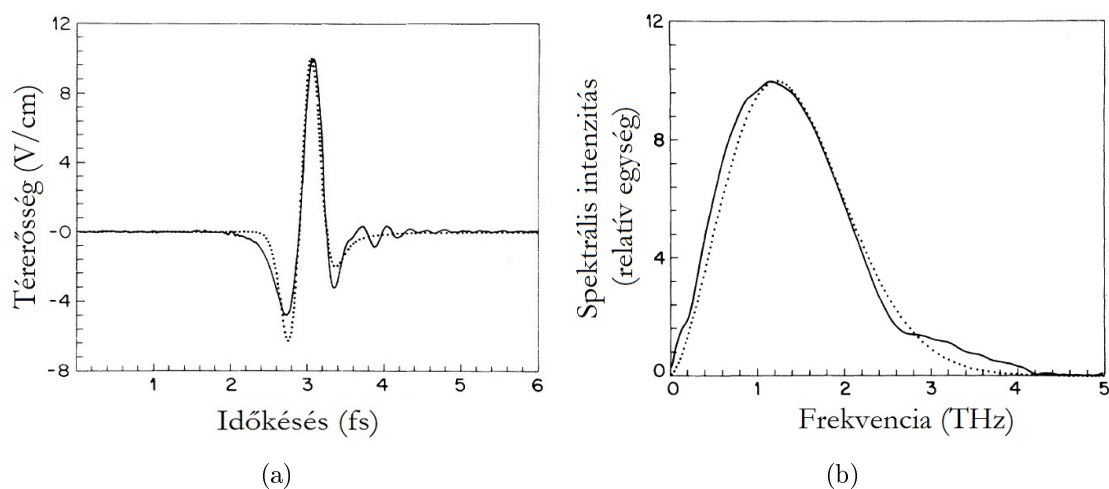
A nemlineáris optikai folyamatokon alapuló THz-keltés kiemelt fontossággal bír. Pikoszekundumos impulzusok különbségi frekvencia keltésével széles sávú (az $1\text{--}20\text{ cm}^{-1}$ hullámszám tartományba eső) THz-es sugárzás keltését demonstrálták 1970-ben [22]. Pumpálás gyanánt módusszinkronizált Nd:üveg lézert, nemlineáris közegként pedig LiNbO_3 , ZnTe , ZnSe , CdS , illetve kvarc anyagokat használtak. A fázisillesztés teljesítésére nem törekedtek.

Később elterjedt módszerré vált a femtoszekundumos impulzusokat használó, optikai egyenirányításon alapuló THz-keltés. Ennek egy lehetséges kivitelezése a dielektrikumban relativisztikus sebességgel mozgó töltött részecske sugárzási mechanizmusával analóg, ún. Čerenkov-típusú keltés [23]. A keltett THz-es sugárzás az 1.5 ábrán [24] látható módon a pumpálással θ_c szöveget bezáróan kúpszerűen terjed, eleget téve a

$$v_{f,\text{THz}} = v_{cs,p} \cos \theta_c \quad (1.1)$$

összefüggésnek, ahol $v_{f,\text{THz}}$ a terahertzes sugárzás fázissebessége, $v_{cs,p}$ pedig a pumpáló impulzus csoportsebessége. Ezzel a módszerrel LT kristályban 625 nm-en működő módusszinkronizált festéklézer 100 fs-os impulzusaival keltettek pikoszekundumos időtartamú, kvázi egyciklusú THz-es impulzusokat [23, 25]. E 10 V/cm csúcsterősségű impulzusok lineáris THz-es spektroszkópiai alkalmazásokhoz már felhasználhatók. Az elektrooptikai mintavételezéssel (lásd 1.5.2 pont) detektált jelalak és a hozzá tartozó spektrum az 1.6(a), illetve (b) ábrákon látható. A módszert LT mellett [26] LN-ra is sikeresen alkalmazták [26, 27]. A Čerenkov-típusú keltés hátránya egyrészt a kúpszerű terjedés, ami a felhasználást nehezíti, másrészt a kis

1.2. A DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ PUMPÁLÁSON ALAPULÓ...



1.6. ábra. Auston és munkatársai által elektrooptikai kristályban keltett THz-es impulzus időbeli jelalakja (a), illetve spektruma (b) [23].

konverziós hatások. A Čerenkov-típusú THz-keltés hatékonyabb, ha a pumpálást vonallá fókuszáljuk, gömbi lencse helyett hengerlencsét használva [24]. E módszerrel 2,0 mol%-os Mg-adalékolású sztöchiometrikus LN-ban titán-zafír lézerrel történő pumpálás esetén 35 pJ-os THz-es impulzusokat sikerült előállítani.

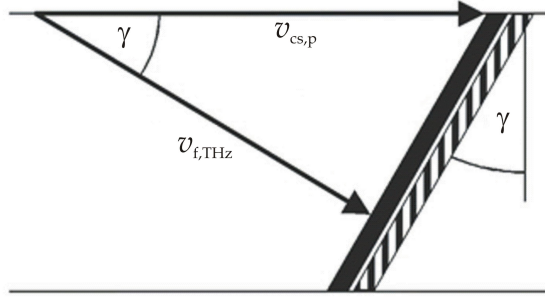
Kollineáris sebességillesztéssel optikai egyenirányítást ZnTe-ban sikerült megvalósítani [28]. Mindez az anyag sajátosságának köszönhető, nevezetesen annak, hogy a titán-zafír lézerek ~ 800 nm-es hullámhosszához tartozó törésmutatója a THz-es tartományhoz tartozó tipikus törésmutatójával megegyezik. Az ily módon keltett THz-es sugárzás spektrumának felső határa mintegy 3 THz volt. A ZnTe mint THz-generátor kristály – kisebb presztizsvesztés után – reneszánszát éli a hosszabb hullámhosszon történő pumpálhatóságának köszönhetően [29–32].

Azon anyagoknál, melyeknél az optikai és a THz-es tartományra vonatkoztatott törésmutató nagymértékben különbözik, az optikai egyenirányítással történő THz-keltéshez a sebességillesztés megvalósítása nehézségekbe ütközik. Ez különösen hátrány a kimagaslóan jó nemlineáris optikai tulajdonságokkal [33] rendelkező LN és LT anyagok esetén.

1.2. A döntött impulzusfrontú pumpáláson alapuló gerjesztés

Az optikai egyenirányítással történő jó hatásfokú THz-keltéshez követelmény a sebességillesztés, azaz a pumpáló impulzus csoportsebességének és a keltett THz-es sugárzás fázissebességének egyenlősége. Ez az anyagok többségénél az optikai és a THz-es tartománybeli nagy törésmutató-különbség miatt hagyományos technikákkal nem teljesíthető.

1.2. A DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ PUMPÁLÁSON ALAPULÓ...



1.7. ábra. A döntött impulzusfrontú gerjesztés sebességillesztésének illusztrálása [37].

Olyan megoldást kellett találni, mellyel a kimagaslóan nagy nemlineáris optikai együttthatóval rendelkező anyagok (elsősorban LN) esetén hatékony, sebességillesztett THz-keltés valósítható meg. 2002-ben megszületett az igen kreatív megoldás: a döntött impulzusfrontú gerjesztés [34]. A spektroszkópai eszközök feloldásának tanulmányozásán [35] és a szögdiszperzió–impulzusfront-dőlés eszközfüggetlen kapcsolatának vizsgálatán [36] keresztül vezetett az út idáig. A megoldás lényege, hogy a pumpáló-nyalámban az intenzitásfront (impulzusfront) γ szögben döntött a fázisfronthoz képest. A sebességillesztés úgy teljesül, hogy a pumpáló impulzus csoportsebességének a THz-es sugárzás terjedési irányára vett vetülete egyezik meg a THz-es sugárzás fázissebességével a

$$v_{f,THz} = v_{cs,p} \cos \gamma \quad (1.2)$$

összefüggés szerint (lásd az 1.7 ábrát [37]).

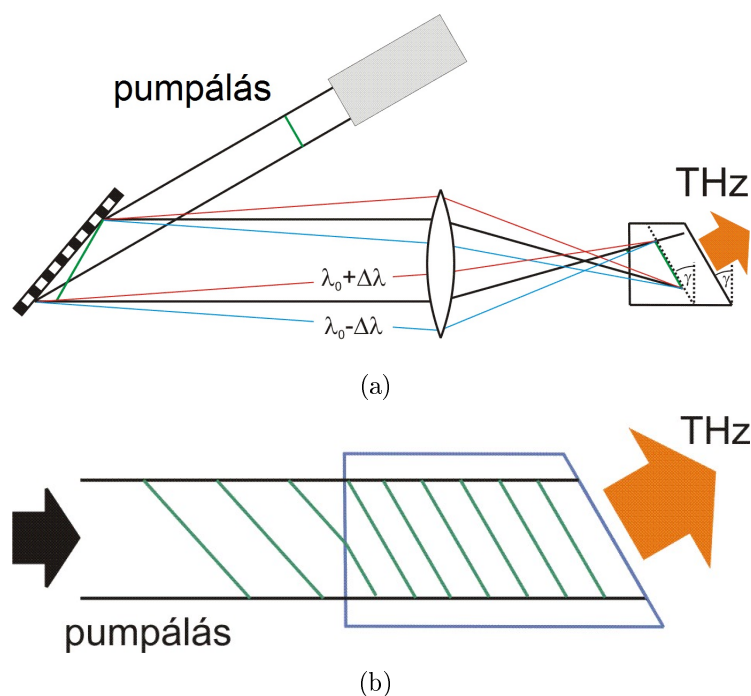
Az impulzusfront-döntés legelterjedtebb módja a szögdiszperzió létrehozása [36, 39], ugyanis a szögdiszperzióhoz

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{n}{n_{cs}} \lambda_0 \frac{d\epsilon}{d\lambda} \quad (1.3)$$

szerint impulzusfront-dőlés társul, ahol n és n_{cs} a pumpálásra vonatkozó fázis- és csoporttörésmutató [36]. A teljesség kedvéért megjegyzem, hogy szögdiszperzió nélkül, olyan nyalábbal, melyben térbeli és időbeli csörp szimultán jelen van, szintén létre lehet hozni impulzusfront-dölést [40]. A közelmúltban sikeres THz-keltést valósítottak meg egy, a döntött impulzusfrontú gerjesztéshez meglehetősen hasonló módszerrel, ún. lépcsős ráccsal (echelon) [41]. Nagyságrendileg a látható és a THz-es tartomány közötti hullámhossznak megfelelő periódusú rácson történő reflexió során az impulzusfront térbeli alakja a lépcsős szerkezetet „lemásolja”, mindeközben a terjedési irányra merőleges irányhoz képest megdől. Az impulzusfront térbeli alakjának strukturáltsága a THz-keltésre nézve gyakorlatilag nincs hatással.

A standard kísérletekben az impulzusfront-dölést diszperzív elem, rendszerint optikai rács hozza létre. Többnyire reflexiós rácsot használnak, ahogy azt az 1.8(a)

1.2. A DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ PUMPÁLÁSON ALAPULÓ...



1.8. ábra. A döntött impulzusfrontú gerjesztési séma. A színes sugarak a különböző hullámhosszakot reprezentálják, utalva a szögdiszperzió jelenlétére (a) [38]. Az impulzusfront dőlés mértékének változása a levegő/kristály határfelületen (b) [38].

ábra is illusztrálja. A rácson való reflexió során a pumpáló impulzus szögdiszperziót szenved, és impulzusfront-dőlés jön létre (az 1.8(a) ábrán zöld szakasz illusztrálja). Az ábra a szögdiszperzió jelenlétét is szemlélteti a különböző hullámhosszakot reprezentáló kék és piros sugarakkal. Szükséges feltétel, hogy a rács képe a kristályban jöjjön létre, illetve hogy a kristályban az impulzusfront (zöld szakasz) dőlésének mértéke (γ) az 1.2 egyenletnek megfelelő legyen. Ezen feltételek a rácsállandó és a diffrakció geometriájának megválasztásával, illetve a leképező optika (ami rendszerint egy lencse vagy két lencséből álló teleszkóp) nagyításának (kicsinyítésének) megfelelő beállításával teljesíthetők. Az 1.8(b) ábra a pumpáló impulzus intenzitásfrontjának dőlését mutatja a terjedés során. A levegő/kristály határán bekövetkező dőlésszög-változás jellege a törésmutató-viszonyoknak megfelelő. A kristályban keletkezett THz-es sugárzás terjedése a döntött impulzusfrontra merőleges. A derékszögű trapéz alapú egyenes hasáb alakú kristály használatát az indokolja, hogy a THz-es nyaláb a reflexiós veszteségek minimalizálása érdekében merőlegesen léphessen ki a kristályból (1.8 ábra). A döntött impulzusfrontú gerjesztés előnyei a hangolhatóság [33] és az energiabeli skálázhatóság [42].

Durva becsléssel élve az optikai egyenirányítás hatásfokát közelíthetjük a különb-

1.2. A DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ PUMPÁLÁSON ALAPULÓ...

Anyag	r (pm/V)	d_{eff} (pm/V)	n	n_{cs}	n_{THz}	α_{THz} (cm ⁻¹)
CdTe	4,5	81,8	2,92	3,73	3,23	4,8
GaAs	1,43	65,6	3,68	4,18	3,61	0,5
GaP	0,97	24,8	3,18	3,57	3,34	1,9
ZnTe	4,04	68,5	2,87	3,31	3,17	1,3
GaSe	1,7	28	2,85	3,13	3,72	0,07
LiTaO ₃	30,5	161	2,15	2,22	6,42	46
LiNbO ₃	30,9	168	2,16	2,23	5,16	16
DAST	77	618	2,38	3,31	2,4	150

1.1. táblázat. A fontosabb THz-es anyagok és azok jellemzői [33].

ségi frekvencia keltésre vonatkozó kis jelű erősítés képletével [43]:

$$\eta_{\text{THz}} = \frac{2\omega^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 I}{\epsilon_0 n^2 n_{\text{THz}} c^3} \exp[-\alpha_{\text{THz}} L/2] \frac{\sinh^2[\alpha_{\text{THz}} L/4]}{[\alpha_{\text{THz}} L/4]^2}, \quad (1.4)$$

ahol ω a THz-es körfrekvencia, d_{eff} a nemlineáris optikai együttható effektív értéke, I a pumpálás intenzitása, L a nemlineáris közeg hossza, α_{THz} a THz-es tartományra vonatkozó abszorpciós együttható, n és n_{THz} pedig a pumpálásra, illetve a THz-es tartományra vonatkozó törésmutató. Az optikai egyenirányítással történő THz-keltésért felelős effektív nemlineáris optikai együttható a következő [44]:

$$d_{\text{eff}} = -\frac{n^4 r}{4}, \quad (1.5)$$

ahol r az anyag elektrooptikai tenzorának megfelelő eleme. Az 1.1 táblázatban megtaláljuk a THz-keltés szempontjából releváns anyagok esetén az elektrooptikai együttható, az effektív nemlineáris optikai együttható, a pumpálásra vonatkozó fázis- és csoporttörésmutató, a THz-es tartományra vonatkozó törésmutató, illetve a THz-es tartománybeli abszorpciós együttható-értékeket. Az adatok forrása a [33] hivatkozás, illetve az abban megadott hivatkozások. A d_{eff} értékek vagy direkt mérésekből származnak, vagy az (1.5) összefüggés alapján lettek meghatározva közvetett mérések adataiból. A terahertzes tartományra vonatkozó adatok 1 THz frekvenciához, az optikai tartományra vonatkozók pedig 800 nm hullámhosszhoz tartoznak. Kivételt képez a CdTe, mely esetén az adatok 886 nm pumpálási hullámhosszra vonatkoznak. A táblázatban összegyűjtött anyagokban történő THz-keltés várható hatásfokainak rangsorolására irányadó lehet az (1.4) összefüggés. Evidens, hogy a nagy effektív nemlineáris együttható előny, a nagy THz-es abszorpció pedig hátrány. A döntött impulzusfrontú gerjesztésű THz-keltés szimulálására, a konverziós hatásfok numerikus meghatározására az aktuális kísérleti tapasztalatokhoz is igazodó, fokozatosan csiszolódó modellek születtek [45–47]. A valóságot legjobban közelítő, minden részletre kiterjedő modellek figyelembe vesznek olyan effektusokat is, mint

1.3. DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ GERJESZTÉSEN ALAPULÓ...

i) a pumpálás időbeli és térbeli változása, ii) az indirekt THz-es abszorpció iii) az önfázis moduláció, illetve iv) az indukált Raman-szórás [48–50].

A kísérletek és az elméletek egybehangzóan alátámasztják, hogy az 1 THz-hez közel eső, tipikusan az alatti központi frekvenciájú impulzusok keltésére 1 μm -hez közeli pumpálás esetén a LN a legteljesítőképesebb anyag a szükségesen nagy ($\sim 63,5^\circ$) impulzusfront-dőlés ellenére is. A következő, 1.3 alfejezetben azon kísérleti eredményeket foglalom össze, melyek ehhez a THz-es fizikában forradalmi jelentőségű anyaghoz kapcsolódnak. A 2. fejezetben a LN és a szintén ígéretesnek tűnő LT azon anyagi tulajdonságait foglalom össze, melyek a THz-keltés szempontjából fontosak.

1.3. Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-keltés LiNbO₃-ban

Az alábbiakban a LN-beli THz-es impulzuskeltés történetét foglalom össze a kétezres évek elejétől napjainkig, a fontosabb kísérleti és elméleti eredmények tükrében. Az eredmények elérésében csoportunknak, a PTE Fizikai Intézetében működő Terahertzes Kutatócsoportnak meghatározó szerepe volt. A THz-es impulzusenergia és konverziós hatásfok megdöbbentően gyors ütemű növekedéséhez a csoportunk által végzett numerikus szimulációk, elméleti megfontolások, illetve kristályminősítő vizsgálatok nagymértékben hozzájárultak. Noha a LN-beli THz-es impulzuskeltés evolúcióját bemutató jelen fejezet a „Tudományos előzmények” része, mégis mind kronológiailag, mind logikailag szervesen összefonódik néhány fontos optimalizációs megfontolással, melyek saját eredményeim. Azokon az állomásokon, ahol saját eredményeimnek befolyása volt a kísérleti összeállításra, és ezen keresztül a THz-es impulzusenergia/hatásfok felskálázására, utalok a kapcsolódó tézispontomra is.

Kezdetben a titán-zafír pumpáló források ~ 100 fs hosszúságú impulzusait használták THz-keltésre. A LN-ban való THz-keltéssel kapcsolatos első publikáció 2,0 mol% Mg-mal adalékolt szobahőmérsékletű sztöchiometrikus LN-ra vonatkozik. Szobahőmérsékleten 30 pJ, 77 K hőmérsékleten 98 pJ THz-es impulzusenergiát értek el, melyekhez $1,3 \cdot 10^{-5}$, illetve $4,3 \cdot 10^{-5}$ konverziós hatásfok értékek tartoztak [51]. Az alacsonyabb hőmérsékleten kapott kedvezőbb eredmény a lényegesen kisebb THz-es abszorpció következménye, melynek kulcsfontosságú szerepe van a THz-keltésben. Ez a tapasztalat adta a motivációt a LN THz-es abszorpciója hőmérsékletfüggésének alapos vizsgálatához [52], [1. tézispont]. A hőmérsékletfüggés mellett a LN abszorpciós együtthatója Mg-adalékkoncentrációtól való függésének tanulmányozása is kulcsszerepet töltött be az optimális összetételű (minimális THz-es abszorpciójú) kristály keresése során. A fotorefrakció megszüntetéséhez tartozó 0,68 mol% kűszöbkoncentrációjú Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LN mutatta a minimális THz-es abszorpciót, így ez az anyag találtatott a legoptimálisabbnak a THz-keltésre [52,53] [1. tézispont]. Ennek megfelelően az [51] hivatkozásban ismertetett kísérleti elrendezésben használt 2,0 mol% Mg-adalékolású sztöchiometrikus LN

1.3. DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ GERJESZTÉSEN ALAPULÓ...

0,68 mol% Mg-adalékolására lett cserélve. Ez az egyetlen, de lényeges változtatás 4-szeres növekedést okozott mind a THz-es impulzusenergiában, mind a konverziós hatásokban (400 pJ , $1,7 \cdot 10^{-4}$) [33]. A pumpálás energiáját tovább növelve további növekedést értek el a THz-es impulzusenergiában. $500 \text{ }\mu\text{J}$ -os pumpálás esetén 240 nJ THz-es impulzusenergiát és $5 \cdot 10^{-4}$ konverziós hatásfokot [42], 20 mJ -os pumpálás esetén pedig $10 \text{ }\mu\text{J}$ THz-es impulzusenergiát, illetve $6 \cdot 10^{-4}$ hatásfokot értek el [54].

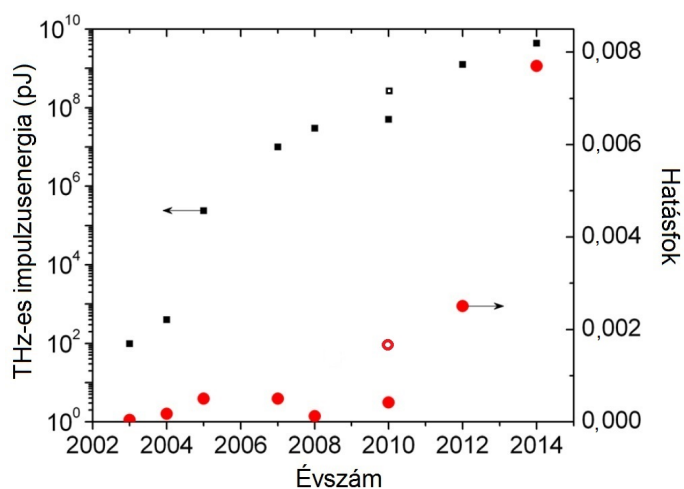
Mindezidáig (2007) pusztán arra törekedtek a döntött impulzusfrontú gerjesztési séma összeállításánál, hogy az optikai rács képe a kristályban alakuljon ki, és a nagyítás (kicsinyítés) mértéke olyan legyen, hogy a szükséges mértékű impulzusfront-dőlés jöjjön létre. Rámutattam, hogy ezeken túl fontos követelmény az is, hogy a döntött impulzusfront mentén rekonstruálódjon a transzformáció-limitált impulzushossz-érték [46] [5. tézispont]. Ez egyenértékű azzal a kívánnalommal, hogy a rács paraxiális képe párhuzamos legyen az impulzusfronttal [46] [5. tézispont].

A döntött impulzusfrontú módszerrel LN-ban kelthető THz-es impulzus impulzusenergiájára [46], illetve csúcs elektromos térerősségére [47] irányuló optimalizációhoz numerikus modellt dolgoztak ki, mely figyelembe veszi a pumpálás és a THz-es sugárzás abszorpcióját, a többfotonos abszorpciót, a nemkollineáris terjedést, valamint az anyagi- és szögdiszperzió okozta impulzushossz-változást a pumpálónál. Független változónak a hőmérsékletet, a kristályhosszt és a pumpáló impulzushosszt tekintették. Az eredmények az optimális (transzformáció-limitált) impulzushosszt a hőmérséklettől függően 350 és 600 fs közt jósolták [46, 47] szemben az addig tipikusan használt $\sim 100 \text{ fs}$ -mal. A keltő közeg vékony szeletében értelmezett lokális konverziós hatásfok annál nagyobb, minél rövidebb a lokális impulzushossz [45]. Nem szabad azonban arra a naív következtetésre jutni, hogy annál optimálisabb, minél rövidebb a pumpaforrásunk transzformáció-limitált impulzushossza. A döntött impulzusfrontú gerjesztés során ugyanis szögdiszperzió van jelen, melynek következtében az impulzushossz óhatatlanul növekszik a mintán belüli terjedéssel [55]. Rövid transzformáció-limitált impulzushossz esetén ez az impulzuszélesedés rövid tartományon következik be, következésképp rövid lesz a kölcsönhatási hossz. Optimális az a transzformáció-limitált impulzushossz-érték, mely viszonylag hosszabb kölcsönhatási tartományt enged meg, melyen az átlagos impulzushossz viszonylag kicsi tud maradni. Az alkalmas hőmérsékletválasztás tekintetében pedig azt lehet állítani, hogy a THz-es abszorpció redukálása érdekében praktikus minél alacsonyabb hőmérsékleten végezni a kísérleteket [52] [1. tézispont].

A további kísérletekben a labor-infrastruktúra korlátain belül törekedtek a pumpáló impulzushosszal az optimálisához közelíteni. Az 1030 nm központi hullámhosszú, nem transzformáció-limitált $1,3 \text{ ps}$, illetve 785 fs impulzushosszú pumpálás szobahőmérsékleten 125 [56], illetve $430 \text{ }\mu\text{J}$ [57] THz-es impulzusenergiát értek el $0,25\%$ [56], illetve $0,77\%$ [57] konverziós hatásfok mellett. Abban az időben a $430 \text{ }\mu\text{J}$ -os THz-es impulzusenergia világsúcsként volt számon tartva.

Szintén 1030 nm központi hullámhosszú, az optimálishoz még közelebb eső,

1.3. DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ GERJESZTÉSEN ALAPULÓ...



1.9. ábra. A döntött impulzusfrontú gerjesztési módszerrel LN-ban előállított THz-es impulzusenergia (bal oldali logaritmikus skála) és konverziós hatások (jobb oldali skála) gyors ütemű alakulása évről évre [38].

680 fs-os transzformáció-limitált impulzusokkal kriogenikus hőmérsékletű kongruens LN-ot (CLN) pumpálva meglehetősen nagy, $\sim 3,8\%$ -os konverziós hatásfokot [58, 59], szobahőmérsékletű sztöchiometrikus LN (SLN) esetén pedig $1,7\%$ -os hatásfokot [59] értek el. 800 nm központi hullámhosszú, 150 fs-os pumpálást használva, 100 K-re hűtött LN esetén pedig $0,5\%$ -os hatásfokról számoltak be [60]. A kriogenikus hűtéssel elért $0,5$, illetve $\sim 3,8\%$ -os hatásfokok, ahogy a szerzők is megállapítják, jelentős javulást jelentettek a szobahőmérsékleten mértetekhez képest. Ezeket a hatásfok értékeket az 1.9 ábrán nem tüntettem fel, mivel a hozzájuk tartozó THz-es energia nem haladta meg a tudomány akkori állását.

Az 1.9 ábrán a LN-beli döntött impulzusfrontú pumpálással történő THz-keltés eredményességét láthatjuk az idő függvényében a kísérletileg elért impulzusenergiát (fekete négyzetek, bal oldali logaritmikus skála), illetve konverziós hatásfokot (körök, jobb oldali skála) mércéül választva [38]. A 2010-es évhez tartozó üres szimbólumok az először hibásan mért [61] adatok négy évvel későbbi helyreigazításának [62] felelnek meg. A döntött impulzusfrontú gerjesztés teljesítőképességét demonstrálja, hogy bő évtized alatt a hatásfokban több nagyságrend, az energiában pedig hét nagyságrend növekedést sikerült elérni.

Egy évtizeden keresztül (világviszonylatban!) a legnagyobb (és évről évre folyamatosan növekvő) energiájú THz-es impulzust LN kristállyal, döntött impulzusfrontú gerjesztési módszert alkalmazva lehetett előállítani. 2014-ben azonban a DSTMS szerves nemlineáris kristályban kollineáris sebességillesztéssel sikerült $0,9$ mJ energiát elérni [63], ami duplája a LN-tal abban az évben elért energiának. Hangsúlyozandó azonban, hogy a DSTMS esetén a spektrális csúcs helye a nagyobb frekvenciák felé tolódott, szemben a LN esetéhez tartozó néhány tized THz körüli értékkel. A nagyobb központi frekvenciák felé való tolódás néhány alkalmazás (például részecskék

1.4. A DÖNTÖTT IMPULZUSFRONTÚ GERJESZTÉSI ELRENDEZÉS...

utógyorsítása, lásd 10. fejezet) szempontjából hátrányos. A 7., 8. és 9. fejezetekben ismertetett megoldásoktól [6., 7. és 8. tézispontok] a LN-ban döntött impulzusfrontú gerjesztési módszerrel kelthető THz-es impulzus energiájának jelentős felskálázása várható.

1.4. A döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés korlátai

Az előző alfejezetekben bemutatott döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezést, mely optikai rácsból, leképező elemből, illetve nemlineáris kristályból áll, a továbbiakban a „hagyományos” vagy a „konvencionális” jelzővel illetem. A nemlineáris anyag roncsolási küszöbe mint korlátozó tényező miatt a THz-es energia felskálázásának triviális módja a pumpálás energiájának a pumpáló foltmérettel együtt történő (változatlan intenzitás melletti) növelése lenne. Azonban a kísérletekben [33, 42, 51, 54, 56, 57, 61, 64, 65] használt hagyományos elrendezések a leképező optika jelenléte miatt nem elhanyagolható leképezési hibával rendelkeznek, ami olyan impulzustorzuláshoz vezet, melynek mértéke az optikai tengelytől távolodva nő, redukálván a lokális konverziós hatásfokot. Így a pumpáló-nyaláb szélességének konstans intenzitás melletti növelése a THz-keltés hatásfokának csökkenéséhez vezet.

A kísérletekben rendszerint egy lencsét [33, 42, 54, 56–58, 61, 64] vagy két lencséből álló teleszkópot [50, 51, 57, 66–70] használtak a leképezéshez. Az ilyen típusú elrendezések leképezési hibáinak jellemzéséhez bevált módszer a sugárkövetéses analízis [37, 71]. Kunitski munkatársaival az egy lencsét, lencseteleszkópot és a gyakorlat szempontjából kevésbé releváns egy tükröt, illetve tükröteleszkópot tartalmazó sémákat saját fejlesztésű sugárkövetéses kóddal elemezte, optimalizálta és rangsorolta a leképezési hibák mértéke alapján [71]. Az optimalizálás egy általuk definiált paraméter – mely a pumpáló impulzus csúcsintenzitás félértékéhez tartozó ($\lambda_{\min}$, $\lambda_{\max}$) hullámhosszak csoportkésés-különbségével volt kapcsolatos – minimalizálásával történt. A numerikus algoritmus során az elrendezés geometriáját úgy variálták, hogy semmiféle elméletileg megalapozott útmutató jellegű támpont nem volt birtokukban. Így a legelőnyösebbnek ítélt beállításaik optimális volta megkérdőjelezhető, ugyanis nem kizárt, hogy pusztán lokális szélsőérték-helyeket találtak meg. Mindemellett az általuk optimálisnak tartott elrendezésekben az egyes elemek a szokásos, optikai tengelyre merőleges (v. tükrök esetén közel merőleges) helyzetből akár jelentős mértékben kifordítva állnak [72], ami gyakorlati szempontból is előnytelen. Igény volt tehát egy megbízható, egzakt optimalizálási eljárás kidolgozására.

A leképezési hibák mellett több más hatás is hátrányosan befolyásolja a döntött impulzusfrontú gerjesztési módszerrel történő THz-keltés során a hatásfokot. A dolgozat fókuszában álló LN és LT anyagok esetén az egyik ilyen nem elhanyagolható hatás a komplex dielektromos állandóból származó THz-es abszorpció. Ennek részletes tanulmányozása is fontos az impulzusforrás optimalizálásához. Az ezzel

1.5. A THZ-ES SUGÁRZÁS DETEKTÁLÁSA

kapcsolatos irodalmi háttér részletesebb kifejtése a 2.3.2 pontban található. Szintén minimalizálandó hatás a többfotonos abszorpcióból eredő indirekt THz-es abszorpció. A pumpálás hullámhosszán megjelenő többfotonos abszorpció miatt ugyanis szabad töltéshordozók keltődnek, ami indukált THz-es abszorpcióhoz vezet [46]. Az effektus hatáskeresztmetszete az abszorpció rendjével csökken. A többfotonos abszorpció mértéke fontos szempont a pumpálás hullámhosszának megválasztásakor. Például ZnTe esetén a tipikusan használt 800 nm-en fellépő kétfotonos abszorpció komoly korlátot szab a THz-keltés során [73]. Ezt orvosolandó, hosszabb hullámhosszú pumpálás (pl. 1700 nm) irányában keresték a megoldást [31]. LN esetén 800 nm-en háromfotonos a legalacsonyabb rendű többfotonos abszorpció [46, 66, 74], ami összhangban van az UV abszorpciós él (sztöchiometriától függő) 300 és 325 nm közti pozíciójával [75, 76]. A háromfotonos abszorpció elkerülhető a jól hozzáférhető pl. 1030 vagy 1064 nm-es pumpálással. Ebből kifolyólag a „Tudományos eredmények” c. részben közölt, LN-tal kapcsolatos szimulációs eredményeim többnyire 1030 nm-re vonatkoznak. LT esetében (közel) sztöchiometrikus összetétel esetén az UV abszorpciós él-pozíció egyesek szerint 264 nm-nél [77, 78], mások szerint 260 nm-nél [79] van. Ez lehetővé teszi a jól hozzáférhető, kiemelt fontossággal bíró 800 nm hullámhosszon történő pumpálást anélkül, hogy a háromfotonos abszorpció megjelenne. Ennélfogva a „Tudományos eredmények” c. rész 9.1.2 pontjában közölt, LT-tal kapcsolatos szimulációs eredményeim 800 nm-re vonatkoznak.

Az egyre nagyobb energiájú THz-es sugárzás keltésére irányuló kísérletek tapasztalatai egyrészt az anyagok tulajdonságainak mélyebb megismeréséhez, másrészt az egyre intenzívebb pumpálás, illetve THz-es tér okozta, korábban nem tapasztalt jelenségek megjelenéséhez vezetett. Ez megkövetelte a THz-keltésre szolgáló szimulációk mögött álló modellek tökéletesítését is. A LN-beli optikai egyenirányítással történő THz-keltés legkezdetlegesebb kvantitatív leírása a nemlineáris kölcsönhatás mellett csupán a komplex dielektromos állandóból fakadó abszorpciót és diszperziót vette figyelembe [45]. Ez később kiegészült a döntött impulzusfrontú gerjesztés sajátosságainak, nevezetesen a terjedés nemkollinearitásának, illetve a pumpáló impulzushossz szögdiszperzió miatti változásának [55] figyelembevételével [46]. Egyes modellek figyelembe veszik még a Kerr-effektust [80], illetve a háromfotonos abszorpció hatását [66, 74] is. A legegyszerűbb modell figyelembe veszi a pumpálás intenzív THz-es tér hatására bekövetkező frekvencia-eltolódását és spektrális kiszélesedését (kaszkád effektus), rámutat annak limitáló hatására [48, 49].

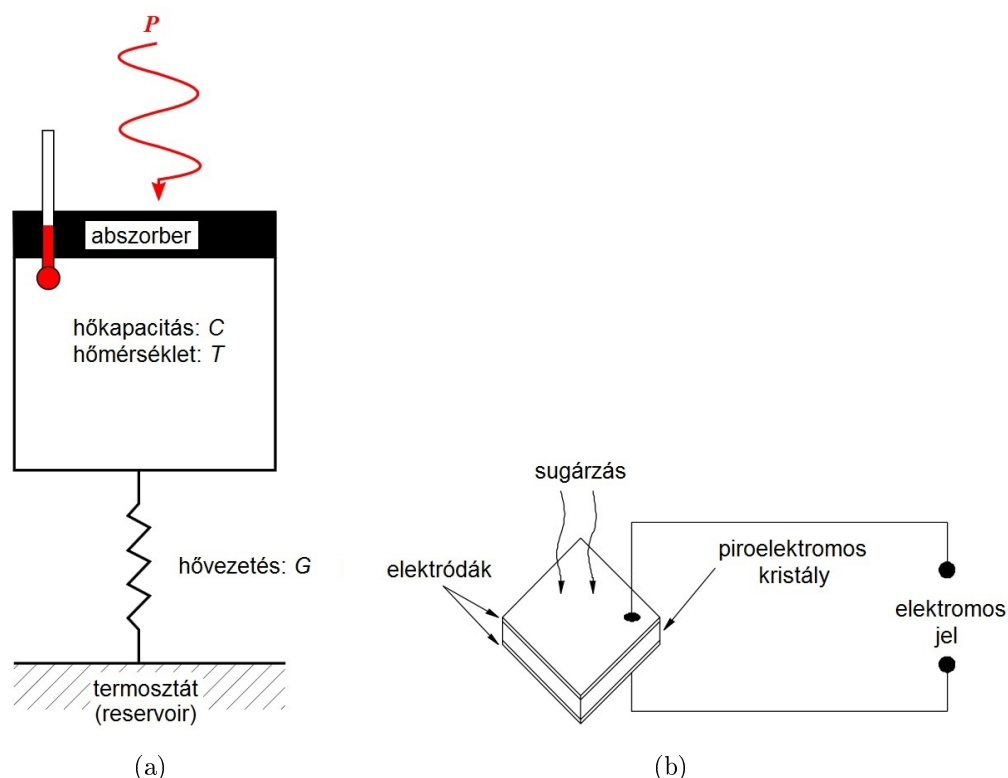
1.5. A THz-es sugárzás detektálása

1.5.1. A bolométer és a piroelektromos detektor

Jelen értekezés központi kérdésköre a THz-es sugárzás keltésének optimalizálása. A teljesség azonban megkívánja, hogy szó essen a sugárzás detektálásáról is.

A THz-es technikában is gyakran használt, igen érzékeny sugármérők a bolo-

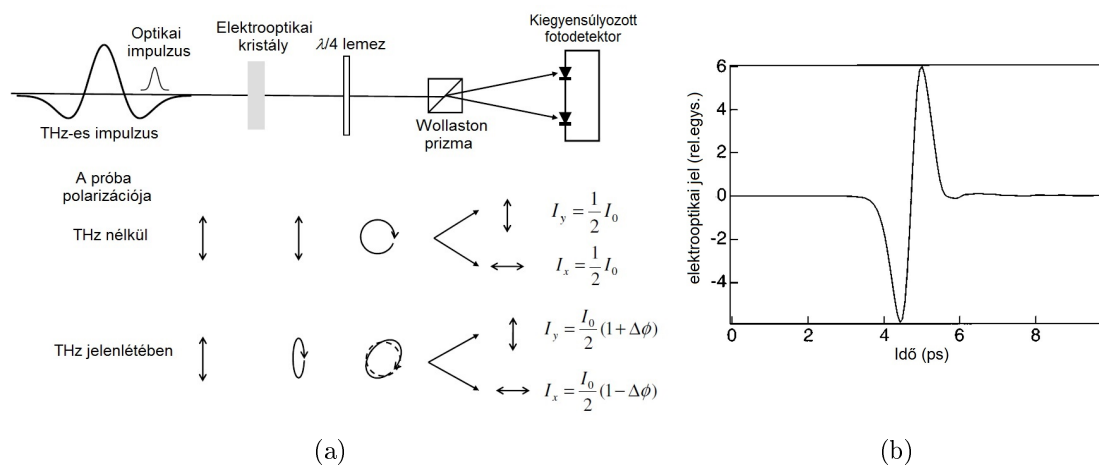
1.5. A THZ-ES SUGÁRZÁS DETEKTÁLÁSA



1.10. ábra. A bolométer [83] (a) és a piroelektromos detektor [84] (b) felépítése.

méterek [81,82]. Az eszköz, ahogy az 1.10(a) ábra [83] is mutatja tartalmaz egy C hőkapacitású hordozóhoz csatlakozó abszorbert. Ez az egység termális kapcsolatban van egy termosztáttal (reservoir). Az abszorbert érő sugárzás hatására bekövetkező hőmérséklet-változás mérése a hozzá csatlakozó érzékeny ellenállás-hőmérő segítségével történik. Az eszköz termális időállandóját a C/G hányados szabja meg. Korábban az abszorber rendszerint vékony fémfólia volt. Ezeket az eszközöket nem kellett hűteni. Napjainkra azonban elterjedtek a sokszor érzékenyebb félvezető vagy szupravezető abszorbert tartalmazó, kriogenikus hűtést igénylő bolométerek. A bolométereket kis, tipikusan 0,1 mW teljesítmény (pl. 100 nJ impulzusenergia, 1 kHz ismétlési frekvencia) alatti sugárzás esetén használják. Ennél nagyobb teljesítmény esetén a piroelektromos detektorok használata javasolt. A piroelektromos detektor (1.10(b) ábra [84]) szintén a termális detektorok családjába tartozik [82]. Az eszköz lelke a piroelektromos kristály, mely tipikusan deuterált L-alanin adalékolású triglicén szulfát (DLaTGS), lítium-tantalát (LT) vagy ólom-zirkónium-titanát kerámia (PZT) [85]. A piezoelektromos lapka két oldalára elektródákat helyeznek, melyek egyikét fekete abszorber réteggel vonják be. Az elektromos jel a piroelektromos hatás révén keletkezik. Az eszköz szobahőmérsékleten működik, hűtést, előfeszítést nem igényel.

1.5. A THZ-ES SUGÁRZÁS DETEKTÁLÁSA



1.11. ábra. Az elektrooptikai mintavételezés sematikus rajza (a) [87]. A próbanyaláb polarizáció-változásának illusztrációja a THz-es tér nélkül, illetve annak jelenlétében (a). ZnTe kristállyal detektált elektrooptikai jel időbeli lefutása (b) [86].

1.5.2. Az elektrooptikai mintavételezés

Az elektrooptikai mintavételezés, mint detektálási módszer fő jellemzője és egyben előnye is, hogy vele a THz-es impulzus elektromos terének időfüggése mérhető [86]. Ahogy azt a neve is kifejezi, a módszer a lineáris elektrooptikai hatáson (Pockels-hatás) alapul. A THz-es impulzus elektromos tere az elektrooptikai kristályban kettőstörést indukál. A törésmutató-változás a THz-es impulzus elektromos térerősségével arányos. A nagy intenzitású THz-es (ps-os) impulzus által indukált változást kis intenzitású, fs-os próbaimpulzussal tapogatjuk le. Az 1.11(a) ábra mutatja az összeállítás elemeit [87]. Az elektrooptikai kristály után $\lambda/4$ lemez helyezkedik el, mely a lineárisan polarizált próbaimpulzusból cirkulárisat hoz létre THz-es tér hiányában. A Wollaston-prizma pedig a nyalábot két egymásra merőleges polarizációjú nyalábbá szeparálja, melyek kiegyensúlyozott fotodetektorra érkeznek, ami ezen nyalábok intenzitásainak különbségét méri. THz-es tér hiányában nem mér jelet. Ahogy azt az 1.11(a) ábra alsó sora kvalitatíve mutatja, THz-es tér jelenlétében az indukált kettőstörés – melynek mértéke a THz-es térerősséggel arányos – miatt a lineáris polarizáció enyhén elliptikussá válik. A $\lambda/4$ lemez mögött pedig a körtől kismértékben eltérő elliptikus polarizáció jön létre. A detektor a prizma által szeparált nyalábok közti intenzitáskülönbséget méri, ami a THz-es térerősséggel arányos. A módszerrel akkor következtethetünk a THz-es tér adott fázisú pontjához tartozó térerősségre, ha a próbaimpulzus konstans teret érzékel, azaz a próbaimpulzus csoportsebessége megegyezik a THz-es impulzus fázissebességével (sebességillesztés). A pumpa és a próba közti időkésleltetést változtatva a THz-es tér térerősségének időbeli lefutása „letapogatható”.

A ZnTe mint elektrooptikai kristály kitűnően alkalmas ilyen típusú mérésekre [86, 88, 89] egyrészt elektrooptikai együtthatójának viszonylag nagy értéke, más-

1.5. A THZ-ES SUGÁRZÁS DETEKTÁLÁSA

részt a sebességillesztés teljesíthetősége miatt (800 nm esetén). A módszer olyan beállításnál a legérzékenyebb, amikor a kettőstörés mértéke legjobban érvényesül, azaz mind az optikai, mind a THz-es tér polarizációja egy $\langle 110 \rangle$ orientációjú kristály $[1\bar{1}0]$ tengelyével párhuzamos. Az 1.11(b) ábrán ilyen összeállítással 12 000:1-es jel/zaj viszony mellett mért elektrooptikai jel látható [86].

A nagy és extrém-nagy energiájú THz-es impulzusok karakterizálásában az elektrooptikai mintavételezés standard módszer. Az így meghatározott elektromos térerősség-idő függvényből Fourier-transzformációval határozható meg a spektrális intenzitás. A THz-es foltméret ismeretében pedig meghatározható az impulzus energiája.

2. fejezet

Terahertzes anyagok karakterizálása

Az értekezés tárgyköre a döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-es impulzusforrások tervezése, optimalizálása. Az impulzusforrás teljesítőképességében meghatározó szerepe van a keltő közegnek. Az optikai egyenirányítás alapján működő impulzusforrások tervezéséhez, fejlesztéséhez az anyag optikai tartománybeli (értse ezalatt a továbbiakban a pumpálás tipikus látható vagy közeli infravörös tartományát) és THz-es tartománybeli jellemzőinek ismeretére van szükség. A törésmutatók az impulzusfront-dőlés szögét határozzák meg, az abszorpciók az intenzitás csökkenéséért felelősek. Az optikai tartományra vonatkozó törésmutatók és abszorpciós együtthatók a szakirodalomból könnyen hozzáférhetők, így azokra irányuló vizsgálatok megtételét nem láttam indokoltnak. Számos, THz-keltés szempontjából fontos anyag esetén viszont az optikai (pumpálás) tartományon fellépnek olyan (tágabb értelemben vett) nemlineáris effektusok, melyek a pumpáló-nyalábok torzulásához vezetnek. Ilyen pl. a fotorefrakció (FR) [90] és a termo-optikai effektus [91, 92]. Természetesen a THz-es tartománybeli törésmutató és abszorpció ismerete is kulcsfontosságú. LN és LT anyagok esetén főleg az extraordinárius polarizációhoz tartozó értékek érdekesek a kimagaslóan nagy értékű nemlineáris optikai tenzorelem kihasználhatósága miatt. Az extraordinárius polarizáció az elektromos tér és a kristály optikai tengelyének párhuzamos, az ordinárius polarizáció azok merőleges helyzetét jelenti.

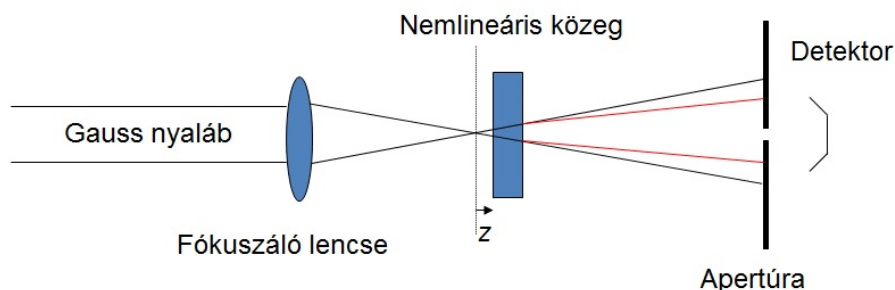
Nemlineáris optikai karakterizálással csak az optikai tartományon foglalkozom, az ezzel kapcsolatos tudományos előzmények a 2.1 és a 2.2 alfejezetekben, a tudományos eredmények pedig a 3. és a 4. fejezetekben olvashatók. A látható, illetve a THz-es tartománybeli lineáris optikai tulajdonságokkal kapcsolatos tudományos előzmények a 2.3 alfejezetben, a tudományos eredmények pedig az 5. fejezetben találhatóak. Ami az anyagválasztást illeti, ezen témakörben (is) zömmel a LN-ra, kisebb mértékben a LT-ra összpontosítok. E két, THz-keltésre kitűnően alkalmas anyag bemutatása, összehasonlítása a 2.4 alfejezet tárgya.

2.1. A nemlineáris törésmutató és a nemlineáris abszorpció mérése

Nemlineáris optikai folyamatok szimulálásához, kísérletek tervezéséhez az anyag releváns paramétereinek ismerete nélkülözhetetlen. Számos esetben a harmadrendű $\chi^{(3)}$ nemlineáris szuszceptibilitás hatása nem elhanyagolandó. A $\chi^{(3)}$ négyzetgyökének valós része kapcsolatos az anyag n_2 nemlineáris törésmutatójával, képzetes része pedig a β nemlineáris (kétfotonos) abszorpciós együtthatójával. Az anyag nemlineáris törésmutatójának hatása a $d\phi = -k_0 n_2 I dz$ nemlineáris fázistolásban, a nemlineáris abszorpcióé a $dI = -\beta I^2 dz$ intenzitáscsökkenésben nyilvánul meg, ahol I az intenzitás. A fényindukált nemlineáris törésmutató-változás eredete nemcsak a $\chi^{(3)}$ -hoz kapcsolódó Kerr-effektus [93] lehet, hanem például a korábban említett fotorefrakció vagy a termo-optikai effektus is (lásd 2.2 alfejezet). Nemlineáris optikai alkalmazások szempontjából sok esetben (pl. jelen értekezés tárgyát képező THz-keltési folyamatok során is) ezek a hatások károsak, lehetőség szerint minimalizálандók, mivel nemlineáris torzulásokhoz vezetnek, kevésbé hatékonyá téve a frekvenciakonverziót.

A nemlineáris törésmutató és nemlineáris abszorpciós együttható mérésére a kétsugaras időbontott interferometria [94] egy lehetséges módszer. A mintán a nagy intenzitású nyaláb kétszer áthalad, majd gyengítés után egy kis intenzitású referencianyalábbal egyesül. A keletkező interferenciaképet streak kamera bemenetére képezik, majd az intenzitást változtatva a gyűrűeltolódást vizsgálják. A spektrális analízis módszere [95] a referenciamintán és az ismeretlen mintán áthaladó impulzus spektrumának összehasonlításán alapul. Az ismeretlen mintán áthaladó nyaláb intenzitását addig változtatják, míg a transzmissziós spektrumok megegyeznek.

A széles körben elterjedt, egyszerű, igen érzékeny z -scan eljárás mára a nemlineáris törésmutató és abszorpciós együttható mérésének standard módszerévé vált. Az eljárást eredetileg Gauss-nyalábokra dolgozták ki [96], a mai gyakorlatban is ez a legnépszerűbb változata, noha már más nyalábtípusokra is adaptálták. A mérés során a nemlineáris mintát lencsével fókuszált Gauss-nyaláb fókuszsíkjá környezetében mozgatják (szkennelik) a nyalábterjedés irányában. Eközben egy távoli zónában



2.1. ábra. A z -scan mérési elrendezés.

2.1. A NEMLINEÁRIS TÖRÉSMUTATÓ ÉS A NEMLINEÁRIS...

elhelyezett detektorral a nyaláb apertúrával kiválasztott középső részének teljesítményét mérik a minta (z) pozíciójának függvényében (lásd a 2.1 ábrát). Az n_2 mérése tipikusan „zárt apertúrák” mérésekkel történik, amikor is az apertúra sugara lényegesen kisebb a detektálási síkbeli nyalábsugárnál. A detektor jele ekkor arányos a nyaláb közepének intenzitásával. A normált transzmisszió a mért transzmisszió (apertúrán átmenő teljesítmény) és a nemlineáris hatásoktól mentes esetben (a fókuszsíktól távol elhelyezett minta esetén) mért transzmisszió hányadosa. A z -scan görbe alatt a z függvényében ábrázolt normált transzmissziót értjük. Ha nincs az apertúra méretére, vagy annak teljes kinyitására („nyitott apertúra”) való bármiféle utalás, akkor „ z -scan” alatt általában a „zárt apertúrák” eset értendő. A nemlineáris közeg úgy viselkedik, mint egy lencse, melynek fókusz távolsága a minta pozíciójától függ. Pozitív n_2 esetén a minta gyűjtőlencseként viselkedik, azaz fókusz előtti ($z < 0$) pozícióba helyezve csökkenést, fókusz mögöttibe ($z > 0$) helyezve pedig növekedést okoz a detektor jelében, ahogy a 2.2(a) ábra völgy-hegy szerkezete mutatja. Negatív n_2 esetén a görbe menete ellentétes. A nemlinearitás hatásának mértékét azzal a

$$\Delta\phi_0 = -k_0 n_2 I_0 L \quad (2.1)$$

nemlineáris fázistolással szokás jellemezni, mely a fókusz síkban ($z = 0$) elhelyezett L vastagságú vékony mintában ($L \ll z_0$) az optikai tengely mentén ($r = 0$) jönne létre. A (2.1) kifejezésben $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ a vákuumbeli hullámszám, n_2 a nemlineáris törésmutató, I_0 a nyaláb intenzitása az $r = 0, z = 0$ pontban. Sheik-Bahae és munkatársai [96] vékony minta és gyenge nemlinearitás (pontos definíciót lásd a 3.1 alfejezetben) esetére a következő analitikus formulát adják meg a távoli zónabeli zárt apertúrák normált transzmisszióra:

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{4\left(\frac{z}{z_0}\right)\Delta\phi_0}{\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 1\right]\left[\left(\frac{z}{z_0}\right)^2 + 9\right]}, \quad (2.2)$$

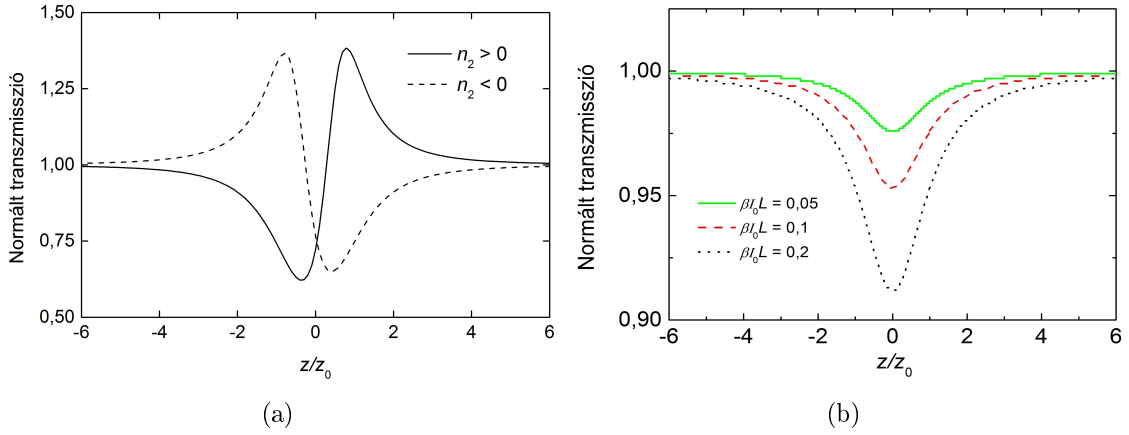
ahol z a minta koordinátája (a fókusz síkot tekintve $z = 0$ -nak), z_0 a Rayleigh-hossz. A 2.2(a) ábra görbéi a (2.2) formula alapján készültek $|\Delta\phi_0| = 0, 2$ esetén. Vastag minták és gyenge nemlinearitás esetén a transzmisszióra Hermann és munkatársai a

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{1}{4} \frac{\Delta\phi_0}{L} z_0 \ln \left[\frac{9 + \left(\frac{z-L}{z_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{z-L}{z_0}\right)^2} \cdot \frac{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}{9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \right] \quad (2.3)$$

összefüggést vezették le analitikusan [97]. A (2.3) összefüggésben z a minta belépő síkjának a koordinátáját jelöli a nyalábnyakhoz viszonyítva. Felhívom a figyelmet, hogy a (2.3) összefüggés arra az esetre vonatkozik, amikor a közeg lineáris törésmutatója $n_0 = 1$. Vékony minta határátmenetben a (2.3) összefüggés a (2.2) összefüggésbe megy át.

A nemlineáris abszorpció meghatározásának legegyszerűbb módja a „nyitott apertúrák” z -scan mérések végzése, mely során a teljes nyaláb teljesítményét detektáljuk.

2.1. A NEMLINEÁRIS TÖRÉSMUTATÓ ÉS A NEMLINEÁRIS...



2.2. ábra. Pusztán nemlineáris törésmutatóval rendelkező minta z -scan görbéi (a). A folytonos vonal tartozik a pozitív, a szaggatott a negatív nemlineáris törésmutatóhoz. Nemlineáris abszorpcióval rendelkező vékony minta nyitott apertúras z -scan görbéi $\beta I_0 L = 0,05$; $0,1$, illetve $0,2$ esetén (b).

Gyenge abszorpció esetén (definíciót lásd a 3.3 alfejezetben) Sheik és munkatársai vékony minták esetén a

$$T(z) = \frac{1}{q_0(z)} \ln(1 + q_0(z)) \quad (2.4)$$

összefüggéssel adják meg a nyitott apertúras z -scan transzmissziót, ahol $q_0(z) = \beta I_0 L / (1 + z^2/z_0^2)$. Különböző mértékű abszorpciókhoz tartozó nyitott apertúras z -scan görbéket mutat a 2.2(b) grafikon.

Vastag mintákra kis abszorpció esetén Hermann és munkatársai a

$$T\left(\frac{z}{z_0}\right) = 1 - \frac{1}{4} \frac{\Delta\phi_0}{L} z_0 \ln \left[\frac{9 + \left(\frac{z-L}{z_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{z-L}{z_0}\right)^2} \cdot \frac{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}{9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \right] - \frac{1}{4} \beta I_0 L \left[\arctg \frac{4 \frac{z}{z_0}}{3 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} - \arctg \frac{4 \frac{z-L}{z_0}}{3 - \left(\frac{z-L}{z_0}\right)^2} \right] \quad (2.5)$$

formulát adják meg [97]. A különböző esetek (vékony/vastag minta, gyenge/erős nemlinearitás) z -scan görbéinek származtatásával számos közlemény foglalkozik. Noha a hagyományos felépítéshez ragaszkodva a „Tudományos előzmények” c. részben volna a helye, mégis a „Tudományos eredmények” c. részben foglalkozom a szakirodalomból megismerhető elméleti modellek eredményeinek összehasonlításával, mivel az egyes elméletek közti ellentmondás tisztázását is tudományos eredményemnek tekintem.

2.2. A FOTOREFRAKCIÓ ÉS A TERMO-OPTIKAI NEMLINEARITÁS

2.2. A fotorefrakció és a termo-optikai nemlinearitás

Fotorefrakció alatt a következő folyamatgyűttest értjük [90,93,98]. Az anyagban az azt megvilágító fény hatására szabad töltéshordozók gerjesztődnek, melyek elsodródhatnak eredeti helyükről és másutt csapdázódnak. Eredeti helyükön rögzített töltéseket (ionizált csapda-centrumokat) hagynak maguk után. Inhomogén intenzitás-eloszlású megvilágítás esetén inhomogén töltéseloszlás alakul ki, mely inhomogén belső elektrosztatikus teret generál. Ez, az elektrooptikai effektuson keresztül az elektromos térrel arányos, helyfüggő törésmutató-változást hoz létre az anyagban. A megvilágítás megszűnte után a törésmutató-változás „beleíródik” az anyagba, mellyel információt tudunk tárolni. A tárolás karakterisztikus ideje az anyag sötétvezetésétől függ. Az információ törlése történhet melegítéssel vagy homogén megvilágítással. Tipikus fotorefraktív anyagok a LiNbO_3 , a KNbO_3 , a $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ és a GaAs . Az anyagok fotorefraktív érzékenysége különböző típusú adalékokkal növelhető és csökkenthető is.

Termo-optikai effektus alatt a hőmérséklet-változás által indukált törésmutató-változást értjük, melynek eredete sok esetben a fény (lineáris és/vagy nemlineáris) abszorpciója. Elegendően intenzív nyaláb esetén e hatás – a fotorefrakcióhoz hasonlóan – a nyaláb nemlineáris torzulását eredményezheti. Optikai rendszerek nagy fényintenzitásnak kitett elemei esetén e (sok esetben számottevő) hatás modellezésére véges elemek módszerén alapuló szoftvereket használnak. A termo-optikai effektushoz rendelhető nemlineáris törésmutató meghatározására szolgáló közelítő modell kidolgozását PhD fokozatszerzésem előtt tettem meg [92].

A z -scan módszerrel mind a fotorefrakció, mind a termo-optikai effektus vizsgálható [99]. Míg a fotorefrakcióra hegy-völgy konfigurációjú z -scan görbe (2.1 ábra $n_2 < 0$ esete), addig a termo-optikai effektusra ezzel ellentétes konfiguráció jellemző (2.1 ábra $n_2 > 0$ esete).

PhD értekezésem tárgya adalékolatlan, illetve Mg-mal adalékolt LN kristályok fotorefrakciójának és termo-optikai tulajdonságának vizsgálata volt. z -scan mérésekkel megállapítottam, hogy a Mg-adalékolás jelentősen csökkenti az anyag fotorefrakcióját. Sztöchiometrikus összetétel esetén 0,68, kongruens összetétel esetén kb. 5,0 mol% Mg-koncentráció felett a fotorefrakció praktikusán megszűnik [99].

2.3. Lineáris optikai tulajdonságok

2.3.1. A LiNbO_3 és a LiTaO_3 tulajdonságai az optikai tartományon

A döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-keltés tervezéséhez az optikai tartománybeli paraméterek is fontosak. A fázisillesztés miatt a törésmutató ismerete kiemelt fontosságú. A törésmutató megadásának tipikus formája a Sellmeier-egyenlet. Periodikusan polarizált LN-ot (PPLN) tartalmazó optikai parametrikus

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK

összcillátoron (OPO) alapuló mérésekkel a CLN extraordinárius polarizációs irányhoz tartozó törésmutatóját vizsgálták a hőmérséklet függvényében [100]. E publikáció alapján a törésmutató a $0,632\text{--}3,39\text{ }\mu\text{m}$ hullámhossztartományon meghatározható. Szintén OPO-n, illetve másodharmonikus keltésen alapuló mérések alapján egy szűkebb ($0,4\text{--}1,2\text{ }\mu\text{m}$) hullámhossztartományon kapunk információt a LN hőmérsékletfüggő törésmutatójáról ordinárius és extraordinárius polarizáció esetén [101, 102]. Lehetőség van a pontos sztöchiometria [101], Mg-mal adalékolt kristály esetén pedig a Mg-koncentráció [102] figyelembevételére is. A nemlineáris optikai alkalmazások során előszeretettel használt, a fotorefrakciós küszöbkonzentrációhoz közeli $5,0\text{ mol}\%$ Mg-koncentrációjú kongruens és $1,0\text{ mol}\%$ Mg-koncentrációjú sztöchiometrikus kristályok extraordinárius hőmérsékletfüggő törésmutatója széles hullámhossztartományon ($0,5\text{--}4\text{ }\mu\text{m}$) könnyedén meghatározható a megadott Sellmeier-együtthatók segítségével [103]. A számítások, szimulációk során LN esetén legtöbbször erre a forrásra hagyatkozom, LT esetén pedig az alábbira.

A gyakorlati szempontból releváns $1,0\text{ mol}\%$ Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LT hőmérsékletfüggő extraordinárius törésmutatóját periodikusan polarizált LT (PPLT) OPO-n alapuló mérésekkel, illetve másodharmonikus keltés alapján határozták meg [104]. A Sellmeier-formulák a $0,5\text{--}4\text{ }\mu\text{m}$ hullámhossztartományon adnak megbízható eredményt.

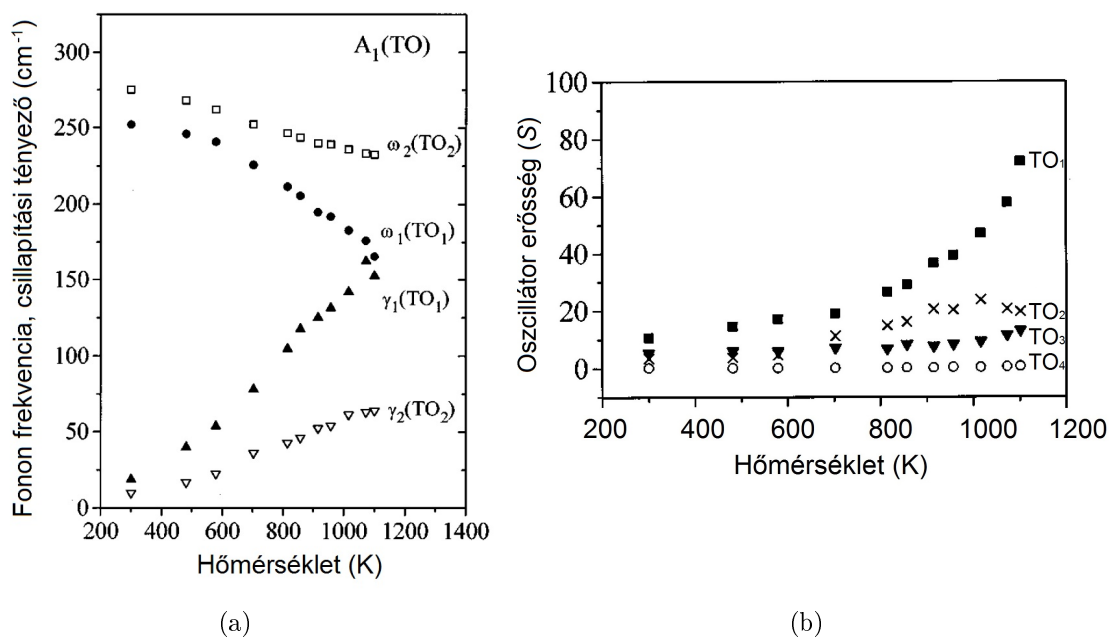
2.3.2. A LiNbO_3 és a LiTaO_3 dielektromos tulajdonságai a THz-es tartományon

LiNbO_3

Ebben az alponyban a LN Raman-, infravörös- és THz-es spektroszkópiai vizsgálatinak eredményeit foglalom össze. Az adalékolatlan kongruens LN THz-es tartománybeli abszorpciójával és törésmutatójával kapcsolatban már a hatvanas években jelentek meg közlemények [105, 106]. A $3,3\text{--}33,3\text{ THz}$ tartományon meghatározták az abszorpciós együtthatót és a törésmutatót [105]. Megállapították, hogy ordinárius polarizáció esetén az abszorpció mintegy kétszerese az extraordináriusénak. Megmutatták, hogy a 300 K -ről 80 K -re való hűtés az abszorpciót jelentősen csökkenti. Továbbá nagymértékű kettőstörést, illetve jelentős diszperziót tapasztaltak [105].

Nem sokkal később Raman-szórásos kísérletekkel a vonalak szélességének hőmérsékletfüggését vizsgálták széles ($90\text{--}1100\text{ K}$) hőmérséklet-tartományon [106]. A LN Raman-módusainak hőmérsékletfüggését Ridah és munkatársai is vizsgálták [107, 108]. A legalacsonyabb rendű $A_1(\text{TO})$ transzverzális optikai módusok esetén a fonon frekvencia csökkenését, illetve a csillapítás növekedését állapították meg a hőmérséklet növekedésével [108]. Például a legalacsonyabb rendű módus frekvenciája 252 cm^{-1} ($7,56\text{ THz}$) értékről 160 cm^{-1} ($4,8\text{ THz}$) értékre tolódott, miközben a hőmérséklet szobahőmérsékletéről 1100 K -re nőtt (2.3(a) ábra). A csillapítás mértékének növekedése is igen jelentős volt (2.3(a) ábra). Magasabb rendű módusok esetén a változások hasonló tendenciájúak, de kevésbé markánsak voltak. A legala-

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK

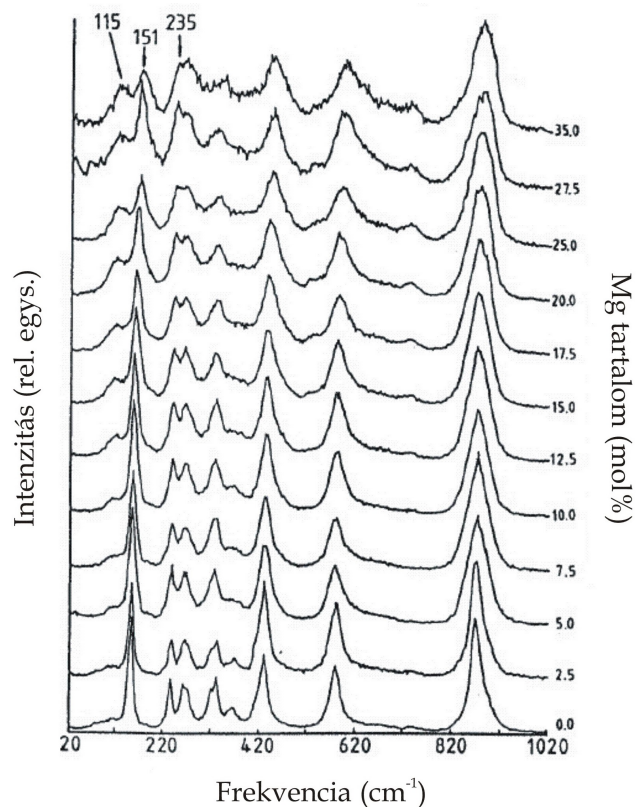


2.3. ábra. A kongruens LN alacsonyrendű $A_1(TO)$ módusaihoz tartozó fonon frekvencia és csillapítási tényező (a), illetve oszcillátor erősség (b) a hőmérséklet függvényében [107].

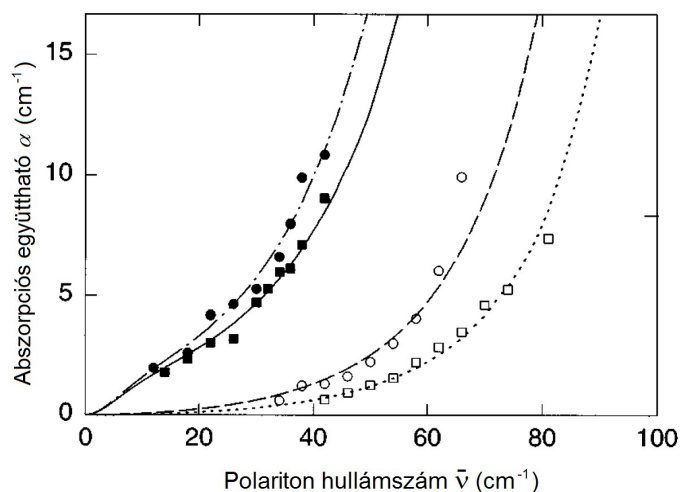
csenyabb rendű, $A_1(TO_1)$ módushoz tartozó oszcillátorerősség jelentős növekedését tapasztalták a hőmérséklet növelésével. A módus rendjének növekedésével e jelleg megmaradt, de a változás mértéke csökkent (2.3(b) ábra). A 2.3 ábrán látható viselkedések teljes összhangban vannak azzal a ténnyel, miszerint a THz tartománybeli abszorpció a hőmérséklet növekedésével nő. A Mg-mal adalékolt kongruens LN kristályok Raman-vizsgálata során fontos eredmény volt a 115 cm^{-1} (3,45 THz), illetve 151 cm^{-1} (4,53 THz) frekvenciákhoz tartozó csúcsok intenzitásainak a Mg-koncentrációtól való függésének megállapítása [109]. A Mg-koncentráció növelésével a 115 cm^{-1} (3,45 THz) frekvenciához tartozó csúcs intenzitása monoton növekedést, a 151 cm^{-1} (4,53 THz) frekvenciához tartozó pedig monoton csökkenést mutatott (2.4 ábra). Ez előbbi csúcsot a Mg-ionok, míg az utóbbit a Li-ionok translációs rezgéseinek tulajdonították.

Az alacsony frekvenciájú fonon-polaritonok LN-beli terjedésének és csillapításának vizsgálata során az adalékoltalan és Mg-mal adalékolt kongruens LN kristályt állították egymással párhuzamba 300, illetve 77 K hőmérsékleteken [110]. Ahogy azt a 2.5 ábra is mutatja, a hőmérséklet csökkentésével mindkét vizsgált összetétel esetén csökken az abszorpció, összhangban mások eredményeivel. A Mg-dópolás hatására is csökkent az abszorpció. A 2.5 ábrán a négyzetek a Mg-mal adalékolt mintához, a körök az adalékoltalanhoz tartozó mérési pontok. A kitöltött szimbólumok vonatkoznak szobahőmérsékletre, az üresek 77 K-re. Qui és munkatársai Raman-mérések során a Mg-mal adalékolt minta spektrumában 115 cm^{-1} (3,45 THz) frekvencián

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK



2.4. ábra. Adalékolatlan és Mg-mal adalékolt kongruens LN Raman-spektrumai [109].



2.5. ábra. Adalékolatlan (körök) és Mg-mal adalékolt (négyzetek) kongruens LN mért (diszkrét pontok) és illesztett (folyonos vonalak) abszorpciós együttható-spektruma 300 (kitöltött szimbólumok) és 80 K (üres szimbólumok) hőmérsékleten [110].

csúcsot észleltek, az adalékolatlan kongruens minta esetén pedig 105 (3,15 THz), il-

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK

	LiNbO ₃		LiTaO ₃	
	ordinárius	extraordinárius	ordinárius	extraordinárius
ϵ_{dc}	44,6	26,3	41,4	40,4
S_0	31,4	5,7	28	32
$\bar{\nu}_0$ (cm ⁻¹)	152	130	142	200
Γ_0 (cm ⁻¹)	17	23	5	45

2.1. táblázat. A LN és LT 2.6 ábrán bemutatott görbéihez tartozó illesztési paraméterek ($\epsilon_{dc} = \epsilon_\infty + S_0$) [114].

letve 120 cm⁻¹ (3,6 THz) frekvenciákon egymást némiképp átfedő kettős csúcsot találtak [110]. Qui és munkatársai felhasználva a [111] közleményekben közzétett paraméterértékeket, a 2.5 ábra mért görbéit az

$$\epsilon(\bar{\nu}) = \epsilon_\infty + \frac{S_0 \bar{\nu}_0^2}{\bar{\nu}_0^2 - \bar{\nu}^2 - i\bar{\nu} \delta\bar{\nu}_{\text{eff}}} \quad (2.6)$$

dielektromos állandóval sikeresen illesztették, melyben

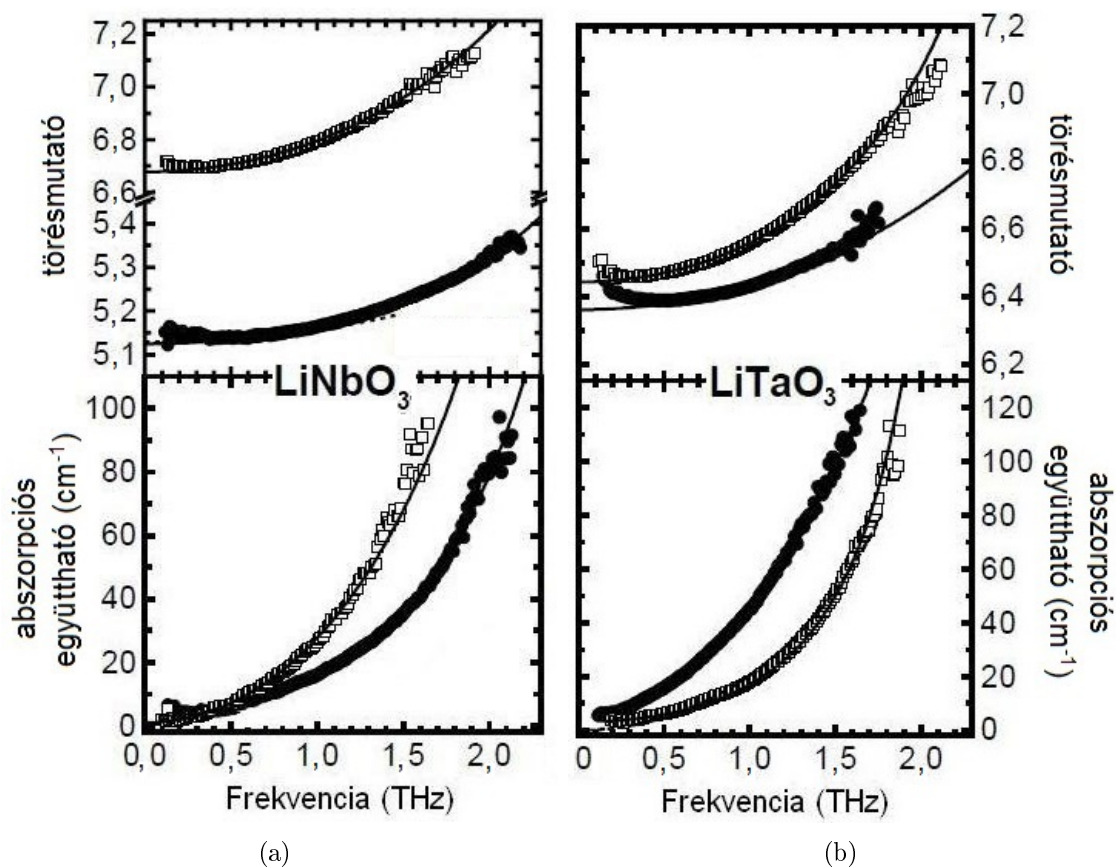
$$\delta\bar{\nu}_{\text{eff}} = \delta\bar{\nu}_0 + \frac{1}{i\bar{\nu}} \sum_j \frac{K_j}{\bar{\nu}_j^2 - \bar{\nu}^2 - i\bar{\nu} \delta\bar{\nu}_j}. \quad (2.7)$$

A megszokott egyszerű Lorentz-oszcillátor modelltől ez annyiban különbözik, hogy a (2.6) egyenletben szereplő $\delta\bar{\nu}_{\text{eff}}$ értéke nem konstans. Megmutatták, hogy a polaritonok csillapodásának és diszperziós relációjának helyes leírásához a csillapítási tényezőt a (2.7)-es egyenlet szerint kell figyelembe venni, kifejezván az alacsony frekvenciájú gerjesztések és a polaritonok mechanikai része közti csatolást [112, 113]. A (2.6) és a (2.7) egyenletben szereplő paraméterek közül az egyetlen szabad illesztési paraméter a K_j volt, az összes többit a Raman-mérések által meghatározott értékekkel azonosították. Adalékolatlan minta esetén j értéke 1 és 2, Mg-mal adalékolat esetén pedig 1 volt. A Mg-mal adalékolat LN esetén $\bar{\nu}_1 = 115$ cm⁻¹ (3,45 THz) az adalékolatlan LN esetén pedig $\bar{\nu}_1 = 105$ cm⁻¹ (3,15 THz), illetve $\bar{\nu}_2 = 120$ cm⁻¹ (3,6 THz) frekvenciaértékek voltak az illesztési paraméterek. Az illesztés többi paramétere a [110] közleményben megtalálható.

Adalékolatlan kongruens LN 0,1–2,0 THz-es frekvenciatartományra vonatkozó törésmutatójáról, illetve abszorpciós együtthatójáról Schall és munkatársai közleményéből meríthetünk információt [114]. Mind az ordinárius mind az extraordinárius irányhoz tartozó mérési eredmények szobahőmérsékletre vonatkoznak (2.6 ábra). A mérési pontokat Lorentz-oszcillátor modellel illesztették, mely annyiban különbözött a (2.6) egyenletbelitől, hogy a csillapítási együtthatót konstansnak választották. Mindkét polarizáció esetén csupán egyetlen oszcillátor tagot vettek figyelembe. A komplex dielektromos állandót az

$$\epsilon(\bar{\nu}) = \epsilon_\infty + \frac{S_0 \bar{\nu}_0^2}{\bar{\nu}_0^2 - \bar{\nu}^2 - i\bar{\nu}\Gamma} \quad (2.8)$$

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK



2.6. ábra. Az adalékolatlan kongruens LN (a) és LT (b) mért törésmutatói a felső, abszorpció együtthatói az alsó ábrarészekben látható. Az ordinárius polarizációhoz az üres négyzetek, az extraordináriushoz a tömör karikák tartoznak. Az illesztési görbék a folytonos vonalak [114].

alakban adták meg, melyből az $n = \text{Re}(\sqrt{\epsilon(\bar{\nu})})$ törésmutatót és az $\alpha = 4\pi\bar{\nu}\text{Im}(\sqrt{\epsilon(\bar{\nu})})$ abszorpció együtthatót határozták meg. Ahogy a 2.6 ábrán is látható, az illesztések (folytonos görbék) sikeresnek mondhatók. Az illesztés paramétereit a 2.1 táblázatban láthatjuk. Ordinárius polarizáció esetén az illesztési paraméterek jó közelítéssel visszaadják mások korábbi eredményeit [111]. A mérési pontoknak az illesztéstől való 92 cm^{-1} ($2,76 \text{ THz}$) körüli eltéréseinek oka a Raman-spektrumban is jelentkező, mások által is kimutatott gyenge rezonancia [115]. Míg ordinárius polarizáció esetén a $\bar{\nu}_0 = 152 \text{ cm}^{-1}$ ($4,56 \text{ THz}$) rezonancia frekvencia (2.1 táblázat) összhangban van korábbi eredményekkel, addig extraordinárius polarizáció esetén a $\bar{\nu}_0 = 248 \text{ cm}^{-1}$ ($7,44 \text{ THz}$) rezonancia frekvenciától lényegesen el kellett térniük (2.1 táblázat) a jó illeszkedés érdekében.

2.3. LINEÁRIS OPTIKAI TULAJDONSÁGOK

LiTaO₃

A LT a LN-tal sok tekintetben, többek közt a távoli infravörös tartományon való viselkedés vonatkozásában is rokon természetű. A jelen értekezésben bemutatásra kerülő tudományos eredményeimben a LN-nál kisebb hangsúlyt kap, több esetben inkább alternatív lehetőségként említem. Kivételt képez ezalól a 9.1.2 pont, ami kifejezetten a LT-ra épít. A LT-hoz kapcsolódó tudományos háttérrel is tömörebben foglalom össze.

A LT kristály Raman-vizsgálatai – hasonlóan a LN-hoz – a hatvanas évekig nyúlnak vissza [106]. A legalacsonyabb frekvenciájú rezonanciahely az $A_1(\text{TO})$ módus esetén 201 cm^{-1} (6 THz) [106, 116], az E módus esetén 142 cm^{-1} (4,26 THz) [116] frekvencián van. Az $A_1(\text{TO})$ módus esetén a LN 248 cm^{-1} (7,44 THz) frekvenciájától való jelentős eltérés magyarázat a LT extraordinárius polarizációs irány esetén tapasztalt THz-es tartománybeli nagyobb törésmutatójára és abszorpciós együtttható-jára. Szobahőmérsékleten a 6 THz-nél tapasztalható erősebb rezonanciahelyet (egy 1 THz-en látható lényegesen gyengébbel együtt) fonon polaritonok időbontott vizsgálatával is kimutatták [112].

Adalékolatlan kongruens LT (CLT) esetén a 0,1–2,0 THz-es tartományon időtartománybeli THz-es spektroszkópia (ITS) módszerrel meghatározták a dielektromos állandó valós és képzetes részét [117], illetve a törésmutatót és abszorpciós együttthatót [114]. Szintén adalékolatlan kongruens LT esetén, úgyszintén ITS módszerrel, de szélesebb (0,1–6,0 THz) frekvenciatartományon is meghatározták a törésmutatót és a $\kappa = \alpha/4\pi\nu$ extinkciós együttthatót. Schall és munkatársai szobahőmérsékletre és mindkét polarizációs irányra vonatkozó mért törésmutató és abszorpciós együtttható-spektrumai a 2.6(b) ábrán láthatók. A folytonos görbék a (2.8) egyenlet szerinti Lorentz-féle osszcillátor-moddal illesztett görbék. Az illesztési paraméterek a 2.1 táblázatban találhatók. Ellenőrzéssel megállapítottam, hogy Schall és munkatársai által az ordinárius polarizációra megadott $\Gamma = 5\text{ cm}^{-1}$ érték elírás, a törésmutató- és abszorpciós együtttható-spektrumok jó illesztéséhez a $\Gamma \approx 15\text{ cm}^{-1}$ paraméterválasztás a megfelelő. Ordinárius polarizáció esetén a rezonanciafrekvencia azonos a [116, 118] közleményekben szereplővel, extraordinárius esetén pedig az illesztési paraméterek jó összhangban vannak az infravörös mérések [118] eredményeivel.

A 2.6(b) ábra szerint extraordinárius polarizáció esetén a LT törésmutatója lényegesen nagyobb a LN-énál. Ordinárius esetben fordított a helyzet és a különbség nem ennyire számottevő. Az abszorpciós együttthatót tekintve hasonló a szituáció, azaz extraordinárius polarizáció esetén a LT abszorpciós együttthatója nagyobb, ordinárius esetén pedig kisebb a LN-énál.

A THz-keltés szempontjából a sztöchiometrikus LT (SLT) fontosabb a kongruensnél, mint az majd az 5.2 alfejezetben kifejtésre kerül. Erre az anyagra vonatkozóan viszont csak a THz-keltés szempontjából kevésbé fontos ordinárius polarizációra találhatók adatok [119].

2.4. A LiNbO_3 és a LiTaO_3 mint THz-keltésre alkalmas anyagok

Mind a LN, mind a LT kimagaslóan nagy értékű d_{33} nemlineáris optikai tenzor-komponenssel rendelkezik (LN: ~ 25 pm/V [120, 121], LT: ~ 13 pm/V [121–124]), lehetővé téve széles körű nemlineáris optikai alkalmazásokat. Rokon viselkedésük más téren is megmutatkozik. Mindkét anyag kongruens és sztöchiometrikus (vagy kvázi sztöchiometrikus) összetételben is növeszthető. Kongruens kristályok esetén a Li/Nb(Ta) arány jellemzően $\sim 0,95$, sztöchiometrikusak esetén pedig jó közelítéssel 1. Döntően a kristálynövesztési eljárás határozza meg a sztöchiometriát. További rokon vonás, hogy mindkét anyag fotorefraktív [125] (2.2 alfejezet) és mindkettőt általában magnéziummal adalékolják annak érdekében, hogy redukált fotorefrakció mellett hatékonyabb nemlineáris optikai frekvenciakonverzió [126, 127] legyen megvalósítható. Különbözőképp viselkedik azonban a SLN és a SLT a fotorefrakció Mg-adaléktól való függésének tekintetében. SLN esetén a Mg-adalékolás jelentősen csökkenti a fotorefrakciót, 0,68 mol% küszöbkoncentráció felett praktikusán meg is szünteti azt [53]. Ezzel szemben SLT esetén a 0,0–2,0 mol% közti Mg-koncentrációjú minták küszöb felettiként viselkednek, fotorefraktív roncsolási küszöbük azonos. E küszöbérték mellesleg a magas roncsolási küszöbvel rendelkező 0,68 mol% tartalmú SLN-ével megegyezik [125].

Koercitív tulajdonságaiknak köszönhetően mindkét anyag alkalmas periodikus domén-invertált struktúra létrehozására [128, 129], ami tömbi vagy hullámvezető anyagban kvázi-fázisillesztett [130] nemlineáris optikai folyamatok megvalósítását teszi lehetővé [127, 131]. PPLN, illetve PPLT struktúrával optikai egyenirányítás, illetve különbségi frekvencia keltés útján történő THz-keltést is demonstráltak [132–136], illetőleg modelleztek elméletileg [137]. Hangsúlyozandó azonban, hogy a kvázi-fázisillesztés miatt a konverziós hatások sokkal kedvezőtlenebb, mint a dolgozat gerincét képző döntött impulzusfrontú gerjesztés esetén.

Látható, ill. közeli infravörös pumpálás esetén mindkét anyagnál megjelenik a többfotonos abszorpció. Az 1.4 alfejezetben foglaltak szerint a tiltott sáv szélességének megfelelően a háromfotonos és az annál alacsonyabb rendű abszorpció elkerülése érdekében LN esetén 1030, LT esetén pedig 800 nm-es pumpálási hullámhosszt célszerű használni.

II. rész

Tudományos eredmények

3. fejezet

A z -scan általános elmélete

A Sheik-Bahae és szerzőtársai által 1990-ben közétett egyszerű, igen érzékeny z -scan módszer mára a nemlineáris optikai karakterizálás standard módszerévé vált. Az eljárás alapjait ismertető publikációra [96] hatezret meghaladó hivatkozás érkezett. A z -scan elméletével kapcsolatos szakirodalom körültekintő tanulmányozása során azonban kiderül, hogy egyes elméletek között ellentmondás van. Az egymásnak ellentmondó elméletek szerint származtatott nyitott apertúras z -scan görbék viselkedése alapján a különböző modelleken alapuló elméletek két csoportba sorolhatók. Az egymással szemben álló modellek által jósolt z -scan görbék amplitúdói lényegesen (kb. 6-os szorzófaktorban) eltérnek egymástól.

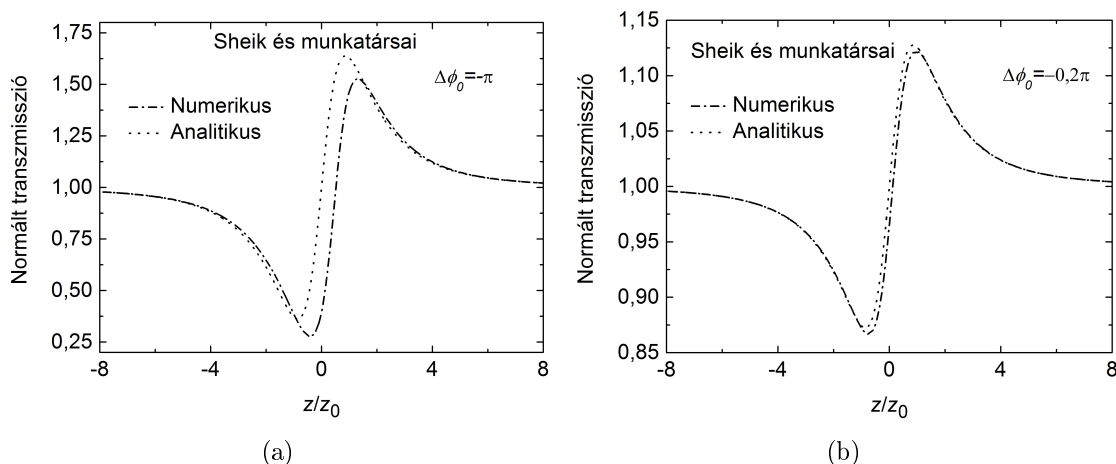
E különbség okának kiderítése saját elméleti modell kidolgozására ösztönzött. Az elméletek közti ellentmondás felderítése mellett a másik motiváló tényező a z -scan módszer érvényességi körének kiterjesztése volt, ami az alkalmazások szempontjából lényeges. Nem létezett ugyanis olyan modell (sem analitikus, sem numerikus algoritmuson alapuló), melyben vagy a közeg vastagsága vagy a nemlinearitás mértéke vagy mindkettő ne lett volna limitált.

3.1. A különböző z -scan elméletek összehasonlító analízise

Ebben az alfejezetben az egyszerűség kedvéért pusztán nemlineáris törésmutatóval rendelkező közegekre szorítkozom, mindennemű abszorpció hatását elhanyagolom. Legyen a megvilágító nyaláb (lásd a 2.1 ábrát) hengerszimmetrikus (TEM_{00}), folytonos Gauss-nyaláb.

Sheik és munkatársai állítása [96] szerint vékony minták esetén a 2.2 formula alapján számolt transzmisszió-érték $|\Delta\phi_0| < \pi$ esetén összhangban van az általuk bemutatott „Gauss-dekompozíciós” módszerrel (amit a továbbiakban többnyire „Sheik és munkatársai numerikus módszere” néven említek) numerikusan származtatható eredménnyel. A 3.1(a) ábrán a (2.2) összefüggés alapján számolt, illetve a

3.1. A KÜLÖNBÖZŐ Z-SCAN ELMÉLETEK ÖSSZEHAONLÍTÓ...



3.1. ábra. Sheik-Bahae és munkatársai által kidolgozott elmélet [96] analitikus összefüggése (pontosított vonal), illetve az általuk bemutatott numerikus összegzés (szaggatott-pontosított vonal) alapján meghatározott z -scan görbék $\Delta\phi_0 = -\pi$ (a) és $\Delta\phi_0 = -0,2\pi$ (b) nemlineáris fázistolások esetén.

Sheik-Bahae és munkatársai által bemutatott numerikus módszerrel származtatott z -scan görbe látható $\Delta\phi_0 = -\pi$ nemlineáris fázistolás esetén. Az ábrán egyértelműen látszik, hogy a fázistolás mértéke nem elegendően kicsiny ahhoz, hogy kielégítő egyezést kapjunk az egzaktnek tekinthető (szaggatott-pontosított) és a közelítő (pontosított) görbék közt. A $(-z_0, z_0)$ intervallumon a két görbe átlagos relatív eltérése 22,6%. A „gyenge nemlinearitás tartománya” Sheik-Bahae és munkatársai szerinti értelmezése a mérések kiértékelése során problémákhoz vezetne, hisz a mért z -scan görbék illesztése során téves n_2 paraméterekhez jutnánk. Megmutattam, hogy $\Delta\phi_0 = -0,2\pi$ (és természetesen annál kisebb) nemlineáris fázistolás esetén már jó egyezést kapunk a két görbe közt (3.1(b) ábra). A $(-z_0, z_0)$ intervallumon a görbék átlagos relatív eltérése 0,9%-ra redukálódott. Ennek megfelelően a továbbiakban a gyenge nemlinearitás határát $|\Delta\phi_0| = 0,2\pi$ -nek választjuk.

A vékonymintás határátmenetben a Hermann és munkatársai által megadott (2.3) vastagmintás összefüggés visszaadja Sheik és munkatársai (2.2) vékonymintás összefüggését. Értelemszerűen a (2.3) összefüggés alkalmazhatóságának érvényességi köre szintén $|\Delta\phi_0| < 0,2\pi$. A különböző (itt nem részletezett) modelleken alapuló, eltérő érvényességi körű z -scan elméletekkel kapcsolatos publikációkat a 3.1 táblázatban rendszereztem. Az osztályozási szempontok a nemlinearitás mértéke (gyenge/erős) és a minta vastagsága (vékony/vastag) voltak. Annak megfelelően, hogy az adott elmélet használt-e parabolikus közelítést (PK) vagy sem, „i” (igen), illetve „n” (nem) szerepel az utolsó oszlopban. Az elméletek egy része ugyanis a mintában indukálódott $\Delta n(r, z) = n_2 I(r, z)$ törésmutató-változást, ami a nyaláb Gauss-eloszlását követi, a számítások egyszerűsítése érdekében parabolikusan közelíti. Zárt apertúras z -scan mérések esetén ez elsőre logikus közelítésnek tűnik. Az

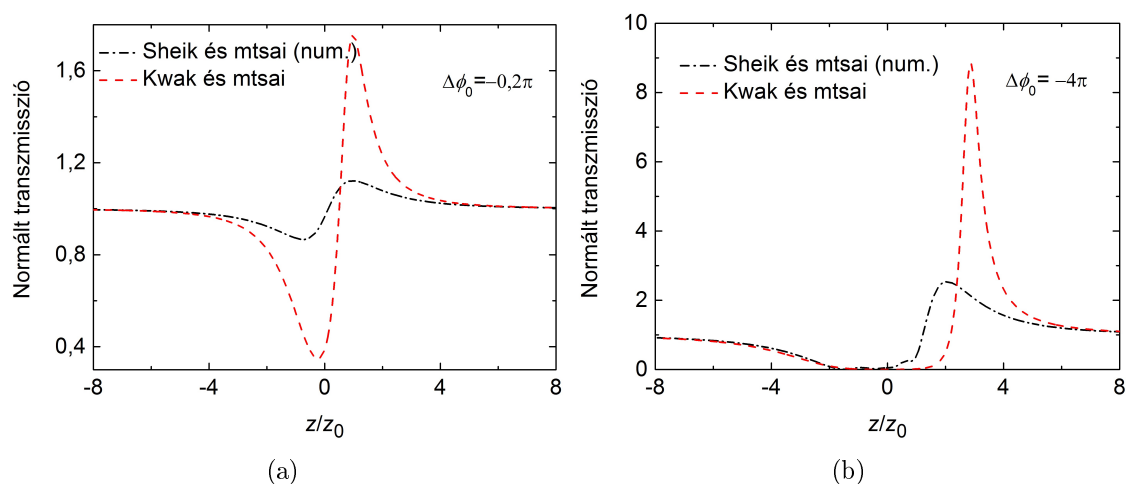
3.1. A KÜLÖNBÖZŐ Z-SCAN ELMÉLETEK ÖSSZEHAONLÍTÓ...

	Gyenge nemlinearitás	Erős nemlinearitás	PK (i/n)
Vékony minta	[96]-beli analitikus módszer	[96]-beli numerikus módszer, [138–141]	n
		[142]	i
Vastag minta	[97]-beli 2. sz. egyenlet, [143, 144]		n
		[92, 145–150]	i

3.1. táblázat. A különböző z -scan elméletek rendszerezése.

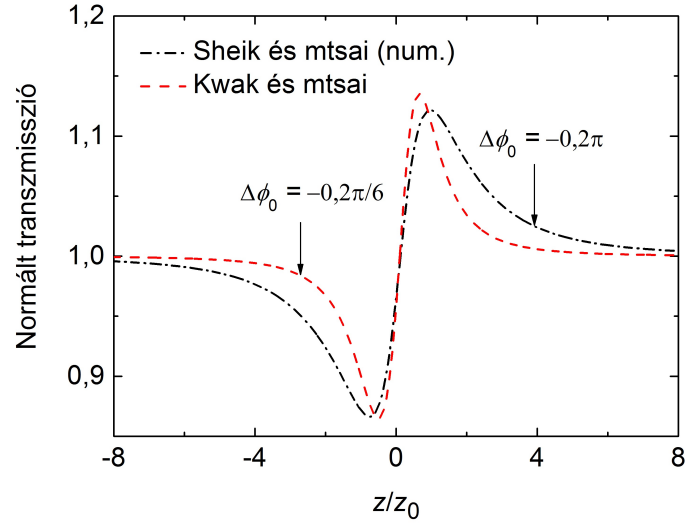
alábbiakban azonban megmutatom, hogy téves eredményhez vezet.

Annak érdekében, hogy a különböző modelleket alkalmazó elméleteket kvantitatíve összehasonlítsam, meghatároztam a z -scan görbéket. Az egyes esetekben egységesen $\lambda_0 = 500$ nm, $z_0 = 1$ mm, $I_0 = 10^{10}$ W/m², illetve $n_0 = 1$ paramétereket választottam. Az összehasonlítás során azt tapasztaltam, hogy a PK-t nem alkalmazó vékonymintás [138–141] elméletek (3.1 táblázat) alapján számolt transzmittanciák tetszőleges mértékű nemlinearitás esetén teljes összhangban vannak egymással, illetve a [96] hivatkozás numerikus módszerével kiszámolttal, gyenge nemlinearitás esetén pedig a [96] és [97] hivatkozások eredményeivel (jelen értekezés (2.2) és (2.3) összefüggései). A két „ellentábor” tehát aszerint különül el egymástól, hogy alkalmazzák-e vagy sem a PK-t. Kwak és munkatársai [142] vékony mintákra kidolgozott elmélete PK-sel él. A két ellentábor összehasonlítását Sheik és munkatársai [96] és Kwak és munkatársai [142] elméletei alapján teszem meg. Gyenge nemlinearitás esetén a 3.2(a) ábra mutatja a z -scan görbéket. Az ábra alapján egyértelmű, hogy a görbék amplitúdói jelentősen különböznek. A 3.3 ábra azt demonst-



3.2. ábra. Parabolikus közelítést alkalmazó (szaggatott vonal), illetve azt mellőző (szaggatott-pontozott vonal) z -scan elméletek alapján származtatott görbék gyenge (a) és erős (b) nemlinearitás esetén.

3.1. A KÜLÖNBÖZŐ Z-SCAN ELMÉLETEK ÖSSZEHAONLÍTÓ...



3.3. ábra. Parabolikus közelítést alkalmazó és azt mellőző elméletekből származtatott z -scan görbék 1:6 arányú nemlineáris fázistolás esetén.

rálja, hogy pusztán egy konstans szorzó alkalmazása nem elegendő ahhoz, hogy a két görbe egybeessék. A 3.2(b) ábra szerint erős nemlinearitás esetén még markánsabb a PK-t alkalmazó, illetve az azt mellőző elméletekhez tartozó görbék közti különbség, mivel nemcsak a görbék amplitúdója és szélessége különbözik, hanem azok struktúrája is.

Vastag minták és gyenge nemlinearitás esetén a PK-mentes modellek [97,143,144] eredményei teljes összhangban állnak egymással, illetve vékonymintás határátmenetben a [96] hivatkozással. Számos vastagmintás modell is alkalmazza a PK-t [92,145–150]. Ezen elméletekből származtatható z -scan görbék egymással összhangban vannak, és a vékonymintás határátmenetben egyeznek a [142] hivatkozásban közöltekkel. A vékonymintás esetekhez hasonlóan vastag minták esetén is megállapítható, hogy a parabolikus közelítést alkalmazó modellek eredményei el-
lentmondanak a közelítésmentes modellek eredményeinek.

Összehasonlító vizsgálataim alapján állítható, hogy a modellek közti különbséget alapvetően a PK alkalmazása, illetve annak mellőzése jelenti. Annak érdekében, hogy megtehető legyen az állásfoglalás a PK-mentes elméletek helyessége mellett, saját elméleti modellt dolgoztam ki [151], melynek részletei a következő alfejezetben olvashatók. Ezen általános z -scan elmélet további előnye az olyan általános esetekre való alkalmazhatóság, amikor sem a nemlinearitás mértékére, sem a minta vastagságára nem szabunk feltételt.

3.2. A nemlineáris paraxiális hullámeqyenleten alapuló z -scan elmélet

Az általam kidolgozott z -scan elmélet a hullámeqyenlet nemlineáris törésmutatóval és abszorpcióval rendelkező közegben való megoldásán alapul. Mivel a kísérletekben (többsnyire) Gauss-nyalábbal történik a vizsgálat, paraxiális (de nem parabolikus!) közelítést használok a megoldás során. A minta kilépő síkja és a távoli detektálási sík közti lineáris terjedést a Huygens–Fresnel integrál segítségével határozom meg.

A lineáris közegbeli Helmholtz-egyenlet [152]

$$\nabla^2 \phi + \tilde{k}^2 \phi = 0, \quad (3.1)$$

ahol ϕ az elektromos térerősséggel normálási faktor erejéig arányos mennyiség ($|\phi|^2 = I$, ahol I az intenzitás) és $\tilde{k} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} - i\frac{\alpha}{2}$. Nemlineáris közegben az n törésmutató és az α abszorpciós együttható a következő összefüggésekkel adható meg:

$$n(I) = n_0 + n_2 I = n_0 + n_2 |\phi|^2, \quad (3.2)$$

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I = \alpha_0 + \beta |\phi|^2, \quad (3.3)$$

ahol α_0 és β a közeg lineáris és nemlineáris abszorpciós együtthatói. Az egyszerűség kedvéért a levezetések és az azt követő számítások során az $n_0 = 1$, $\alpha_0 = 0$ választással élek. A $\phi = A \exp(-ik\xi)$ szerint bevezetve az A téramplitúdót ($k = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0}$), majd a (3.2) és a (3.3) egyenleteket a (3.1) egyenletbe behelyettesítve a

$$\begin{aligned} \nabla_{\text{T}}^2 A + \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \left[\frac{2n_2}{n_0} |A|^2 + \left(\frac{n_2^2}{n_0^2} - \frac{\beta^2}{4k^2 n_0^2} \right) |A|^4 \right] k^2 A - \\ - 2ik \frac{\partial A}{\partial \xi} - ik \left(1 + \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \right) \frac{\beta}{n_0} |A|^2 A = 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

egyenlethez jutunk, ahol $\nabla_{\text{T}}^2 = \partial_x^2 + \partial_y^2$ a transzverzális Laplace-operátor, ξ pedig a longitudinális koordináta (megkülönböztetve z -től, ami a minta belépő síkjának helye a nyalábnyakhoz viszonyítva). Mivel lassan változó amplitúdójú, nyalábszerű megoldást keresünk, a (3.4) egyenletben a másodrendű deriváltat tartalmazó tagot elhanyagoljuk, hasonlóan, mint ahogy azt a Gauss-nyaláb származtatásánál tesszük. Ezáltal a nemlineáris paraxiális hullámeqyenlethez (NPHE) jutunk, mely bevezetve a $\rho = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ hengerkoordinátát a következő alakot ölti:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial A}{\partial \rho} \right) + \left[\frac{2n_2}{n_0} |A|^2 + \left(\frac{n_2^2}{n_0^2} - \frac{\beta^2}{4k^2 n_0^2} \right) |A|^4 \right] k^2 A - \\ - 2ik \frac{\partial A}{\partial \xi} - ik \left(1 + \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \right) \frac{\beta}{n_0} |A|^2 A = 0. \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.3. A NEMLINEÁRIS PARAXIÁLIS HULLÁMEGYENLETEN...

Megjegyzem, hogy a Gauss-nyaláb jól ismert differenciálegyenletét kapjuk, ha a nemlineáris tagokat zérussal tesszük egyenlővé. A problémához tartozó peremfeltétel nem más, mint a minta z helyen lévő belépő síkjában a Gauss-nyalábnak megfelelő A_{be} téramplitúdó az alábbiak szerint:

$$A_{be}(\rho, z) = \sqrt{I_0} \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(-\frac{\rho^2}{w(z)^2} + i \left[\arctg \left(\frac{z}{z_0} \right) - \frac{k_0 \rho^2}{2R(z)} \right] \right), \quad (3.6)$$

ahol w_0 a nyalábnyak sugara, $w(z)$ a nyalábsugár, $R(z)$ pedig a fázisfront görbületi sugara a z helyen. A minta kimeneti síkjához tartozó $A_{ki}(\rho, z + L)$ téramplitúdót a (3.5) differenciálegyenlet numerikus megoldásával kapjuk, figyelembe véve a (3.6) peremfeltételt. A Gauss-nyaláb fókusz síkjától $s \gg z_0$ távolságban lévő (távoli) detektálási síkban az intenzitás az $A_{ki}(\rho, z + L)$ ismeretében a Huygens–Fresnel integrállal határozható meg. A detektálási síkban az optikai tengelytől r távolságban a téramplitúdó:

$$A_{det.}(r, z) = \frac{i}{\lambda_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{A_{ki}(\rho, z + L)}{\sqrt{\rho^2 + r^2 + (s - z - L)^2 - 2\rho r \cos(\theta)}} \times \\ \times \exp \left(-ik \sqrt{\rho^2 + r^2 + (s - z - L)^2 - 2\rho r \cos(\theta)} \right) \rho d\rho d\theta. \quad (3.7)$$

A $T(z)$ „zárt apertúrás” normált transzmisszió

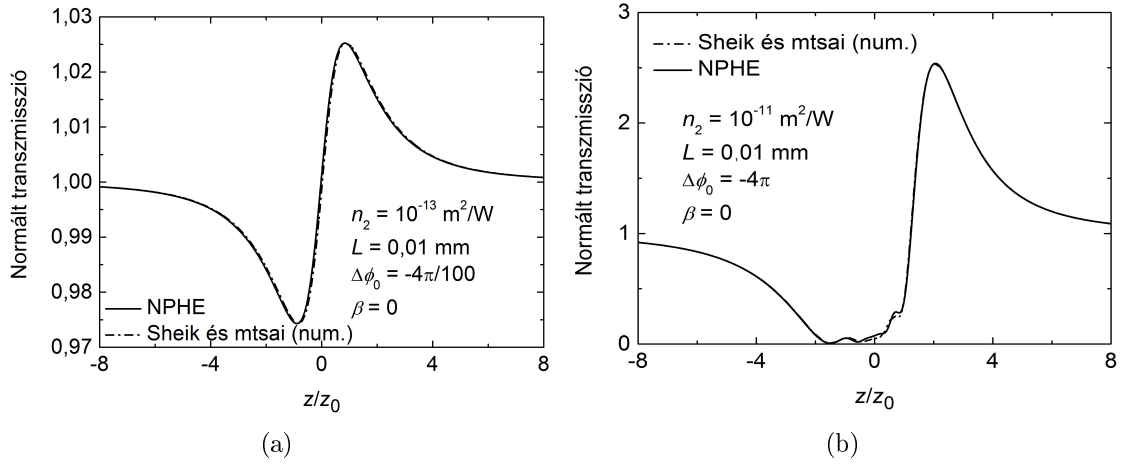
$$T(z) = \frac{|A_{det.}(r = 0, z)|^2}{|A_{det.}(r = 0, z = \infty)|^2} \quad (3.8)$$

alapján határozható meg.

3.3. A nemlineáris paraxiális hullámeqyenleten alapuló z -scan elmélet eredményei

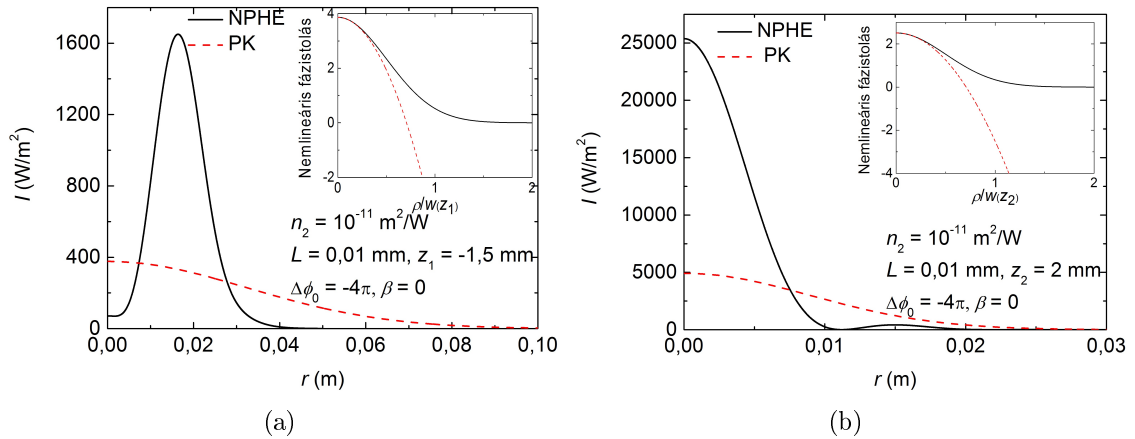
Célom az volt, hogy olyan általános z -scan elméletet dolgozzak ki, ami tetszőleges mintavastagság és tetszőleges mértékű optikai nemlinearitás esetén is használható. Első lépésként fontosnak láttam, hogy a 3.2 alfejezetben bemutatott, általam kidolgozott NPHE elmélet alapján megírt algoritmus eredményeit összehasonlítsam a [96] hivatkozásban leírt numerikus algoritmus eredményeivel. Gyenge és erős nemlinearitás esetén az összehasonlítást a 3.4(a) és (b) ábrán láthatjuk. A nemlinearitás mértéke az egyes ábrákon fel van tüntetve. Mindkét esetben igen jó egyezés tapasztalható a görbék közt. Erős nemlinearitás esetén még a görbe minimuma környékén mutatkozó finomszerkezet (ami nem numerikus hiba, hanem valós jelenség) is reprodukálódott. A PK-t használó elméletekkel azonban nagyfokú ellentmondást tapasztaltam, ami a 3.1 alfejezet tükrében nem meglepő. Az ellentmondás a detektálási síkbeli intenzitás-eloszlásban is megmutatkozik, és a minta okozta nemlineáris

3.3. A NEMLINEÁRIS PARAXIÁLIS HULLÁMEGYENLETEN...



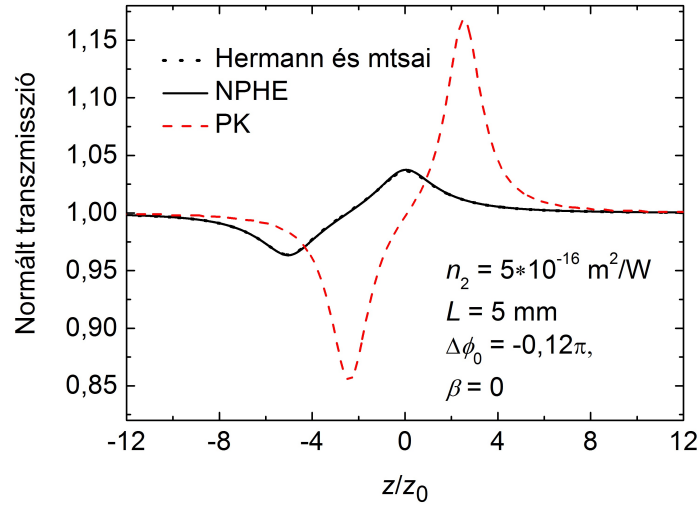
3.4. ábra. A NPHE, illetve a [96] hivatkozásban ismertetett numerikus módszer alapján származtatott vékonyminta ($L/z_0 = 0,01$) z -scan görbék gyenge (a) és erős nemlinearitás esetén (b).

fázistolás transzverzális eloszlásának jellegével egyértelműen magyarázható. A 3.5 ábrán vékony minta és erős nemlinearitás esetén a [142] hivatkozásbeli PK-t alkalmazó modell, illetve a NPHE modell alapján meghatározott intenzitás-eloszlást láthatjuk a detektálási síkban. A 3.5(a) ábra a z -scan görbe minimumához közeli $z_1 = -1,5 \text{ mm}$ mintapozícióhoz, a 3.5(b) ábra pedig a görbe maximumához közeli $z_2 = 2 \text{ mm}$ mintapozícióhoz tartozik. Mint az az ábrákon látható, a PK-t alkal-



3.5. ábra. A NPHE (folytonos görbék), illetve a parabolikus közelítést alkalmazó elméletek (szaggatott görbék) alapján meghatározott intenzitás-eloszlások a detektálási síkban. A vékony minta pozíciója fókusz sík előtti (a), illetve mögötti (b). A betétek az adott eseteknek megfelelő, a minta kimeneti síkjához tartozó nemlineáris fázistolást mutatják az optikai tengelytől való távolság függvényében (a folytonos vonal az egzakt számítás, a szaggatott a PK-nek megfelelő).

3.3. A NEMLINEÁRIS PARAXIÁLIS HULLÁMEGYENLETEN...



3.6. ábra. A NPHE módszerével, a vastagmintás, gyenge nemlinearitású elmélet PK-mentes modelljével [97] (Hermann és munkatársai), illetve vastag mintákra és tetszőleges mértékű nemlinearitásra vonatkozó PK-t alkalmazó modellekkel [92] kapott eredmények összehasonlítása.

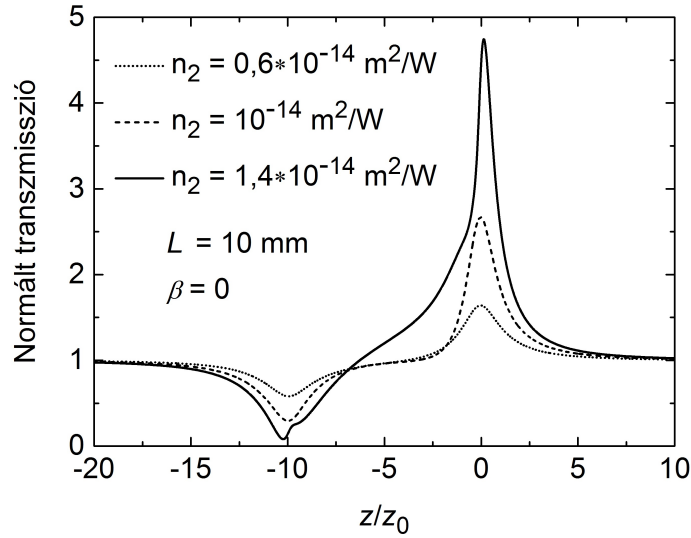
mazó esetekben az intenzitás-eloszlás szemléltomást megfelel a Gauss-függvénnyel kapcsolatos várakozásoknak. A PK közelítés következménye ugyanis, hogy a nyaláb megtartja Gauss voltát. Ezzel szemben a NPHE modellel számolt intenzitáskép merőben más jellegű, gyűrűszerű (nem Gauss) eloszlást mutat. A detektálási síkbeli intenzitás-eloszlások közti markáns különbség oka, hogy noha a vékony mintából kilépő nyaláb intenzitás-eloszlása mindkét modell szerint Gauss-függvény, a nemlineáris fázistolás viszont merőben eltérő, ahogy az a 3.5 ábra betétjein (folytonos görbék) is látható. Természetesen ez a különbség mérsékeltebben ugyan, de gyenge nemlinearitások esetén is jelentkezik.

A fentiek alapján megcáfolódott az a z -scan elméletek szakirodalmában hosszú ideig élő (első olvasatra logikusnak tűnő) feltételezés, miszerint a távoli zónában elhelyezett végtelen kis apertúra által kiválasztott nyalábrész teljesítményére nincs hatással az, hogy a nemlineáris mintában az optikai tengelytől távol mi történik.

Vastag minták és gyenge nemlinearitás esetén is összehasonlítottam a NPHE eredményét a PK-mentes, illetve az azzal élő elméletekkel (3.6 ábra). Az előbbire az értekezés (2.3) összefüggése (Hermann és munkatársai [97]) szerint megadott transzmissziót, az utóbbira pedig a [92] hivatkozásban ismertetett módszert (PK) választottam példának. A paramétereket a 3.6 ábrán feltüntettem. Ahogy az ábrán látszik, a PK-mentes elmélettel igen jónak mondható az egyezés, viszont a PK-t alkalmazó vastagmintás elmélettel ellentmondást észleltem.

A közelítésmentes, egzakt elméletekkel egyre szélesebb körben talált egyezések tapasztalatai alátámasztották a NPHE módszer megbízhatóságát, és eloszlattak minden kétséget afelől, hogy kiterjesszem azt a tetszőleges mintavastagság és nemlinearitás esetére (melyre nem volt kidolgozott elmélet).

3.3. A NEMLINEÁRIS PARAXIÁLIS HULLÁMEGYENLETEN...

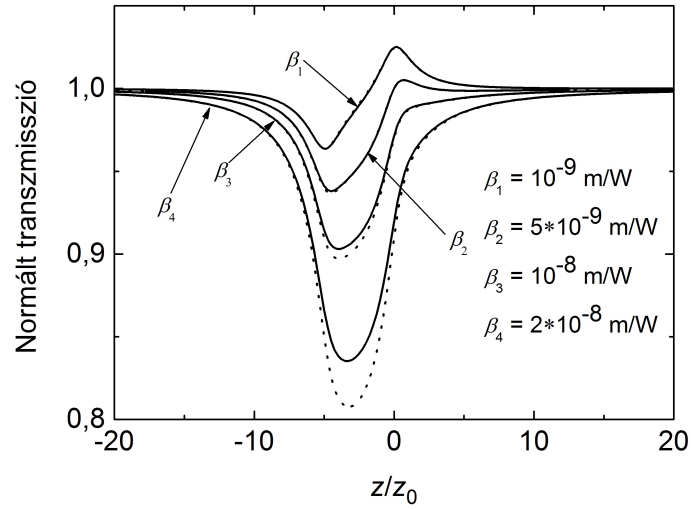


3.7. ábra. A NPHE módszerével származtatott z -scan görbék vastag minta és erős nemlinearitás esetén. A fontosabb paraméterek az ábrán szerepelnek.

Példaként a 3.7 ábra néhány vastagmintás ($L/z_0 = 10$) erős nemlinearitáshoz tartozó z -scan görbét mutat be három különböző n_2 esetén. A jellemző paramétereket a 3.7 ábrán feltüntettem. Tudomásom szerint ilyen általános esetre vonatkozó z -scan görbéket korábban még senki nem publikált. A 3.7 ábra görbéi alapján a csúcs-völgy távolság praktikusán a mintavastagsággal megegyező, ami a 3.6 ábra esetén szintúgy megfigyelhető. A nemlinearitás mértékének növelésével a minimum környékén finom struktúra kezd megjelenni, ami már a vékony minták esetén is tapasztalható volt erős nemlinearitás esetén (3.4(b) ábra).

Az egyszerűség kedvéért a fentiekben a nemlineáris abszorpció hatását elhanyagoltam. A nemlineáris optikai közegekben a $\chi^{(3)}$ komplex nemlineáris szuszeptibilitáshoz kapcsolódó nemlineáris abszorpció azonban sok esetben nem elhanyagolható [96, 153, 154]. A NPHE elmélet nemlineáris abszorpció jelenlétében való alkalmazhatóságának vizsgálatára ugyanazt az utat választottam, mint a nemlineáris törésmutató esetén. Az első lépés az ismert elméletekkel való összehasonlítás volt. A gyenge nemlinearitás esetére alkalmazható vastagmintás elmélet [97] görbéjével hasonlítottam össze a NPHE modellt (3.8 ábra). A nemlineáris abszorpció mértékét változtattam $n_2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ W/m}^2$, $L/z_0 = 5$ értékek mellett. Az egyes esetekhez tartozó nemlineáris abszorpciós együtthatót feltüntettem a 3.8 ábrán. Az ábra alapján gyenge nemlinearitás esetén igen jó egyezés található a két elmélet között, és az is megállapítható, hogy a [97] hivatkozásban ismertetett elmélet alkalmazhatóságának nemlineáris abszorpcióbeli határa $\beta I_0 L = 0,5$. A [97] hivatkozásban ismertetett elmélet nagy abszorpciókra való alkalmatlanságát az is demonstrálja, hogy bizonyos abszorpció túllépése negatív transzmissziót eredményezne. A $\beta I_0 L = 0,5$ -nél nagyobb abszorpciók esetén a NPHE modellel származtatott görbék tekinthetők mérvadónak, hisz e modellben semmiféle megszorítást nem alkalmaztunk.

3.3. A NEMLINEÁRIS PARAXIÁLIS HULLÁMEGYENLETEN...



3.8. ábra. A NPHE módszerével (folytonos vonal), illetve a [97] hivatkozás alapján (pontozott vonal) származtatott vastagmintás z -scan görbék különböző mértékű nemlineáris abszorpciók esetén. Valamennyi esetben $n_2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ W/m}^2$, $L/z_0 = 5$ paraméterértékeket feltételeztem.

A z -scan elméletek tanulmányozása során nyert tapasztalatok fontos üzenete, hogy az adott z -scan elmélettel történő kiértékelés során mindenképp ellenőrizni kell az elmélet egzaktságát (használ-e PK-t vagy sem), illetve tisztában kell lenni az érvényességi körrel. Amennyiben az adott mérés érvényességi körén belül létezik könnyen kezelhető analitikus formula úgy azokat, ellenkező esetben numerikus modelleket célszerű használni a kvantitatív kiértékelésre, melyek közül korlátok nélkül alkalmazható a bemutatott NPHE alapon működő modell.

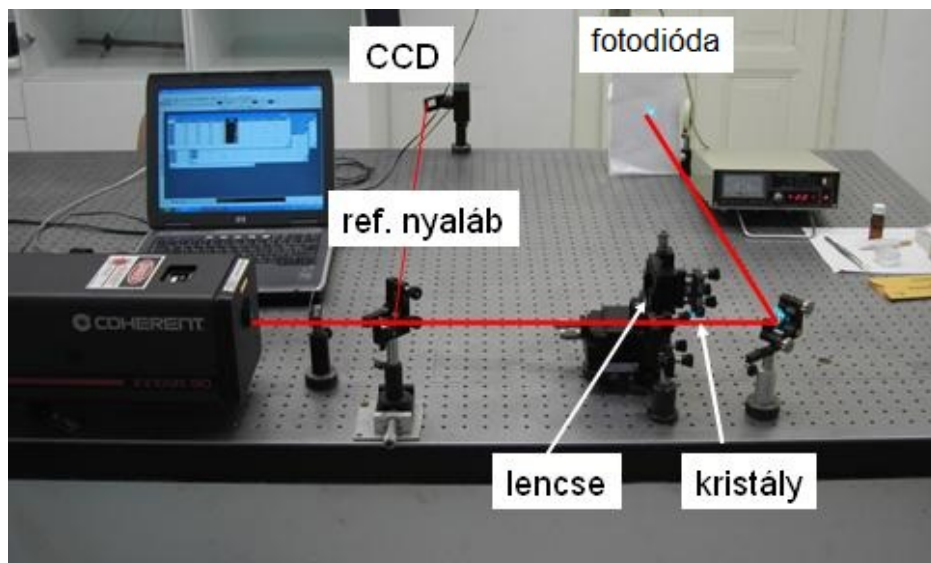
4. fejezet

Három és négy vegyértékű ionokkal adalékolt LiNbO_3 fotorefrakciójának vizsgálata

A két vegyértékű Mg-mal történő adalékolás a LN fotorefrakciója csökkentésének standard módja. A Mg-adalék LN fotorefrakciójára való hatásával PhD fokozatszerzésem előtt foglalkoztam [53, 99]. Jó néhány évvel fokozatszerzésem után az MTA SzFKI Kristálytechnológiai Osztályától együttműködési felkérést kaptam, ami a három vegyértékű In-, Y-, illetve a négy vegyértékű Hf- és Zr- ionokkal adalékolt LN karakterizálására irányult. A feladatban a THz-keltés vonatkozásában is potenciált láttam. Az SzFKI-ban (Wigner Fizikai Kutatóközpont jogelődje) előállított minták fotorefraktív érzékenységét és a fotorefrakció küszöbét a PTE Fizikai Intézetének „z-scan” laboratóriumában karakterizáltam. A FR küszöbkonzentrációja a vegyértéknek, a sztöchiometriának, illetve annak függvénye, hogy az adalék preferáltan milyen helyre (Li vagy Nb helyére) szeret beépülni. A kongruens kristályok 1,5, illetve 2,0 mol% In-mal, 0,63 mol% Y-mal, illetve 1,0 mol% Hf-mal voltak adalékolva. A sztöchiometrikus LN minták pedig 0,085; 0,314; 0,456; és 0,715 mol% Zr-adalékolásúak voltak.

Vizsgálati módszerem a 2.1 alfejezetben bemutatott és a 3. fejezetben részletesen elemzett zárt apertúrás z-scan módszer volt. A mérésekhez folytonos Ar-ion lézerforrást használtam a minták érzékenységétől függően két nyalábintenzitás mellett: $1,5 \text{ kW/cm}^2$ (10 mW), illetve $0,3 \text{ MW/cm}^2$ (2 W). A kisebb intenzitáson a hullámhossz 488 nm volt, a nagyobb intenzitást a lézer összvonalon (dominánsan 488 és 514 nm) biztosította. A lencse fókusz távolsága 8 cm volt. A kísérleti elrendezés fényképe a 4.1 ábrán látható. A fókuszálást és a jellemző távolságokat a mérések során nem változtattam.

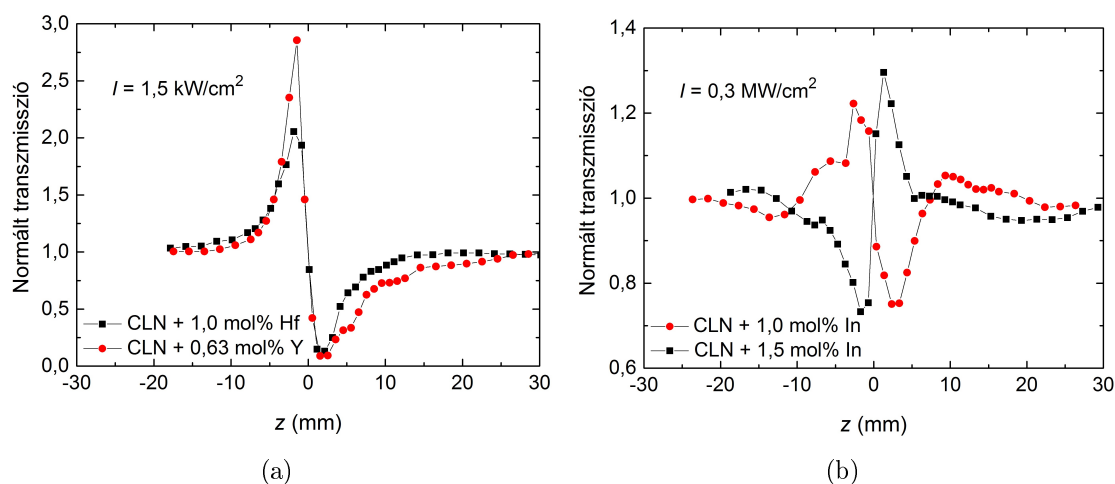
4.1. IN-, Y-, ILLETVE HF-ADALÉKOLÁSÚ KONGRUENS LiNbO_3 ...



4.1. ábra. A z -scan mérések kísérleti elrendezése.

4.1. In-, Y-, illetve Hf-adalékolású kongruens LiNbO_3 minták

A 4.2(a) ábrán az 1,0 mol% Hf-t, illetve 0,63 mol% Y-t tartalmazó CLN azonos körülmények közt felvett z -scan görbéi láthatók. A görbék menetére jellemző hegy-völgy sorrend a 2.2 alfejezetben leírtak szerint fotorefrakcióra utal. A Hf-tartalmú minta fotorefraktív érzékenysége valamivel kisebb, bár nagyságrendbeli különbség nincs a két minta közt. A Hf-tartalmú mintához tartozó jel fluktuációktól mentes.



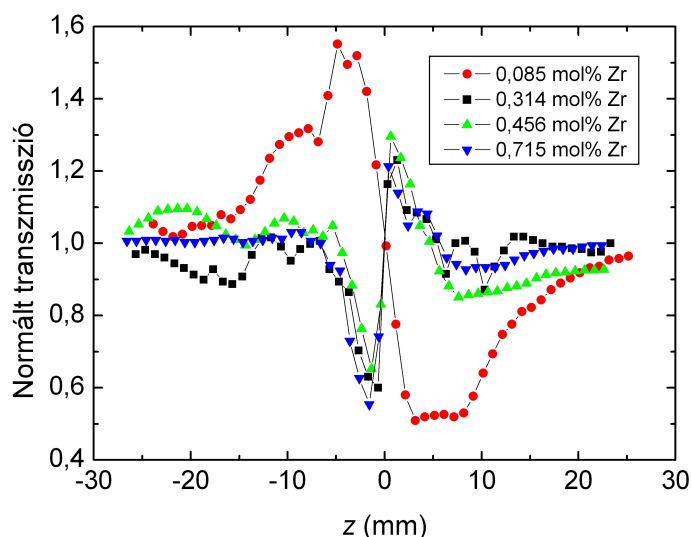
4.2. ábra. 1,0 mol% Hf-mal és 0,63 mol% Y-mal adalékolt kongruens LN z -scan görbéi (a). 1,5, illetve 2,0 mol% In-mal adalékolt kongruens LN z -scan görbéi (b). Az (a) és (b) ábrarészhez tartozó intenzitás 200-as szorzótényezőben különbözik egymástól.

4.2. Zr-ADALÉKOLÁSÚ SZTÖCHIOMETRIKUS LiNbO_3 MINTÁK

Az In-mal adalékolt LN $0,3 \text{ MW/cm}^2$ intenzitás mellett felvett z -scan görbéi a 4.2(b) ábrán láthatók. Az $1,0 \text{ mol\%}$ adalékolás esetén tapasztalt pozitív nemlineáris törésmutató-változásnak megfelelő hegy-völgy sorrend a nemlinearitás fotorefraktív eredetére utal. Az $1,5 \text{ mol\%}$ In-tartalmú CLN z -scan jelének konfigurációja fordított, azaz negatív törésmutatóra utaló völgy-hegy sorrendet mutat. A 2.1 és a 2.2 alfejezetben közölteknek megfelelően ez utóbbi esetben a nemlinearitás eredete a termo-optikai effektus. Természetesen a termo-optikai hatás az $1,0 \text{ mol\%-os}$ minta esetén is érvényesül, de a fotorefrakció dominánsabb. A görbe strukturáltságában látszik is a két effektus „versengése”. Ezek alapján kijelenthetem, hogy CLN esetén a fotorefrakció küszöbéhez tartozó In-koncentráció $1,0$ és $1,5 \text{ mol\%}$ közt van. Ez előnyösen, lényegesen kisebb mértékű adalékolást jelent, mint ami Mg-adalék esetén szükséges. CLN esetén ugyanis $5,0$ és $6,1 \text{ mol\%}$ között van az a Mg küszöbkoncentráció-érték, ami a fotorefrakciót megszünteti, és egyben minimalizálja a THz-es tartománybeli abszorpciót [52, 53]. Mások megmutatták, hogy Zr-mal adalékolt kongruens LN esetén szintén kevesebb, $\sim 2,0 \text{ mol\%}$ adalék elegendő a FR megszüntetéséhez [155]. Felkeltette kíváncsiságomat, hogy vajon sztöchiometrikus LN esetén mekkora a küszöbérték, mivel irodalmi adatot erre vonatkozóan nem találtam. Ilyen irányú vizsgálataim eredményei a következő, 4.2 alfejezetben találhatók.

4.2. Zr-adalékolású sztöchiometrikus LiNbO_3 minták

A Zr-mal $0,085$ és $0,715 \text{ mol\%}$ közt adalékolt sztöchiometrikus LN kristályokon összvonalon működő folytonos Ar-ion lézerrel $0,3 \text{ MW/cm}^2$ intenzitás mellett felvettem a z -scan görbéket (4.3 ábra). Amint a z -scan görbék menete alapján világosan látszik,



4.3. ábra. Zr-adalékolású sztöchiometrikus LN $0,3 \text{ MW/cm}^2$ intenzitás mellett felvett z -scan görbéi.

4.2. Zr-ADALÉKOLÁSÚ SZTÖCHIOMETRIKUS LiNbO_3 MINTÁK

a 0,085 mol% Zr-tartalmú minta dominánsan FR eredetű nemlinearitást mutat, míg az összes többi esetén a fotorefrakcióra jellemzővel ellentétes a görbék menete. Ez utóbbi három minta esetén termo-optikai magyarázata van a nemlineáris effektusnak. E három görbe amplitúdója csak kissé különbözik. A mérés zajának fényében bátorság lenne bármiféle rangsort megállapítani e három minta közt.

A 0,314 mol%, illetve afelett adalékolt minták esetén a z -scan eredmények az ultraibolya-, infravörös-, illetve Raman-spektroszkópia mérések eredményeivel teljes összhangban egyértelműen alátámasztják azt a tényt, hogy a FR küszöbe 0,314 mol% alatt van [156]. A 0,085 mol%-os minta esetén a z -scan mérések fotorefrakcióra utalnak, az ultraibolya-, infravörös-, illetve Raman-spektroszkópia mérések viszont FR mentességre [156]. Noha a küszöb azzal kapcsolatos, hogy az összes „antisite” nióbbium eltűnik a kristályból, mégsem beszélhetünk éles határról. Hasonlót tapasztaltak kongruens LN esetén is [157]. A Zr-adalékolt SLN minták esetén ez a nem túl éles küszöb tehát a 0,085 mol% közelében van.

THz-keltés szempontjából a pumpálás hullámhosszán bekövetkező nemlineáris törésmutató-változások lehetőség szerint minimalizálандók, amire ezidáig a Mg-adalékoltás tűnt a legjobb módszernek. A Zr-adalékoltás kapcsán szerzett tapasztalataimat tehát hasznosnak tartottam Mg-mal dópolt mintákon korábbi, hasonló módszerrel, hasonló körülmények közt szerzett tapasztalatokkal összevetni. Küszöbhez közeli, de még éppen küszöb alatti Mg-adalékoltású mintáról azonban csak kongruens összetétel esetén van információ [53]. A z -scan mérések eredményei alapján megállapítottam, hogy a küszöbhez közeli, de még fotorefraktív, 0,085 mol% Zr-tartalmú sztöchiometrikus LiNbO_3 fotorefraktív érzékenysége [156] kb. ötöde az 5,0 mol% Mg-tartalmú küszöbhez közeli (de az alatti) kongruens LiNbO_3 -énál [53]. Ötös faktorban különböző nyalábteljesítmény mellett ugyanis a z -scan görbék amplitúdója kb. azonos volt. A küszöb feletti Mg- és Zr-dópolású mintákat tekintve a sztöchiometrikusak összehasonlíthatóak egymással. A z -scan görbék alapján megállapítottam, hogy a vizsgált MW/cm^2 -es intenzitás szinten a cirkóniummal adalékolt, nem fotorefraktív sztöchiometrikus LN minták [156] esetén a termo-optikai nemlinearitás mértéke a 0,68 mol% magnéziummal adalékolt sztöchiometrikus LN-ével [53] gyakorlatilag azonos. A megvilágító intenzitás mellett a termo-optikai hatás mértékének meghatározói az anyag hővezetési tényezője, termo-optikai együtthatója, illetve abszorpciós együtthatója [53, 92]. Mivel az anyagnak csak ezen legutóbbi jellemzője függhet a hibaszerkezettől (a másik két tulajdonságért a tömbi jellemzők felelősek) megállapítottam, hogy az abszorpció független az adalékolt típusától (Mg/Zr) és mértékétől (4.3 ábra).

A THz-keltés szempontjából a fotorefrakció alapján tehát a küszöb feletti adalékolt Zr-t tartalmazó SLN kristály a küszöb feletti Mg-adalékoltakhoz hasonlóan ígéretes.

5. fejezet

A LiNbO_3 és a LiTaO_3 dielektromos tulajdonságának vizsgálata a THz-es tartományon

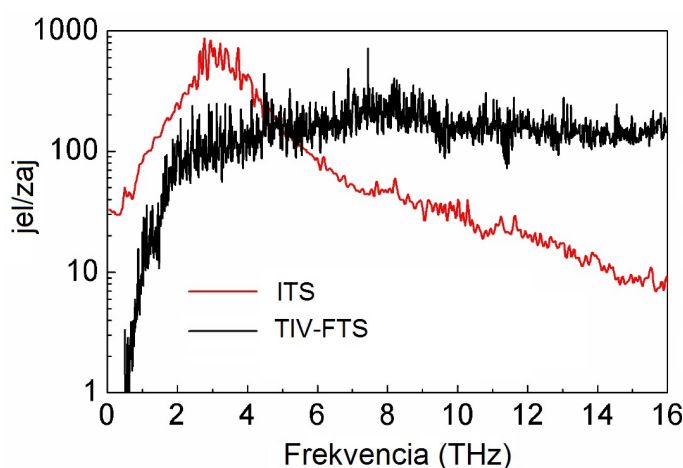
Mint azt korábban hangsúlyoztam, a THz generátor kristály anyagának kiválasztásakor fontos szempont a pumpáló-nyaláb torzulásában megnyilvánuló nemlineáris hatások (elsősorban fotorefrakció, termo-optikai hatás) minimalizálása. A 2. fejezetben bemutatott korábbi eredmények [53] tükrében a magnézium-adalékolás ebből a szempontból hatásos. A THz-keltés hatásfokát ennél még közvetlenebb módon befolyásoló tényező a THz-es tartománybeli abszorpció, ami lehetőség szerint minimalizálandó. A THz-keltés számítógépes szimulációjához is rendkívül fontos a THz-es tartománybeli törésmutató és abszorpció pontos ismerete. Ebből kifolyólag az adalékolatlan és Mg-mal adalékolt LN minták THz-es tartománybeli törésmutatóját és abszorpciós együtthatóját részletesen vizsgáltuk. A LT THz-es tartománybeli tulajdonságait csak az ITS módszerével vizsgáltuk, erről az 5.2 alfejezet végén tesztek említést.

Az 5.1 táblázatban szereplő adalékolatlan és Mg-adalékolású sztöchiometrikus és kongruens minták a Magyar Tudományos Akadémia Wigner Fizikai Kutatóközpontjában (az intézmény jogelődjének Kristályfizikai Főosztálya Kristálytechnológiai osztályán) készültek. A minták THz-es tartománybeli törésmutatóját és abszorpciós együtthatóját távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópiai (TIV-FTS) módszerrel a THz-keltés szempontjából fontos extraordinárius polarizációra határoztuk meg (5.1 alfejezet) széles hőmérséklet-tartományon [52]. Ezek a mérések a stuttgarti Max Planck Szilárdtestkutató Intézetben történtek 2004-ben. A mérések, azok kiértékelésének részletei, az eredmények diszkutálása az 5.1 alfejezetben található.

A TIV-FTS módszer előnye, hogy széles frekvenciatartományon (1–6 THz) szolgáltat információt, hátránya, hogy annak alacsonyabb frekvenciájú részén kevésbé megbízható. Az ITS módszer az alacsonyfrekvenciás (0,1–3 THz) tartományon jobb

Minta (Mg-tartalom, mol%)	Sztöchiometria ([Li]/[Nb])	Mintavastagság szobahőmérsékleten (μm)
SLN (0,0%)	0,999	182, 502
SLN (0,68%)	0,992	193, 503
SLN (1,5%)	0,991	187, 488
SLN (4,4%)	0,972	181, 514
CLN (0,0%)	0,945	184, 488
CLN (1,2%)	0,928	206, 488
CLN (6,1%)	0,893	211, 489
CLN (8,4%)	0,879	206, 491

5.1. táblázat. A sztöchiometrikus és kongruens LiNbO_3 minták jellemző adatai



5.1. ábra. A távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópiai (TIV-FTS) és az időtartománybeli THz-es spektroszkópiai (ITS) módszer összehasonlítása az amplitúdó jel/zaj viszony alapján [158].

jel/zaj aránnyal jellemezhető, mint a TIV-FTS módszer [158–160]. Az 5.1 ábra mutatja e két módszer esetén az amplitúdó jel/zaj viszonyt a frekvencia függvényében. Tervezett THz-es forrásaink tipikusan az alacsonyabb frekvenciatartományon működnek, ezért indokoltnak láttam a 2012 óta a PTE Fizikai Intézet saját tulajdonában álló lineáris terahertzes spektrométerrel is elvégezni a méréseket [161]. E mérések szükségességét indokolta továbbá, hogy a távoli infravörös mérések 0,9 THz alatt egyáltalán nem szolgáltatottak információt, illetve hogy ordinárius polarizációra hiányoztak a mérések. A fő ok pedig az volt, hogy a távoli infravörös mérésekhez használt minták felületi megmunkálása tökéletlen volt, szemmel is látható görbületségükből kifolyólag lencsehatás lépett fel, melynek az eredmények publikálása során hangot is adtunk [52]. Az ITS méréseket a távoli infravörös mérésekhez használt (5.1 táblázatbeli) mintákkal azonos növesztésből származó kristályszeleteken végez-

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...

tük. A THz-es spektroszkópiai mérésekről, kiértékelésükről, azok eredményeiről, infravörös mérésekhez való viszonyukról az 5.2 alfejezetben írok. Az 5.1 és az 5.2 alfejezetekben nem részletezem a mérőberendezések felépítését és működési elvét. A hangsúlyt a kiértékelés metodikájára és az eredmények értelmezésére helyezem.

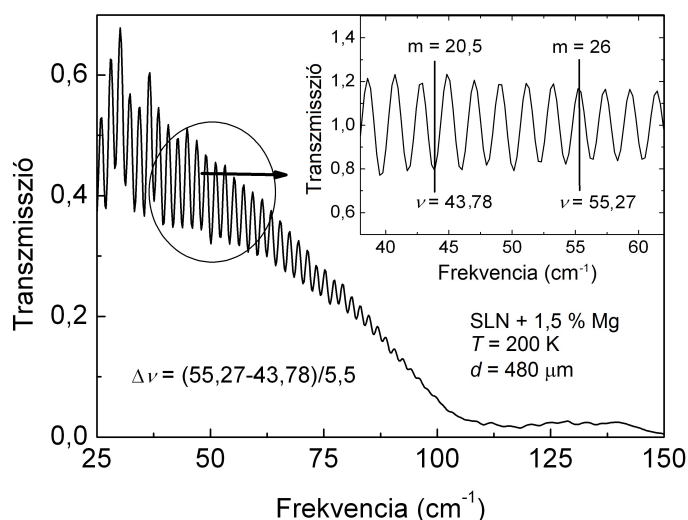
5.1. Távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópiai mérések

Az 5.1 táblázatban szereplő minták transzmisszióját Bruker 113V FT távoli infravörös Fourier-transzformációs spektrométerrel rögzítettük 10, 100, 200, illetve 300 K hőmérsékleteken. A törésmutató és abszorpciós együttható meghatározása a transzmissziós spektrumok elemzése alapján történt. Az 5.2 ábrán példaként bemutatott interferometrikus feloldású transzmissziós spektrumból közvetlenül az n_{cs} csoport-törésmutató határozható meg a

$$\Delta\nu = \frac{c}{2dn_{cs}} \quad (5.1)$$

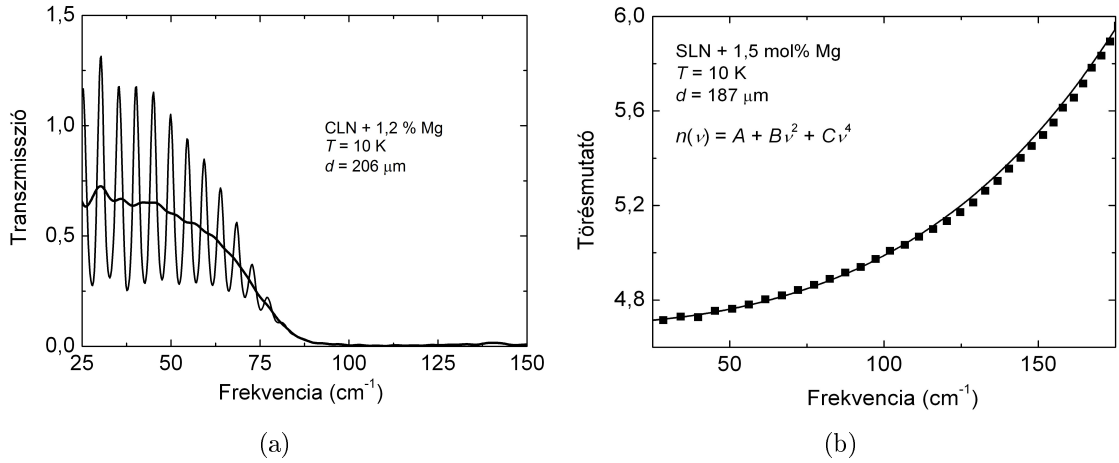
összefüggés alapján, melyben c a vákuumbeli fénysebesség, $\Delta\nu$ két szomszédos maximum (vagy minimum) közti frekvenciakülönbség, d a kristály vastagsága az adott hőmérsékleten. A pontosság érdekében a hőtágulást is figyelembe vettem a [162] hivatkozás szerint. Az n fázistörésmutató (későbbiekben törésmutató) számítása az

$$m\lambda = m\frac{c}{\nu} = 2dn \quad (5.2)$$



5.2. ábra. Az interferogram alapján történő törésmutató meghatározást illusztráló ábra.

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...



5.3. ábra. Simított transzmissziós görbe az abszorpciós együttható meghatározásához (a). Példa a törésmutató-spektrum polinomos illesztésére (b). A négyzetek a mérés pontjai, a folytonos görbe az illesztés.

egyenlet alapján történt, melyben m az interferencia rendje, ν a maximumhoz (fél egész m esetén a minimumhoz) tartozó frekvencia. A törésmutató (5.2) egyenlet alapján történő meghatározásához első lépés az interferencia rendjének meghatározása volt, mivel az nyilván nem ismert. Ez úgy történt, hogy az (5.2) egyenlet alapján meghatároztam az adott szélsőértékhez tartozó m -et úgy, hogy a törésmutató helyére az (5.1) egyenlet alapján meghatározott csoport-törésmutató értéket helyettesítettem. Az így kapott nem egész m értékhez (jelöljük m^* -gal) közel eső egészek közt kerestem m -et, mivel n és n_{cs} egymáshoz viszonylag közel esik. A keresés irányát kijelölte az a tény, hogy a diszperzió normális ($n_{cs} > n$, $m > m^*$). A feltételezett m esetén a törésmutató-spektrumot egyszerű, jól illeszkedő polinomfüggvénnyel illesztettem, majd a Rayleigh-formulával a csoporttörésmutatót kiszámolva ellenőriztem a sejtés helyességét.

Az abszorpciós együttható értékek meghatározása a simított transzmissziós görbék alapján történt, melyre példát az 5.3(a) ábrán láthatunk. A Fresnel-féle veszteségeket is figyelembe vettem. Az $R(\nu)$ intenzitásreflexió a Fresnel-féle összefüggés szerint

$$R(\nu) = \left(\frac{n(\nu) - 1}{n(\nu) + 1} \right)^2. \quad (5.3)$$

Az $n(\nu)$ meghatározása a mért törésmutató görbék $n(\nu) = A + B\nu^2 + C\nu^4$ alakú polinomfüggvény illesztésével történt, ahogy azt az 5.3(b) illusztráló ábra is mutatja. Természetesen ilyen függvénnyel való illesztés fizikailag nem megalapozott, viszont sikeres illesztést tudtam megvalósítani valamennyi esetben, ezáltal a törésmutató-értékeket a THz-es tartományon egyszerű formában, pontosan megadtam. Megjegyzendő, hogy a fizikai háttérrel is összhangban álló modell a dielektromos állandó Lorentz-féle oszcillátortagok összegével való felírása. Az illesztések hibája még a

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...

legsikertelenebb esetekben is 1% alatti volt. Az $n(\nu)$ -ből az (5.3) összefüggéssel meghatározott $R(\nu)$, illetve az 5.3(b) ábra simított transzmissziós görbájéről leolvasott $T(\nu)$ alapján az $\alpha(\nu)$ abszorpciós együttható az

$$\alpha(\nu) = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{(1 - R(\nu))^2 + \sqrt{(1 - R(\nu))^4 + 4R(\nu)^2 T(\nu)^2}}{2T(\nu)} \right) \quad (5.4)$$

képlet szerint határozható meg.

Szót kell ejteni a mérések hibájáról. Néhány esetben a transzmittancia nagyobb-nak adódott, mintha az abszorpciót elhanyagolván, pusztán a Fresnel-féle veszteségeket vettem volna figyelembe. Ennek oka vélhetően az volt, hogy a kristály határoló felületei görbültek voltak. Ezen probléma feloldása érdekében a kapott abszorpciós együtthatókat additív konstanssal korrigáltam [52]. E hiba tovább növelte az alacsony frekvenciákhoz tartozó abszorpciós együttható lebegésszerű oszcillációjából (5.5, 5.7 és 5.8 ábrák) adódó bizonytalanságát. Az oszcilláció okai vélhetően polarizációbeli beállítási pontatlanságok voltak, azaz vagy nem volt tökéletesen párhuzamos a polarizáció a kristály optikai tengelyével, vagy enyhén elliptikus volt a nyaláb polarizációja. A lebegési frekvencia összhangban van a minta vastagságával, illetve az ordinárius és extraordinárius törésmutatók különbségével [105, 163].

A vizsgált minták törésmutató-spektruma a polinomos illesztés együtthatóinak ismeretében jó pontossággal megadható. A különböző mintákhoz és hőmérsékletekhez meghatározott A , B és C polinomegyütthatókat az 5.2 táblázatba gyűjtöttem össze. Valamennyi minta esetén a törésmutató a frekvenciával és a hőmérséklettel nő, ahogy az várható volt [105]. Az adalékolatlan kongruens kristályra kapott törésmutató eredmények mások eredményeivel jó összhangban vannak [163]. A 300 K-es méréseket illetően mindössze maximálisan 1,5% eltérést tapasztaltam a saját és a [163] hivatkozásban közölt eredmények közt.

Az adalékolatlan CLN és SLN kristályokat összehasonlítva azt tapasztaltam, hogy a sztöchiometrikus kristály törésmutatója bármely hőmérsékleten a teljes frekvenciatartományon 6–8%-kal kisebb a kongruensénél (5.4 ábra). Ez a különbség a látható tartománybelinél kb. 6-szor nagyobb [101].

A vizsgált minták esetén a transzmissziós görbékből különböző frekvenciákon és hőmérsékleteken meghatározott abszorpciós együtthatók az 5.3 táblázatban találhatók. Mind az abszorpciós együttható frekvenciafüggése a 30–80 cm^{-1} -es frekvenciatartományon, mind annak hőmérsékletfüggése összhangban van a [110, 164] közleményekben foglaltakkal. A [164] hivatkozással összhangban, a törésmutató kapcsán megállapított relációhoz (5.4 ábra) hasonlóan, a sztöchiometrikus minta abszorpciós együtthatója is kisebb a kongruensénél (5.5 ábra).

A Mg-mal adalékolt minták mérési eredményeit kiértékelve azt tapasztaltam, hogy a kongruens minták esetén minden hőmérsékleten és frekvencián a Mg-koncentráció növekedésével a törésmutató monoton csökken mindaddig, míg a Mg-tartalom meg nem közelíti a FR küszöbkoncentrációját. A törésmutató a küszöbhez közel

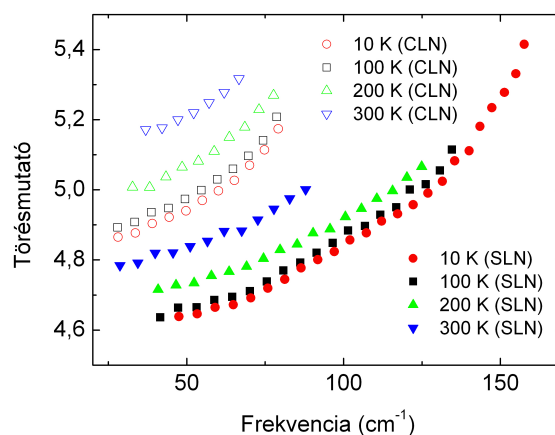
5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...

T (K)	Minta	A	B (10^{-5} cm ²)	C (10^{-10} cm ⁴)
10	SLN (0,0%)	4,58	2,2	3,5
100		4,6	2,2	3,5
200		4,67	2,2	3,5
300		4,77	2,2	16
10	SLN (0,68%)	4,73	1,5	8,5
100		4,75	1,5	8,5
200		4,83	1,6	8,5
300		4,94	1,9	9,8
10	SLN (1,5%)	4,7	2,3	5,8
100		4,72	2,4	5,8
200		4,79	2,4	5,8
300		4,91	2,4	5,8
10	SLN (4,4%)	4,7	2,9	5,7
100		4,72	2,9	6,1
200		4,78	3,1	6,1
300		4,91	3,1	12
10	CLN (0,0%)	4,85	2	51
100		4,87	2,4	51
200		4,96	2,4	51
300		5,12	2,4	51
10	CLN (1,2%)	4,82	2	39
100		4,83	2,2	44
200		4,93	2,2	44
300		5,05	2,9	44
10	CLN (6,1%)	4,7	3,2	3
100		4,73	3,3	3
200		4,81	3,5	3
300		4,94	3,7	3
10	CLN (8,4%)	4,7	2,5	12
100		4,73	2,5	12
200		4,81	2,7	12
300		4,93	3,1	12

5.2. táblázat. A LN TIV-FTS mérésekkel meghatározott törésmutatójának $n(\nu) = A + B\nu^2 + C\nu^4$ polinommal történő illesztésének együtthatói extraordinárius polarizáció esetén.

eső 6,1 és 8,4 mol% Mg-tartalmú CLN minták esetén a legkisebb. Ezt demonstrálja az 5.6 ábra 100 K esetén.

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...

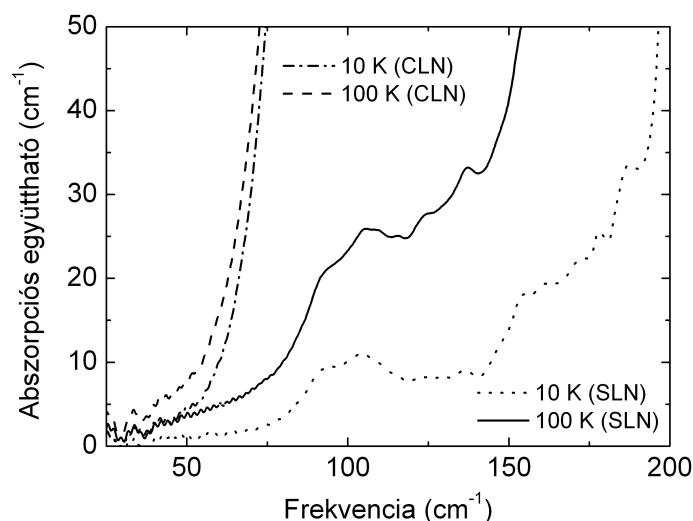


5.4. ábra. A különböző hőmérsékletű adalékolatlan SLN és CLN minták törésmutató-spektrumai.

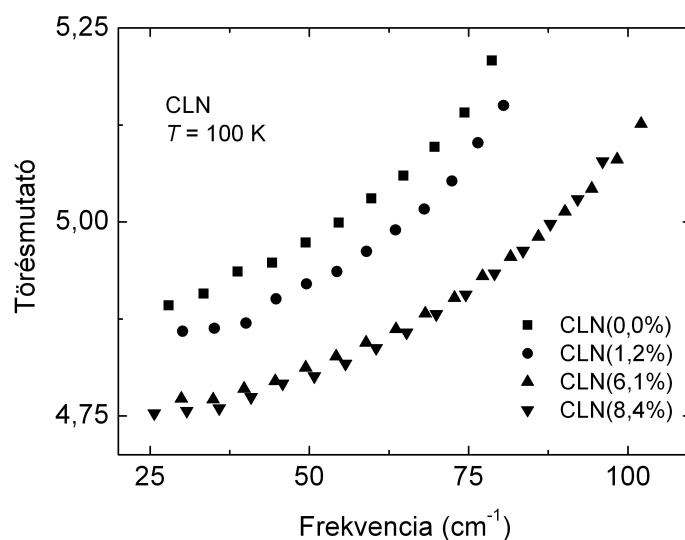
T (K)	Minta	0,9 THz	1,2 THz	1,5 THz	1,8 THz	2,1 THz	2,4 THz	2,7 THz	3 THz	3,3 THz	3,6 THz	3,9 THz	4,2 THz	4,5 THz	4,8 THz	5,1 THz	5,4 THz
300	SLN (0,0%)	25,8	35,6	42,3	54,2	66,8	84,1	111	135	152,8	178	202	242	287			
200		11,9	18	20,6	26,1	31,6	40,4	57,3	68,6	77,1	86,4	98,2	113	132	173	202	222
100		3,4	6,8	8	9,4	10,7	14,2	22,1	26	27,6	28,4	31,2	35,1	41	56,2	65,5	61
10		0	2,7	3,3	3,5	3,4	5,3	9,4	10,6	9,8	8,9	9,2	9,9	12,8	17,8	22,3	19,1
300	SLN (0,68%)	27,3	34	42	52,5	64,6	82,3	106	132	161	190	215	249				
200		13,4	14,1	18,1	22,3	26,7	34,6	47,1	59,8	75,7	88,7	94,8	108	127	161	183	198
100		4,8	4,8	5,8	6,8	7,6	10,3	14	19,2	26,6	32,7	30,9	32,4	40,7	50,2	53,5	52,5
10		0	0,3	0,6	0,7	0,3	1,5	2,2	4,4	8,8	12,8	8,9	7,5	12,7	13	12,8	12,1
300	SLN (1,5%)	25,3	31,6	40,7	51,8	64,6	84	112	147	183							
200		11,4	15,3	18,4	22,9	29	38,4	54,4	77,8	101	111	116	128	162			
100		4,5	5,8	6,6	8,3	10,3	13,5	20	32,8	48,1	51,1	46,4	47,4	66,2			
10		0	0,9	1,3	2,1	2,7	4,3	7,3	15,9	27,2	27,9	22	20,3	34			
300	SLN (4,4%)	28,8	39,3	53,2	68,9	89	123	179	273								
200		14,2	18,1	24,4	33,8	45	65,9	103	186	257	243	241	250				
100		5,5	7,2	11,1	15,4	20,5	32,9	58,6	128	189	170	152	152	226			
10		0	4	5,7	8,6	11,5	20,7	41,6									
300	CLN (0,0%)	32,5	43,8	56,4	80,3	127	206										
200		15,1	19,4	25,8	41,5	73,9	153	260									
100		5,3	7,1	9,4	18,6	41,7	105	224									
10		0	2,4	3,5	9,7	29,1	91,3	202									
300	CLN (1,2%)	28,2	37,8	51,2	71,1	108	184										
200		12,7	18	24,2	34,8	58,8	116	258	291								
100		3,6	9,6	10,2	15,7	29,9	81,3	177	258	256	234	216	171	216	242		
10		0	2,9	4,3	8,3	19,9	62,5	153	214	290	220	189	138	163	190	285	
300	CLN (6,1%)	27,1	34,3	45,1	57,5	77	104	146	246								
200		12,3	20,5	23,1	29,3	38,5	55,1	82,5	137	195	226	211	208	287			
100		4,3	9,3	9,7	12,1	15,3	23,8	40,3	81,9	136,8	155	129	107	175	171	180	222
10		0	4,1	4,5	4,5	7	12,6	24,6	61,3	117	131	102	72,7	134	127	125	143
300	CLN (8,4%)	26,3	35,6	45,6	61,3	81,7	114	178	255								
200		12,6	15,9	21,6	28,4	40,2	59,8	105	174	236							
100		5	5,6	6,5	8,8	14,1	25,7	55,9	116	204	236	171	132				
10		0	1,1	0,9	1,8	5,2	13,6	37,5	91,6	160,1	184	138	105	169	180	158	

5.3. táblázat. A LN TIV-FTS mérésekkel meghatározott abszorpciós együtthatói. Az értékek cm^{-1} -ben értendők.

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...



5.5. ábra. A különböző hőmérsékletű adalékolatlan SLN és CLN minták abszorpciós együttható-spektrumai.

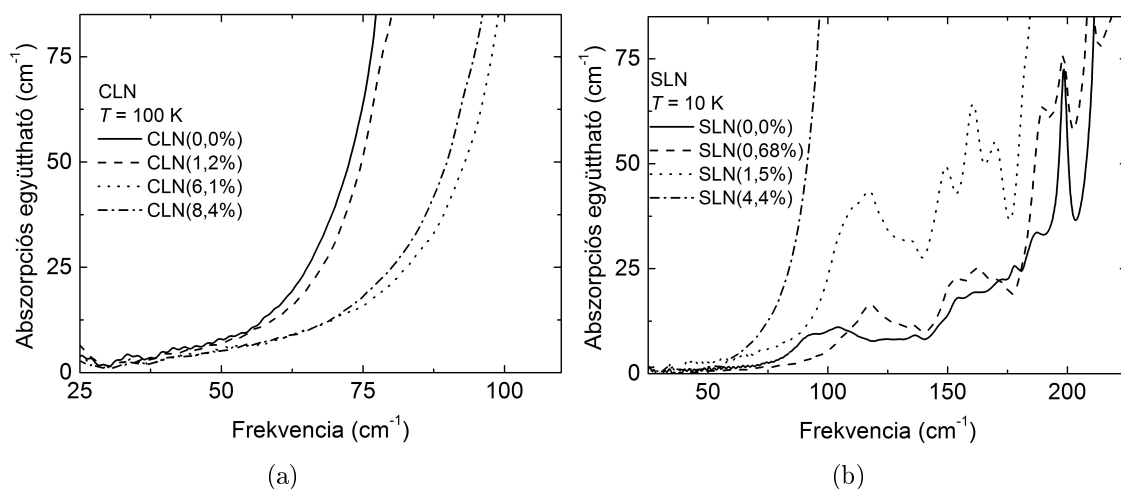


5.6. ábra. Adalékolatlan és Mg-mal adalékolt CLN kristályok 100 K hőmérséklethez tartozó törésmutató-spektrumai. A Mg-koncentráció zárójelben van feltüntetve.

A transzmissziós görbék azt mutatják, hogy a kongruens minták erősen abszorbeálnak 100 cm^{-1} felett, és az abszorpciós él magasabb frekvenciák felé tolódik a Mg-adalékkoncentráció növekedésével, a küszöbkonzentrációt átlépve viszont visszafordul. Az 5.7(a) ábrán a Mg-adalékolású kongruens minták 100 K hőmérséklethez tartozó abszorpciós együttható-spektrumai láthatók. Az abszorpciós együttható a fotorefrakciós küszöbhez legközelebb eső 6,1 mol% Mg-tartalmú minta esetén minimális.

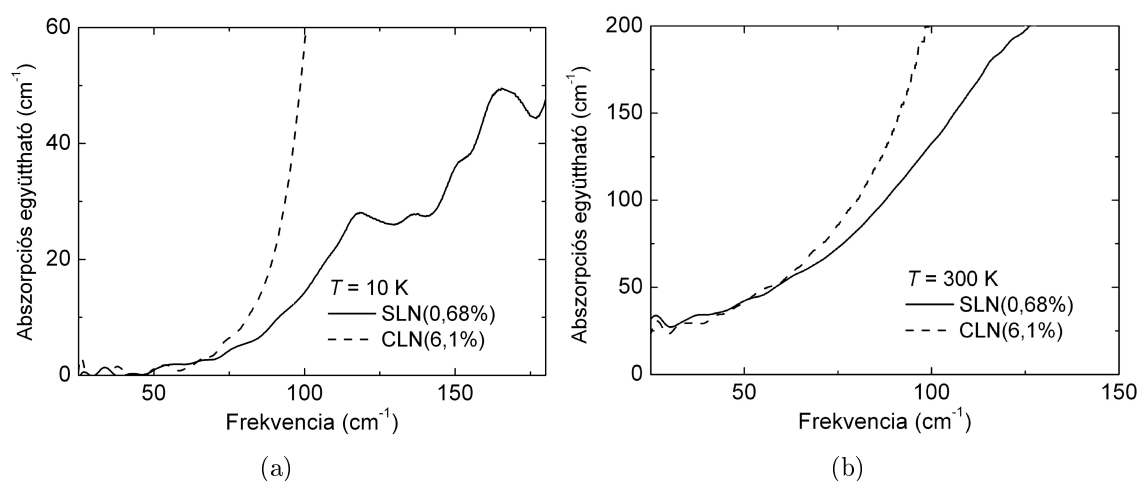
Az 5.7(b) ábra a sztöchiometrikus LN 10 K hőmérséklethez tartozó abszorpciós

5.1. TÁVOLI INFRAVÖRÖS FOURIER-TRANSZFORMÁCIÓS...



5.7. ábra. Adalékolatlan és Mg-mal adalékolt kongruens (a) és sztöchiometrikus (b) LN kristályok 100 (a), illetve 10 K (b) hőmérsékletéhez tartozó abszorpciós együttható-spektrumai. A Mg-koncentráció zárójelben van feltüntetve. Felhívom a figyelmet az (a) és a (b) ábra eltérő frekvenciaskálájára.

együtthatóját mutatja. A $30\text{--}110\text{ cm}^{-1}$ frekvenciatartományon az abszorpció (a kongruens összetételhez hasonlóan) azon kristály esetén a legkisebb, mely a FR küszöbéhez (kb. 0,68%) legközelebb áll. A küszöbtől való eltérés abszolútértékével monoton nő az abszorpció. A 0,68 és 1,5% Mg-tartalmú minták esetén 117 cm^{-1} frekvencián abszorpciós csúcsot találunk. Ezt a Mg-adalék hatásának tudhatjuk be, ugyanis adalékolatlan minta esetén nem tapasztaltunk hasonlózt ezen a frekvencián,



5.8. ábra. A küszöbhez közeli Mg-koncentrációjú kongruens és sztöchiometrikus LN abszorpciós együttható-spektrumának összehasonlítása 10 (a) és 100 K (b) hőmérsékleten.

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSKÓPIAI MÉRÉSEK

továbbá a Mg-tartalommal nőtt a csúcs. Vélhetően ez az abszorpciós sáv nem más, mint amit mások 115 cm^{-1} frekvencián azonosítottak [109, 110]. Az adalékolatlan minták esetén viszont ehelyett két abszorpciós csúcs jelenik meg 94 és 105 cm^{-1} frekvencián. A 105 cm^{-1} frekvenciához tartozó csúcsot mások is észlelték korábban [110]. A 94 és 105 cm^{-1} frekvencián megjelenő csúcsok a Nb_{Li} „niobium antisite” azaz „Li helyen ülő Nb” kristályhibahelyekhez társíthatók.

Szem előtt tartva a célt, ami nem más, mint a THz-keltés szempontjából legkedvezőbb, minimális abszorpcióval rendelkező kristályösszetétel kiválasztása, érdekesnek találtam a FR küszöbhez legközelebbi sztöchiometrikus és kongruens kristályok összehasonlítását. Megállapítottam, hogy bármilyen hőmérsékleten a küszöbhez közeli sztöchiometrikus összetétel esetén az abszorpció kisebb a küszöbhez közeli kongruensénál. A legszembetűnőbb különbség 10 K hőmérsékleten észlelhető (5.8(a) ábra). Ez az abszorpciós különbség a hőmérséklet növelésével csökkent ugyan, de még 300 K hőmérsékleten is elegendően nagy (5.8(b) ábra). A THz-es tartománybeli abszorpcióval kapcsolatos tapasztalatok a fotorefrakcióval kapcsolatos tapasztalatokkal [53] összhangban azt mutatják, hogy a $0,68\text{ mol\%}$ Mg-tartalmú SLN (lehetőség szerint minél alacsonyabb hőmérsékleten) a legígéretesebb THz generátor kristályösszetétel.

Valamennyi fent említett, abszorpcióval kapcsolatos, Mg-adalék specifikus megállapítás magyarázható a Mg-adalékolású LN Li-vakancia modelljével [165], és összhangban van az ultraibolya-látható tartománybeli spektroszkópiai eredményekkel [166]. Az ideálishoz legjobban közelálló kristályösszetétel esetén mind a THz-es abszorpciónak, mind az ultraibolya abszorpciós él pozíciónak minimuma van. Az adalékolatlan sztöchiometrikus kristályokban a $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$ koncentrációarány közelebb van az 1-hez, mint adalékolatlan kongruens esetén, következésképp a Nb_{Li} -koncentráció kisebb (értelemszerűen a küszöb Mg-koncentráció is kisebb). A küszöb alatti Mg-koncentrációjú minták abszorpciója csökken a Mg-koncentrációval, hiszen a Nb_{Li} hibák csökkennek. Az abszorpció érhetően a küszöbkoncentrációval rendelkező minta esetén minimális, hisz az összes Nb_{Li} Mg-mal helyettesítődött. A FR küszöb feletti adalékolás során az adalék az eredeti helyükön ülő Nb-ionokat (Nb_{Nb}) helyettesíti, ami az abszorpciós együttható növekedéséhez vezet. Küszöbkoncentrációhoz tartozó adalékolás esetén a sztöchiometrikus kristály mutat kisebb abszorpciót, ugyanis a szerkezet (a kevesebb Mg és a kedvezőbb $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$ arány miatt) közelebb áll az ideális kristályszerkezethez.

5.2. Időtartománybeli THz-es spektroszkópiai mérések

Annak érdekében, hogy pontosítsuk az 5.1 alfejezetben bemutatott TIV-FTS mérések tökéletlen mintaelőkészítésből származó bizonytalanságait, ITS méréseket végeztünk. Az e célra használt minták (5.1 táblázat) a TIV-FTS mérésekhez hasz-

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSKÓPIAI MÉRÉSEK

náltakkal azonos növesztésből származtak, ellenben határolólapjaik párhuzamosak, precízen csiszoltak voltak. Az ITS mérések elvégzését az a tény is indokolta, hogy alacsonyabb frekvencián ezek a típusú mérések pontosabb eredményt adnak a távoli infravörös méréseknél [159]. A méréseket szobahőmérsékleten végeztük TERA K8 lineáris terahertzes spektrométerrel. A mérés során a THz-es impulzus időbeli alakját $T = 62,5$ ps szélességű időablakban vettük fel, ami a frekvenciatartományban $1/T = 16$ GHz feloldásnak felel meg. A kiértékelést a spektrométerhez tartozó TeraMat szoftverrel végeztük. Az abszorpciós együttható és törésmutató-spektrumokat jellemzően a 0,2–2,5 THz frekvenciatartományon határoztuk meg ordinárius és extraordinárius polarizáció esetén. A legprecízebb polarizációbeállítás esetén is egy kis amplitúdójú modulációt figyeltünk meg alacsony frekvencián a törésmutató és abszorpciós spektrumokban [38]. Nem tökéletes polarizáció beállítások mellett kettősen törő kristályok ITS vizsgálata során ez ismert jelenség [167, 168]. A probléma vélhetően a THz-es forrás polarizációjának elliptikus jellegéből, vagy a polarizáció és az antenna párhuzamostól eltérő helyzetéből fakadt. Ennek orvoslása céljából a forrás és a minta közé wire-grid polarizátort helyeztünk.

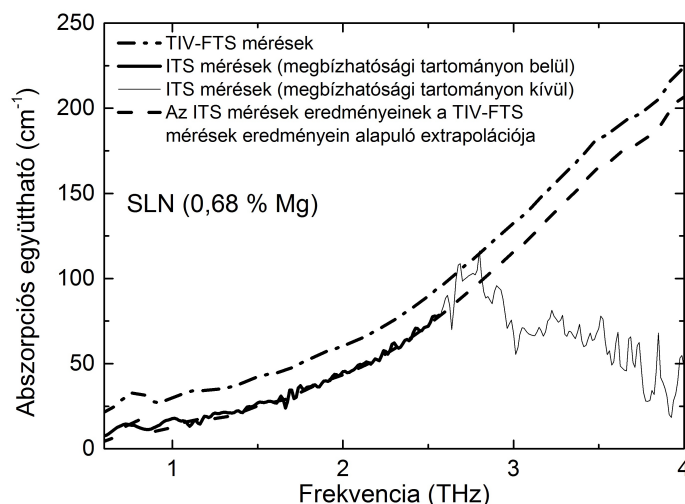
Az 5.9 ábra folytonos görbéje példaként a 0,68 mol% Mg-t tartalmazó sztöchiometrikus LN kristály ITS módszerrel mért abszorpciós együttható görbáját mutatja. Az ITS módszerrel mérhető abszorpciós együttható értékeknek van egy

$$\alpha_{\max} = \frac{2}{d} \ln \left[\text{DR} \frac{4n}{(n+1)^2} \right] \quad (5.5)$$

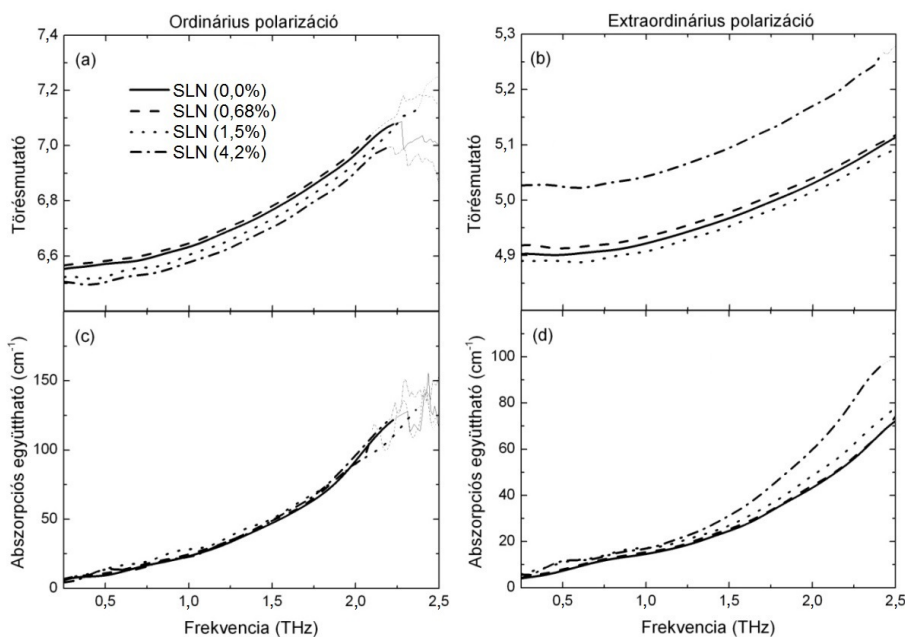
felső korlátja, ahol DR az eszközre jellemző dinamikus tartomány (dynamic range), d a mintavastagság [169]. Az $\alpha_{\max}$ -ot meghaladó abszorpciós együttható értékek nem megbízhatóak. Az (5.5) kifejezésnek megfelelően az 5.9 ábrán vázolt eset megbízható frekvenciatartományához tartozó abszorpciós együttható-spektrumot megvastagítottuk.

A tapasztalatok alapján alacsony (0,25–2,5 THz) frekvencián az ITS és a TIV-FTS spektroszkópiai mérések eredményei csupán konstans eltolás erejéig különböznek egymástól az egyes minták esetén, ahogy az az 5.9 ábrán is látható. Folytonos vastag vonal mutatja az ITS mérési eredményeket a megbízható frekvenciatartományon, pontozott-szaggatott vonal pedig a TIV-FTS spektroszkópiai mérések eredményeit szélesebb tartományon. E két görbe közti eltérés 17 cm^{-1} mértékű, ami nagyságrendileg megfelel az [52] cikkben a TIV-FTS mérések kapcsán említett bizonytalanságnak. Az 5.9 ábrán a szaggatott görbe a (-17 cm^{-1}) konstans értékkel való eltolta a TIV-FTS mérésből kapott (pontozott-szaggatott vonal) görbének. A TIV-FTS módszerrel meghatározott, eltoló eredmények grafikonja az ITS mérési eredmények grafikonjával jó illeszkedést mutat a megbízható tartományon. Ez az illeszkedés a többi minta esetén is fennáll, így az ITS mérési eredmények elfogadható pontosításai az [52] hivatkozásban mért értékeknek a 0,2–2,5 THz frekvenciatartományon. Ennél szélesebb tartományon pedig a TIV-FTS méréssel meghatározott értékek ITS mérési eredményekhez eltoló grafikonjából olvashatunk le az eredeti TIV-FTS mérés eredményeinél pontosabb értékeket.

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSKÓPIAI MÉRÉSEK



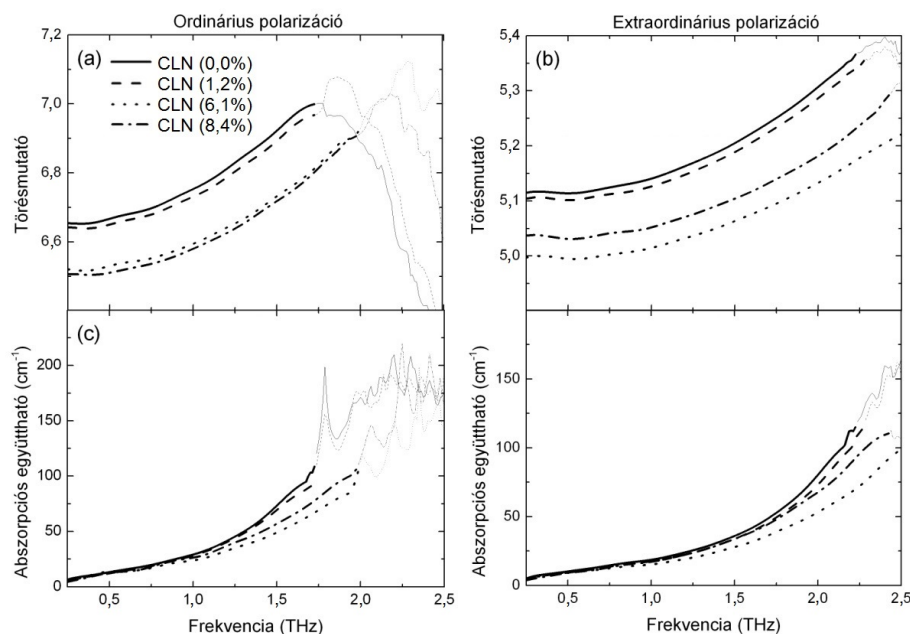
5.9. ábra. A 0,68 mol% Mg-koncentrációjú SLN kristály abszorpciós együtthatója a frekvencia függvényében. Az ábra az ITS módszer megbízható tartományát, illetve az ITS és a TIV-FT spektroszkópia módszerek közti kapcsolatot demonstrálja.



5.10. ábra. Adalékolatlan és Mg-mal adalékolt (0,68; 1,5 és 4,2 mol% Mg-koncentrációval) SLN kristályok ordinárius (a,c) és extraordinárius (b,d) törésmutató (a,b) és abszorpciós együttható (c,d) spektrumai 300 K hőmérsékleten.

Az 5.10 ábrán az adalékolatlan és a Mg-mal adalékolt SLN, az 5.11 ábrán pedig az adalékolatlan és a magnéziummal adalékolt CLN kristályok szobahőmérsékleten ITS méréssel meghatározott törésmutatóit és abszorpciós együtthatóit láthatjuk ordinárius és extraordinárius polarizáció esetén. Az ábrákon a megbízható frekven-

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSKÓPIAI MÉRÉSEK



5.11. ábra. Adalékolatlan és Mg-mal adalékolt (1,2; 6,1 és 8,4 mol% Mg-koncentrációval) CLN kristályok ordinárius (a,c) és extraordinárius (b,d) törésmutató (a,b) és abszorpciós együttható (c,d) spektrumai 300 K hőmérsékleten.

ciatartománybeli értékek vastagabb vonallal vannak jelölve a tartományon kívül eső frekvenciákhoz tartozó értékekhez képest. Az 5.10 és az 5.11 ábrák extraordinárius polarizációhoz tartozó görbéinek menete, az abszorpciós együttható-spektrumok viselkedése a Mg-koncentráció függvényében az 5.1 alfejezetben (melyben közölt eredmények kizárólag erre a polarizációra vonatkoznak) megállapítottakkal összhangban van, így erre most nem térek ki. Az 5.10 és az 5.11 grafikonok mellett néhány, az 5.3 táblázatban is szereplő frekvencián is megadom az adott polarizációs irányhoz tartozó törésmutató és abszorpciós együttható értékeket a vizsgált SLN és CLN mintákra (lásd az 5.4 táblázatot). Az 5.3 és az 5.4 táblázat 1,5 THz-re vonatkozó értékeit összevetve a már többször emlegetett konstans eltolás mértéke könnyen megállapítható, ezáltal a TIV-FTS mérések eredménye (5.1 alfejezet) egyszerűen és gyorsan pontosítható.

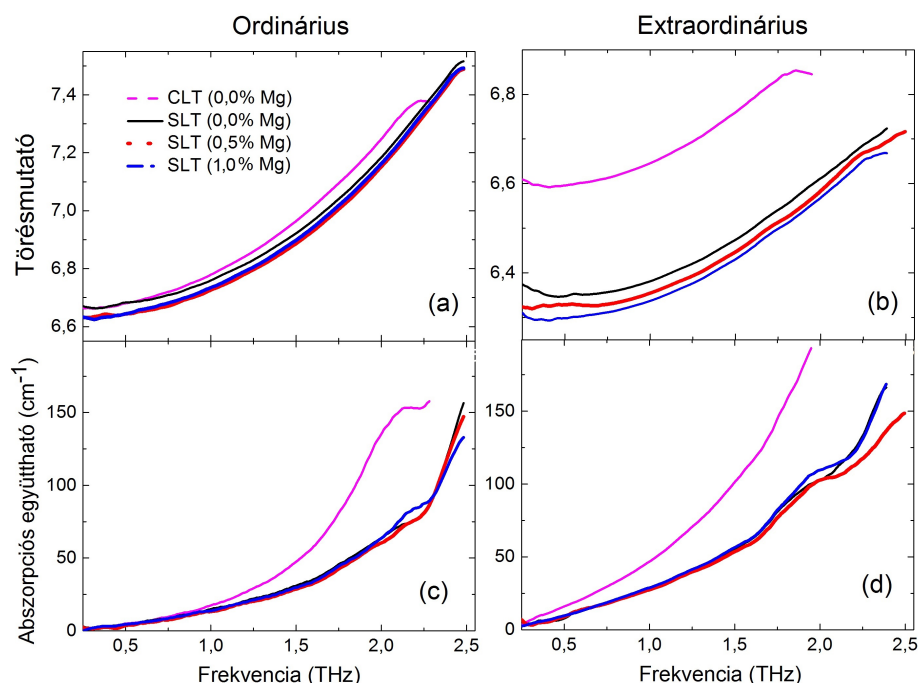
Ordinárius polarizáció mellett, sztöchiometrikus összetétel esetén sem a törésmutató (5.10(a) ábra) sem az abszorpciós spektrumok (5.10(c) ábra) közt nincs lényeges különbség. Kongruens mintáknál viszont más a helyzet. A fotorefrakciós küszöbhöz közeli minták esetén a legkisebb a törésmutató (5.11(a) ábra). Az abszorpciós együttható pedig egyértelműen a küszöbhöz legközelebbi, 6,1 mol% Mg-koncentrációjú minta esetén minimális, a küszöbkoncentrációtól való eltérés abszolútértékével pedig monoton nő (5.11(c) ábra).

A LN kristályok vizsgálata során használt időtartománybeli terahertzes spektrométerrel, szintén szobahőmérsékleten a 0,2–2,5 THz-es frekvenciatartományon LT

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSZKÓPIAI MÉRÉSEK

Minta	Ordinárius polarizáció				Extraordinárius polarizáció			
	Törésmutató		Abszorpciós együttható (cm^{-1})		Törésmutató		Abszorpciós együttható (cm^{-1})	
	0,9 THz	1,5 THz	0,9 THz	1,5 THz	0,9 THz	1,5 THz	0,9 THz	1,5 THz
SLN (0,0%)	6,64	6,77	23	47	4,92	4,97	15	25
SLN (0,68%)	6,65	6,78	25	49	4,93	4,98	15	25
SLN (1,5%)	6,61	6,73	28	50	4,91	4,95	17	27
SLN (4,2%)	6,58	6,70	23	49	5,04	5,09	17	31
CLN (0,0%)	6,75	6,92	29	74	5,14	5,20	19	34
CLN (1,2%)	6,73	6,89	28	70	5,13	5,18	18	34
CLN (6,1%)	6,60	6,73	24	49	5,01	5,06	15	28
CLN (8,4%)	6,58	6,72	26	57	5,05	5,10	17	34

5.4. táblázat. A LN ITS mérésekkel meghatározott törésmutató és abszorpciós együttható értékei 0,9, illetve 1,5 THz frekvencián.



5.12. ábra. Adalékolatlan kongruens és sztöchiometrikus (adalékolatlan; 0,5; 1,0 mol% Mg) LT kristályok ordinárius (a,c) és extraordinárius (b,d) törésmutató (a,b) és abszorpciós együttható (c,d) spektrumai 300 K hőmérsékleten.

kristályokat is vizsgáltunk. A kiértékelés szintén a TeraMat szoftverrel történt. Számunkra a LT anyagi paraméterei a 9.1.2 pontban említett alkalmazások tervezéséhez fontosak. Az adalékolatlan kongruens, az adalékolatlan sztöchiometrikus és a 0,5, illetve 1,0 mol% Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LT kristályokat a japán Oxide Corporation cégtől rendeltük. A mért görbéket a megbízhatósági tartományon ábrázoltuk (5.12 ábra). Az 1, illetve 2 THz frekvenciához tartozó törésmutató és abszorpciós együttható értékek pedig az 5.5 táblázatban találhatók a vizsgált négy

5.2. IDŐTARTOMÁNYBELI THZ-ES SPEKTROSKÓPIAI MÉRÉSEK

	Ordinárius polarizáció				Extraordinárius polarizáció			
	Törésmutató		Abszorpció együttható (cm^{-1})		Törésmutató		Abszorpció együttható (cm^{-1})	
Minta	1 THz	2 THz	1 THz	2 THz	1 THz	2 THz	1 THz	2 THz
CLT (0,0%)	6,54	6,97	17,9	125	6,42	6,66	46,0	194
SLT (0,0%)	6,55	6,96	15,2	61,4	6,19	6,42	28,4	101
SLT (0,5%)	6,51	6,92	15,2	60,6	6,16	6,38	28,4	98,7
SLN (1,0%)	6,51	6,92	15,2	62,5	6,16	6,39	29,9	106

5.5. táblázat. A LT ITS mérésekkel meghatározott törésmutató és abszorpció együttható értékei 1, illetve 2 THz frekvencián.

minta esetén.

A LN-hoz hasonlóan az anyag jelentős kettőtöréssel rendelkezik a THz-es tartományon. A LT törésmutatói mindkét polarizáció esetén tipikusan nagyobbak a LN-énál. Az ordinárius polarizációhoz nagyobb törésmutatók tartoznak, mint az extraordináriushoz, akár csak LN esetén. Az abszorpció együtthatót tekintve viszont fordított viselkedést mutat, vagyis az ordinárius polarizációhoz kisebb abszorpció tartozik. A kongruensről a sztöchiometrikus összetételre való áttérés az abszorpció jelentős redukálódását vonja maga után. A CLT extraordinárius polarizációhoz tartozó kisebb megbízhatósági tartományú görbét leszámítva valamennyi esetben egy gyenge abszorpció csúcs jelenik meg 2 THz környékén. Mások ilyen tapasztalatról eddig még nem számoltak be. Érdekes, hogy sztöchiometrikus összetétel esetén az abszorpció együttható gyakorlatilag független a Mg-adalékolástól, a kis különbségek pont e csúcs környékén tapasztalhatók. Hasonló, a Mg-koncentrációtól független viselkedést megfigyeltek már a fotorefrakciós küszöb vizsgálata kapcsán. Az adalékolatlan és a néhány százalékban Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LT nem mutatott különbséget [125]. Ez a viselkedés összhangban van az ultraibolya abszorpció méréseink eredményeivel is: a kongruens minta jól elkülönült a három sztöchiometrikustól, melyek egymástól viszont csak kissé különböztek. A LT-tal kapcsolatos, fent bemutatott eredmények még publikálás előtti stádiumban vannak. A fentiek alapján megállapítható, hogy a vizsgált LT minták közül a sztöchiometrikusak a legalkalmasabbak nagy energiájú THz-es sugárzás előállítására.

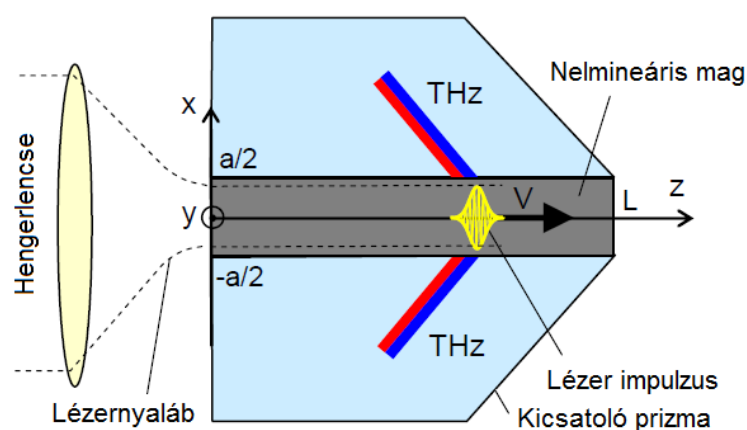
6. fejezet

Nagy átlagteljesítményű, hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás

6.1. Vékonyréteg az abszorpció csökkentésére

A kiemelkedően nagy optikai nemlinearitással rendelkező LN és LT alapú források (1.1 táblázat) esetén a THz-es tartománybeli jelentős abszorpció hátrány. Ezt a kristály megfelelő adalékolásával és hűtésével bizonyos mértékben csökkenteni lehet. Az abszorpció hatásának további csökkentésére megfelelő megoldás keresése izgalmas kihívás.

Nagy THz-es abszorpciójú keltő közeg abszorpciójának káros hatását úgy küszöbölték ki, hogy a nagy optikai nemlinearitású és nagy THz-es abszorpciójú —



6.1. ábra. THz-es sugárzás keltése vékonyrétegben. A keltett THz-es sugárzás Čerenkov-szögben kilép a nagy abszorpciójú vékonyrétegből a kis abszorpciójú prizmába [170].

6.2. A HULLÁMVEZETŐ ALAPÚ THZ-ES IMPULZUSFORRÁS

mikrométer tartományba eső vastagságú — vékonyréteget szendvicsszerűen olyan közeggel fogták közre, amelynek abszorpciós együtthatója a vékonyrétegénél lényegesen kisebb [170–174]. Az anyagi és geometriai paramétereket úgy választották meg, hogy a struktúra nem viselkedett hullámvezetőként a THz-es tartományban (lásd a 6.1 ábrát). A vékonyrétegbe fókuszált, z irányban terjedő ultrarövid impulzus által keltett THz-es sugárzás a keltés helyén (Čerenkov-szögben) kilépett a vékonyrétegből a szomszéd közegbe. Ezáltal jelentősen lecsökkent a vékonyrétegben történő terjedés hossza, minimalizálva az abszorpciós veszteségeket. Viszont az ilyen típusú gerjesztés esetén a lényegesen kisebb kölcsönhatási hossz miatt a THz-keltés határfoka kisebb, mint sebességillesztett hullámvezető esetén lenne. Az elrendezést tipikusan LN-ra javasolják, a kicsatoló prizma anyagára pedig a Si-ot tartják megfelelőnek. A megoldás továbbfejlesztett változatában [174] a kicsatolást Si anyagú prizmasorral oldják meg.

6.2. A hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás

Az előző alfejezetben szándékosan „vékonyrétegnek” neveztem a nemlineáris közeget, mely abszorpciójának kiküszöbölését tűzték ki célul [170–174]. A „hullámvezető” kifejezést kerültem, mivel a leírásból és az ábrákból is kiderül, hogy az eszköz a THz-es sugárzásra nem viselkedik hullámvezetőként.

Ebből az alfejezetből az általam javasolt hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás elve ismerhető meg, mely szintén a keltő közeg THz-es abszorpciója káros hatásának kiküszöbölésére hivatott. A séma, illetve annak működési elve leírását példaként az ígéretes LN-on keresztül teszem meg, de az adaptálható bármely más nagy optikai nemlinearitású és nagy THz-es abszorpciójú anyag esetére. Hangsúlyozandó, hogy a hullámvezető szerkezet korlátozott geometriai mérete nem engedi meg a nagy energiájú (nagy transzverzális kiterjedésű) pumpáló-nyalábok használatát. Következésképp a nagy csúcsteljesítményű THz-es forrásokat nem ezzel az elrendezéssel kell megvalósítani. Kellően nagy (1-100 MHz) ismétlési frekvenciájú, moderáltabb (kb. 10 μ J-ig terjedő) energiájú forrásokkal viszont nagy átlagteljesítményű THz-es forrásokhoz jutunk, melyeket előszeretettel használhatunk (pl. lineáris- és nemlineáris) spektroszkópiai célokra.

Az abszorpció hatását jelentősen csökkentő, nagy átlagteljesítményű hullámvezető alapú THz-es impulzusforrásra általam javasolt eszköz [175–177] nagyon fontos ismérve, hogy a korábban ismertetett megoldásokkal [170–174] szemben úgy van kialakítva, hogy mind a pumpálásra, mind a THz-es sugárzásra hullámvezetőként viselkedjék. A geometriát úgy kell kialakítani, hogy a pumpáló impulzus csoportsebessége megegyezzek a keltett THz-es impulzus fázissebességével, vagyis a sebességillesztés feltétele teljesüljön. A vékony, nagy abszorpciójú, nagy optikai nemlinearitású magréteget a magénál lényegesen kisebb abszorpciójú köpeny veszi körül. A vastagságok alkalmas beállításával elérhető, hogy a keltett THz-es impulzus energiájának túlnyomó része (akár 80-90%-a) a kis abszorpciójú köpeny-

6.2. A HULLÁMVEZETŐ ALAPÚ THZ-ES IMPULZUSFORRÁS

	n_p (1 μm)	$n_{\text{cs,p}}$ (1 μm)	n_{THz} (1 THz)	α_{THz} (1 THz)
LN	2,15 [103]	2,21 [103]	4,96 [52]	27,3 cm^{-1} [52]
PMP	1,47 [178]	n. r.	1,46 [178]	$\sim 1,1 \text{ cm}^{-1}$ [178]
Si	$\sim 3,5$ [174]	n. r.	3,42 [179]	0,05 cm^{-1} [179]

6.1. táblázat. A példában szereplő hullámvezető alapú sugárforrás rétegeit alkotó anyagok jellemző paraméterei. n_p és $n_{\text{cs,p}}$ a pumpálásra vonatkozó fázis- és csoporttörésmutató. n_{THz} és α_{THz} pedig a THz-es tartományra vonatkozó (fázis) törésmutató illetve abszorpciós együttható. Az érdektelen paramétereket „n. r.” jelöli (nem releváns).

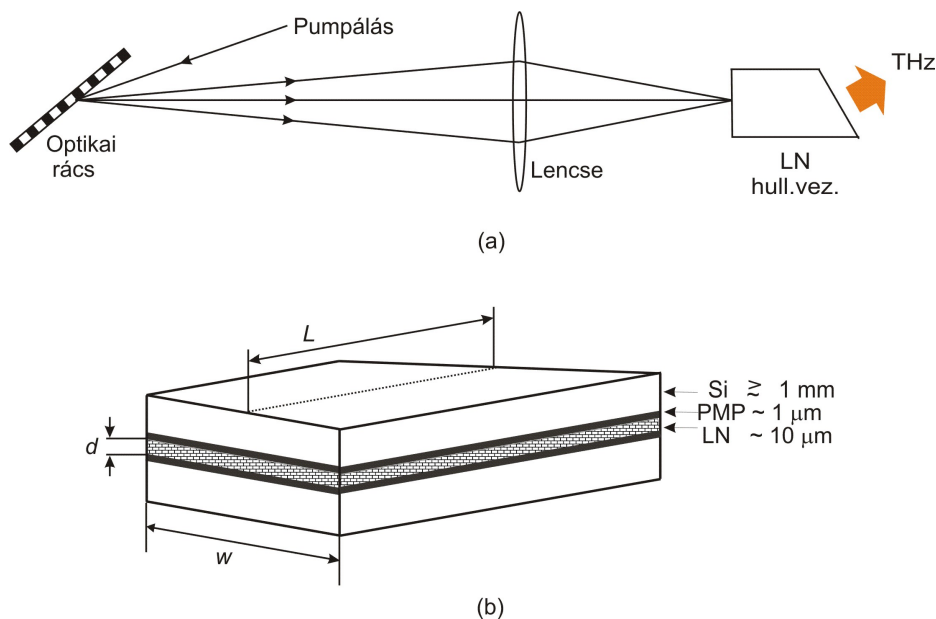
ben terjedjen, minimalizálva az abszorpciós veszteségeket. Bizonyos anyagoknál – pl. LN-nál – a mag pumpálásra, illetve a THz-es tartományra vonatkozó nagy törésmutató-különbsége miatt a becsatolandó pumpáló-nyaláb impulzusfrontjának előzetes megdöntése is szükséges ahhoz, hogy egyszerre teljesüljön a sebességillesztés is, és az is, hogy az energia nagy része a köpenyben terjedjen. Számításaim szerint az impulzusfront-döntés hiányában olyan vékony magot kellene alkalmazni, ami egyrészt anyagmegmunkálási problémákhoz vezetne, másrészt jelentősen korlátozná a pumpálás, és ennél fogva a keltett THz-es sugárzás teljesítményét, nem beszélve a becsatolás nehézségeiről.

Az általam javasolt impulzusforrás azáltal, hogy mind a pumpálásra, mind a keltett THz-es sugárzásra hullámvezetőként viselkedik, fontos előnnyel bír korábban ismertetett [170–174], formailag hasonló megoldásokkal szemben, melyekben a THz-es sugárzás a keletkezés helyén oldalirányban kilép a „magból”. Az általam javasolt esetben ugyanis a különböző helyeken keletkezett THz-komponenseknek a térerőségei adódnak össze fázishelyesen – szemben a korábban publikált esetekkel, ahol az intenzitások adódtak össze –, a [170–174]-beli megoldásokhoz képest jelentősen nagyobb konverziós hatásfokot eredményezve.

A sík hullámvezető szerkezetű THz-es impulzusforrásra javasolt példában a mag anyagára 0,68 mol% Mg-adalékot tartalmazó LN-ot tételezek fel, de számos egyéb nagy nemlinearitású, nem elhanyagolható THz-es abszorpciójú anyag is számításba jöhet. Ilyenek például: ZnTe, GaP, CdTe, DAST. A LN törésmutatójára, illetve abszorpciójára vonatkozó adatok a 6.1 táblázatban láthatók. A LN maghoz megfelelő választás a Si anyagú köpeny a LN-énál kisebb THz-es törésmutatója, és két nagyságrenddel kisebb THz-es abszorpciója miatt (6.1 táblázat). Mind a LN, mind a Si THz-es törésmutatója nagyobb a LN mag pumpálási hullámhosszhoz tartozó csoporttörésmutatójánál (6.1 táblázat). Ez azt eredményezi, hogy a sebességillesztéshez a hullámvezető struktúra önmagában nem elegendő, döntött impulzusfrontú gerjesztésre is szükség van a LN mag síkjában (6.2(a) ábra).

Mint már említettem, a hullámvezetőnek mind a pumpálást, mind a THz-es sugárzást vezetnie kell. Problémát okoz azonban az, hogy a pumpálás tipikus hullámhosszán a Si köpeny törésmutatója nagyobb a LN magénál (6.1 táblázat), ami megakadályozza az optikai tartománybeli hullámvezetést. Ennek orvoslására a [174]

6.2. A HULLÁMVEZETŐ ALAPÚ THZ-ES IMPULZUSFORRÁS



6.2. ábra. A hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás pumpálása döntött impulzusfrontú nyalábbal (a). A hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás szerkezete (b).

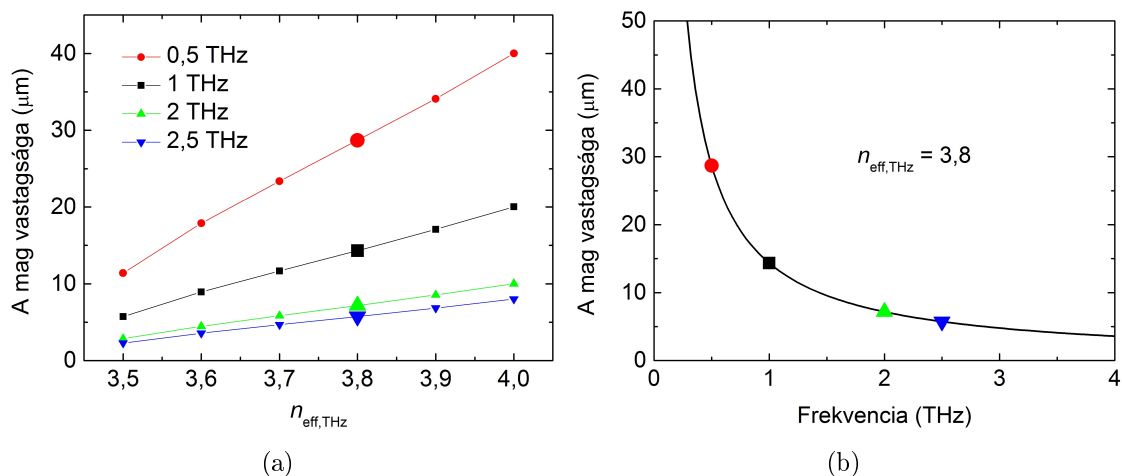
hivatkozáshoz hasonlóan egy filmszerű belső köpenyt javasoltam a mag és a (THz-es) köpeny közé elhelyezni, a háromrétegű struktúrát ezáltal ötrétegűvé téve (6.2(b) ábra). Erre a célra alkalmas anyagok tipikusan olyan polimerek, melyek THz-es abszorpciós együtthatója kicsi, és az optikai tartományon a LN-nál kisebb törésmutatóval rendelkeznek, illetve átlátszóak [178,180]. Ezen követelményeknek megfelelő anyag a polimetilpentén (PMP, melyet a THz-es technikában gyakran TPX-ként emlegetnek). Jellemzői a 6.1 táblázatban láthatók). A PMP film vastagságát a pumpálás hullámhosszával azonos nagyságrendűnek célszerű választani. A filmréteg másik fontos szerepe, hogy megakadályozza a pumpálás köpenybe való behatolását. Ennélfogva elkerülhető a Si-beli szabad töltéshordozó-keltés, ami THz-es abszorpcióhoz vezetne.

A hullámvezetők elméletében alapvető fontosságú, ún. önkonzisztencia feltételből a mag vastagságára

$$d = \frac{c}{\pi \nu n_{\text{eff,THz}} \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_{\text{eff,THz}}}\right)^2 - 1}} \arctg \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{n_2}{n_{\text{eff,THz}}}\right)^2}{\left(\frac{n_1}{n_{\text{eff,THz}}}\right)^2 - 1}} \quad (6.1)$$

adódik a legalacsonyabb rendű TE módus esetén [93,175]. Az egyenletben c a fény vákuumbeli sebessége, n_1 és n_2 a magra, illetve a köpenyre vonatkozó THz-es törésmutatók, $n_{\text{eff,THz}}$ pedig az úgynevezett effektív törésmutató, melyre fennáll az $n_1 < n_{\text{eff,THz}} < n_2$ reláció. Az $n_{\text{eff,THz}}$ az impulzusfront-döntés szögével van kapcsolatban (lásd a következő bekezdést). Si–LN–Si struktúrában a kívánt

6.2. A HULLÁMVEZETŐ ALAPÚ THZ-ES IMPULZUSFORRÁS

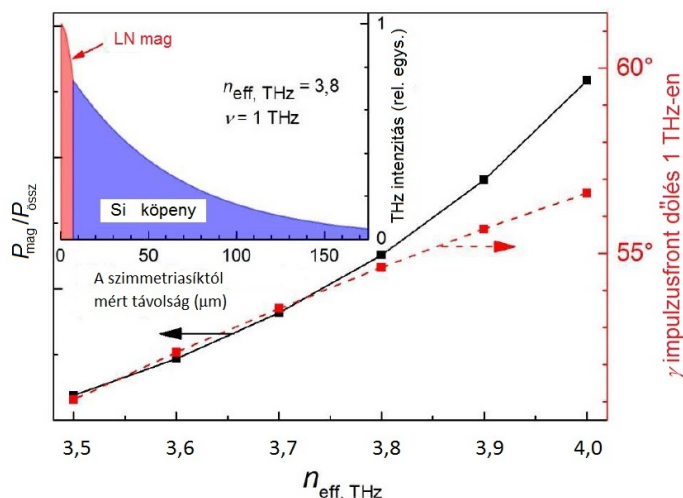


6.3. ábra. A Si–LN–Si hullámvezető struktúra szükséges magvastagsága a kirótt effektív THz-es törésmutató függvényében, különböző THz frekvenciák esetén (a). Az $n_{\text{eff,THz}} = 3,8$ értékhez tartozó magvastagság a THz-frekvencia függvényében (b). A 6.3(a) ábra kinagyított szimbólumai a 6.3(b) ábra azonos jelű szimbólumaival azonosíthatók.

$v_{\text{eff,THz}} = c/n_{\text{eff,THz}}$ sebességű THz-terjedés beállításához szükséges (a (6.1) egyenlet alapján meghatározott) magvastagságot láthatjuk $n_{\text{eff,THz}}$ függvényében néhány kiválasztott THz-es frekvencián (6.3(a) ábra). Ez alapján arra a kérdésre kapunk választ, hogy LN mag és (végtelen kiterjedésűnek feltételezett) Si köpeny esetén milyen magvastagságot válasszunk, hogy a THz-es impulzus a kívánt $v_{\text{eff,THz}}$ sebességgel terjedjen. A 6.3(b) ábrán rögzített, $n_{\text{eff,THz}} = 3,8$ értékhez tartozó magvastagságot ábrázoltam a THz-es frekvencia függvényében. A 6.4 ábra a magban, illetve a teljes hullámvezetőben terjedő teljesítmény hányadosát ($P_{\text{mag}}/P_{\text{össz}}$) mutatja $n_{\text{eff,THz}}$ függvényében. A számításokhoz a [93] hivatkozás megfelelő fejezetében foglaltakat használtam fel. A $P_{\text{mag}}/P_{\text{össz}}$ hányados 2 és 26% közt változik a 3,5 és 4,0 közötti tartományon, függetlenül a THz-es frekvenciától. Ezek az arányok meglehetősen kicsik, így a nagy THz-es abszorpciójú mag káros hatása jelentősen csökkent, lényegesen hatékonyabbá téve a THz-es sugárzás keltését. A 6.4 ábra alapján az is nyilvánvaló, hogy kisebb $n_{\text{eff,THz}}$ értékek esetén az abszorpció redukálódásának a hatása kedvezőbb. Az ábra betétje a THz-es tér keresztirányú intenzitás-eloszlását mutatja, jól illusztrálván, hogy az energia jelentős hányada a kis abszorpciójú köpenyben terjed.

A sebességillesztéshez szükséges γ szögű impulzusfront-döntés a $c/n_{\text{eff,THz}} = (c/n_{\text{cs,p}}) \cos(\gamma)$ összefüggésből határozható meg, ahol $n_{\text{cs,p}}$ a mag csoporttörésmutatója. A γ szög $n_{\text{eff,THz}}$ -től való függését szintén a 6.4 ábra mutatja 1 THz frekvenciát feltételezve. A dőlésszög értéke 51 és 57° fok közt változik, és kisebb a LN tömbkristályban való sebességillesztéshez szükséges kb. 63,5°-nál. A THz-es forrás hatásfokára nézve a kisebb dőlésszög előnyösebb, hiszen a kisebb dőlésszöghöz kisebb szögdiszperzió társul [39], ami a THz-keltés effektív hosszát növe-

6.2. A HULLÁMVEZETŐ ALAPÚ THZ-ES IMPULZUSFORRÁS



6.4. ábra. A $P_{\text{mag}}/P_{\text{össz}}$ teljesítményhányados (fekete folytonos vonal) és az 1 THz frekvencián történő sebességillesztéshez szükséges impulzusfront-dőlés (piros szaggatott vonal) az effektív THz-es törésmutató függvényében. A betét az $n_{\text{eff, THz}} = 3,8$ értékhez tartozó transzverzális intenzitás-eloszlást mutatja a struktúra szimmetriásíkjától való távolság függvényében 1 THz esetén.

li [47], nagyobb konverziós hatásfokot eredményezve.

Dr. Fülöp József által írt numerikus kód segítségével kvantitatív becslést tettünk a hullámvezető struktúrában történő THz-keltés hatásfokára [175]. Néhány vizsgált eset közül a legkedvezőbbet kiemelve, kis (10 nJ) pumpáló-energia esetén, 100 fs-os impulzushosszt feltételezve a számítások a tömbi anyaghoz képesti 20-szoros hatásfok növekedést jósolnak. A keltett THz-es impulzus spektrális intenzitás csúcsát tekintve a tömbkristálybeli esethez képest (szintén 10 nJ pumpáló-energia és 100 fs-os impulzushossz esetén) 53-szoros növekedést tapasztalhatunk. Ezen szorzófaktor a hatásfokbelinél is lényegesen nagyobb. Ennek oka, hogy az $n_{\text{eff, THz}}$ diszperziója lényegesen nagyobb, mint tömbkristály esetén a törésmutató-diszperzió, ezáltal a hullámvezető esetében keskenyebb THz-es spektrum alakul ki.

A fent bemutatott, hullámvezető alapú THz-es impulzusforrás folyóiratcikkben [175] és elfogadott magyar [176], illetve amerikai egyesült államokbeli szabadalom [177] formájában is közzétételre került.

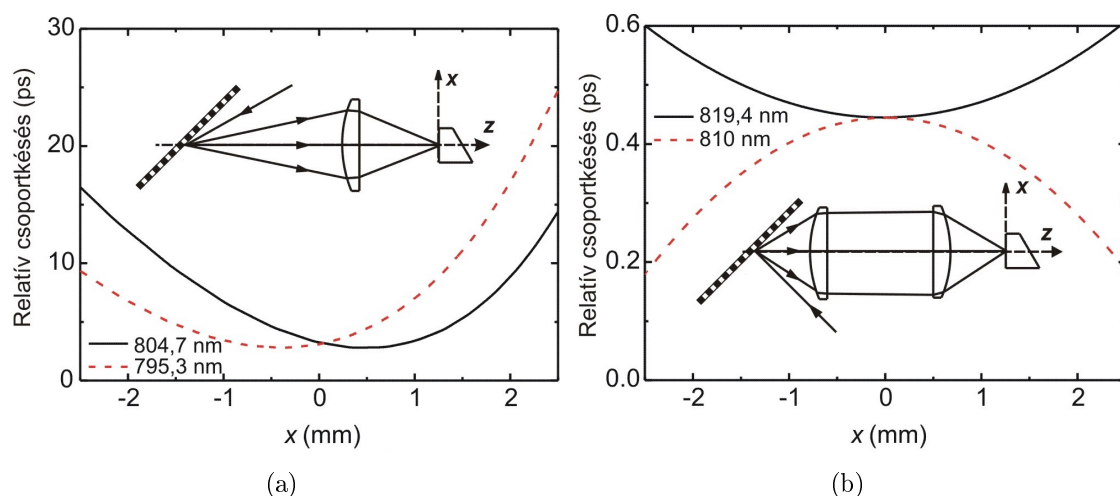
7. fejezet

Leképező optikát tartalmazó, döntött impulzusfrontú pumpálással gerjesztett terahertzes impulzusforrás optimalizálása

7.1. A leképezési hibák okozta korlátok: útban az optimum felé

Egy évtizede a THz-es energia pumpáló foltméret növelésével történő felskálázása központi kérdéssé vált. A kísérletek kapcsán felmerült, hogy a leképező optikát tartalmazó, döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló séma lényeges korlátozó tényezője lehet a leképezési hiba. Ezt a feltevést igazolandó, a femtoszekundumos impulzusok terjedésének modellezésére már korábban eredményesen használt sugárkövetéses analízist [37, 181, 182] választottam [183]. A szimulációk során először a kísérletekben tipikusan használt [33, 42, 54], majd egy optimálisnak vélt elrendezést vizsgáltam, ami egy a kísérletben már szintén használt elrendezés [51] módosítása volt. A feltételezett THz-keltő közeg mindkét esetben LN volt. A két elrendezés abban hasonlított, hogy mindkettő egy leképezést valósított meg oly módon, hogy a szögdiszperziót létrehozó rács optikai tengellyel vett metszéspontjának a képe a kristályban keletkezett. Ezt a 7.1 ábra betétjei leegyszerűsítve úgy illusztrálják, hogy a képpont a kristály bemenetére esik. A másik hasonlóság, hogy mindkét elrendezés leképezése úgy volt beállítva, hogy a kristályban létrejövő impulzusfront-dőlés a sebességillesztés által megkívánt $\sim 63,5^\circ$ legyen. A sugárkövetést két referenciasík közt végeztem. Az egyik sík az optikai rácsra beeső nyalábra merőlegesen választott tetszőleges sík volt. A másik pedig a leképező lencse mögött levegő közeget feltételezván a képponton átmenő, az optikai tengellyel $\sim 78^\circ$ -os szöget bezáró sík volt. A $\sim 78^\circ$ -os levegőbeli érték a $\sim 63,5^\circ$ -os LN-beli értékkel összhangban van.

7.1. A LEKÉPEZÉSI HIBÁK OKOZTA KORLÁTOK: ÚTBAN AZ...



7.1. ábra. A relatív csoportkésés a pumpáló-nyaláb transzverziális (x) koordinátájának függvényében a szimulációkat megelőző kísérletekben használt (a) és egy optimalizált (b) elrendezés esetén.

A sugárkövetéshez a kísérletekben tipikusan használt 100 fs-os, 800 nm központi hullámhosszú impulzusokat feltételeztem, a félértékszélesség 9,4 nm volt. A spektrális intenzitásmaximum félértékéhez tartozó hullámhosszak tehát $\lambda_{\min} = 795,3 \text{ nm}$, illetve $\lambda_{\max} = 804,7 \text{ nm}$ voltak. A leképezési hibák mértékét a kimeneti referenciasíkig kialakuló impulzushossz-változással jellemeztem, melyet a $\lambda_{\min}$ és $\lambda_{\max}$ hullámhosszakhoz tartozó csoportkésés-különbséggel becsültem. E két hullámhossz esetén a referenciasíkok közt létrejövő (az abszolút csoportkésésből konstans kivonásával származtatott) relatív csoportkésést az x koordináta függvényében ábrázoltam (7.1 ábra). Az x koordináta értelmezéséhez lásd a 7.1 ábra betétjeit. Mindezt a szögdiszperzió síkjában (z - x sík) vizsgáltam, mivel az erre merőleges irányban az effektus kevésbé jelentős. A jelen és a 9. fejezetbeli valamennyi analízis erre a síkra vonatkozik.

A szimulációkat megelőző kísérleti elrendezésekben 2000 1/mm karcoldatsűrűségű reflexiós rácsot használtak, a nagyítás pedig 1/2-es volt. Az általam MathCadben fejlesztett sugárkövetéses szimulációkhoz az egyszerűség kedvéért 75 mm fókusztávolságú sík-domború szinglet lencsét használtam a kísérletekben szereplő akromát helyett. Az akromát kontra szinglet lencsék hatásának részletes analízisét későbbi, 7.3 alfejezetben teszem meg. A kísérleti elrendezésre vonatkozó szimuláció eredményei a 7.1(a) ábrán láthatók. Ahogy azt várjuk, a $\lambda_{\min}$ és $\lambda_{\max}$ hullámhosszakhoz tartozó csoportkésés-különbség $x = 0$ környékén gyakorlatilag zérus, ami a 100 fs-os transzformáció-limitált impulzushossz rekonstruálódását jelenti a leképezésnek köszönhetően. A vízszintes skála 5 mm-es nyalábátmérőnek felel meg. Erre a méretre volt abban az időben tervezve a pumpáló-nyaláb szélességének kiterjesztése. Mint az az ábrán látható, a nyaláb széleinél a vizsgált hullámhosszakhoz tartozó csoportkésés-különbség 10 ps nagyságrendű. A 100 fs-os transzformáció-limitált ér-

7.2. AZ OPTIMALIZÁLÁS ÁLTALÁNOS ELVEI

tékről tehát ~ 10 ps hosszúságúra nyúlt meg az impulzus a nyaláb széleinél, ami a lokális konverziós hatások drasztikus csökkenéséhez vezet [45].

E kedvezőtlen eredmény oka az, hogy ezen szimulációkat megelőző kísérletek során nem törekedtek arra a fontos követelményre, hogy az optikai rács képe egybeessen a döntött impulzusfronttal és értelemszerűen a THz-es fázisfronttal is (a részletezést lásd további alfejezetekben). Ez az egybeesés biztosítja ugyanis azt, hogy a transzformáció-limitált impulzushossz-érték ne csak az $x = 0$ helyen, hanem a teljes impulzusfront mentén rekonstruálódjon, ami a hatékony THz-keltés feltétele. E feltétel teljesülésének érdekében optimálisabb elrendezést kerestem. Intuíció alapján az 1:1 arányú leképezést megvalósító, leképezési hibák szempontjából is ígéretes, két azonos fókustávolságú lencséből álló $4-f$ teleszkópos elrendezéssel próbálkoztam merőleges beesés mellett (7.1(b) ábra betétje). 800 nm pumpálási hullámhossz esetén 1222/mm karcolatsűrűség szükséges a kívánt feltétel teljesítéséhez. Kereskedelmi forgalomból beszerezhető rácsokban gondolkodva az 1200/mm-eset alkalmasnak találtam a szükséges feltételek teljesítéséhez a központi hullámhossz finom elhangolásával (800 nm $\rightarrow$ 815 nm). Ezzel az optimálisabb elrendezéssel, ahogy a 7.1(b) ábrán látszik, a csoportkésés-különbség jelentősen redukálódott a 7.1(a) ábrán bemutatott esethez képest, ami a THz-keltés hatásfokára nézve kedvező. A fennmaradó csoportkésés-különbség már nem a leképezés nem megfelelő beállításából, hanem a leképezési hibákból ered.

Érdeklődésem ezen a ponton két irányba ágazott. Egyrészt az intuitíve talált elrendezés kedvező tapasztalatai alapján hasznosnak láttam a leképező optikát tartalmazó THz-keltési sémák optimalizálási lehetőségeit alaposan körbejárni. Ezzel kapcsolatosak jelen fejezet további alfejezetei. Ezzel egyidejűleg olyan döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés lehetőségét kerestem, mely leképezési optikától mentes (8. fejezet).

7.2. Az optimalizálás általános elvei

A terahertz-keltés hatásfokának maximalizálására, ezzel együtt a nyalábminőség javítására vonatkozóan optimalizálási feltételeket fogalmaztam meg, melyek mind az egy, illetve két leképező elemet tartalmazó, mind a hibrid típusú elrendezés (lásd 9. fejezet) esetére általános érvényűek. Ezek a következők [46]:

- i) A γ impulzusfront-dőlési szögnek a

$$\frac{c}{n_{\text{cs,p}}} \cos \gamma = \frac{c}{n_{\text{f,THz}}} \quad (7.1)$$

sebességillesztési feltételt kielégítőnek kell lennie, ahol $n_{\text{cs,p}}$ jelöli a pumpálás csoportsebességét, $n_{\text{f,THz}}$ pedig a keltett THz-es sugárzás fázissebességét.

- ii) A döntött impulzusfrontnak síknak kell lennie.

- iii) Az impulzushossznak a döntött impulzusfront mentén – ahol a legintenzívebb THz-keltést várjuk – a transzformáció-limitált impulzushosszal egyenlőnek kell

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSES ELRENDEZÉS

lennie. Ez akkor teljesül, ha a rács képe párhuzamos az impulzusfronttal.

Paraxiális optika határain belül tetszőleges orientációjú egyenes (sík) képe is egyenes (sík), azaz a leképezés egyenestartó (síktartó). Az i), ii) és a iii) feltételek optimális elrendezéssel teljesíthetők. Valós esetben azonban a leképezési hibák a pumpáló impulzusfront (azaz a THz-es fázisfront) görbületét okozhatják, illetve impulzushossz-növekedésben megmutatkozó torzulásokat eredményeznek. Az impulzusfront-görbület a THz-es nyaláb divergenciáját eredményezi, ami a fókuszálhatóság szempontjából hátrányos. Az optikai tengelytől való távolsággal monoton növekvő mértékű lokális impulzushossz-növekedés pedig a konverziós hatások romlásához vezet, és korlátot szab a THz-es energia felskálázásában.

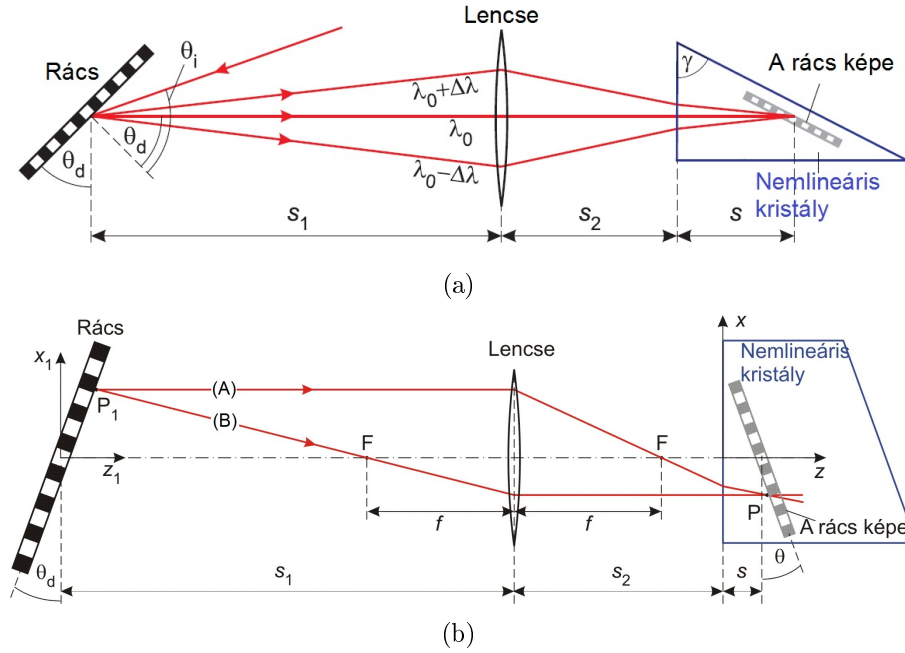
A soron következő alfejezetekben a leképezési optikát tartalmazó hagyományos egylencsés (7.3 alfejezet), és a két lencséből álló teleszkópos (7.4 alfejezet) elrendezés optimalizálásával foglalkozom. Noha az egytükrös és a tükörteleszkópos elrendezések leképezési hibái a kromatikus aberráció hiánya miatt kisebbek, ezen elrendezésekről nem szólok, mert gyakorlati relevanciájuk a beállítási nehézségek miatt kicsi. A következő, 8. fejezetben a leképezési hibáktól mentes kontaktrácsos elrendezésről, az azt követően pedig a hibrid típusú elrendezésről, illetve annak optimalizálásáról szólok.

A leképező optikát tartalmazó hagyományos és hibrid (lásd 9. fejezet) típusú elrendezésekre egyaránt igaz, hogy az i), ii) és iii) feltételek teljesülése vezet a leg-hatékonyabb THz-keltéshez. Valamennyi esetben a következő – általam kidolgozott – általános optimalizálási protokoll szerint jártam el. Adott elrendezéstípus esetén az i) és iii) feltételekből kiindulva, a paraxiális optika határain belül analitikus levezetés során zárt formulákat származtatok arra vonatkozóan, hogy miként kell az egyes elemeket elhelyezni (távolságok, orientáció). Ezután az optimalizált elrendezés sugárkövetéses analízisével megvizsgálom, hogy a leképezési hibák milyen jellegű és mértékű impulzustorzuláshoz vezetnek. A sugárkövetés a MathCad-ben írt saját fejlesztésű program segítségével, illetve a TracePro célszoftverrel történik. Az elrendezések jellemzése, összehasonlítása egyrészt a kristályban létrejövő paraxiális képsík – ami a döntött impulzusfronttal párhuzamos – mentén kialakuló lokális impulzushossz alapján, másrészt az impulzusfront alakja alapján történik. Ez előbbi jellemzőre a pumpálás spektrális intenzitásmaximum félértékéhez tartozó ($\lambda_{\min}$, $\lambda_{\max}$) hullámhosszak csoportkésés-különbségéből, míg az utóbbira a (λ_0) központi hullámhosszhoz tartozó csoportkésésből következtetek.

7.3. Az optimalizált egylencsés elrendezés

Ebben a fejezetben analitikus levezetés útján jutok el ahhoz az optimális geometriájú egylencsés THz-keltési sémához, mely az előzőekben megfogalmazott i) és iii) feltételeket teljesíti. A 7.2(a) ábrán az egylencsés THz-keltési séma látható néhány későbbiekben használt paraméter feltüntetésével. Az ábra azt is demonstrálja, hogy a diffrakciós rács szögdiszperziót hoz létre, melynek az impulzusfront-döntésében

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSÉS ELRENDEZÉS



7.2. ábra. Az egylencsés döntött impulzusfrontú THz-keltési elrendezés vázlata.

van szerepe. Az optimalizálási feltételek teljesítéséhez elsődleges lépés a z optikai tengelyre merőleges iránnyal szöget bezáró rács lencsével történő, 7.2(b) ábra szerinti leképezésének vizsgálata. Tekintsük a lencsét f fókusz távolságú vékony lencsének. Az ábrán látható s a rács paraxiális képe $x = 0$ pontjának a kristály belépő síkjától való távolsága, melynek értékét (a gyakorlatban tipikusan néhány mm) a pumpálónyaláb szélességéhez igazodva választjuk meg. Vizsgáljuk a $P_1(z_1, x_1)$ pontból kiinduló nevezetes (A) és (B) sugarakat, melyek a nemlineáris kristálybeli $P(z, x)$ pontban találkoznak. E két sugarra a 7.2 ábra jelöléseit használva rendre igaz:

$$x = x_1 - \frac{x_1}{f}s_2 - \frac{x_1}{nf}z, \quad (7.2)$$

$$x = x_1 - \frac{x_1}{s_1 - f - z_1}(s_1 - z_1), \quad (7.3)$$

ahol n a kristály törésmutatója a pumpálás központi hullámhosszán. A (7.2) és a (7.3) egyenletek, illetve a rács orientációját kifejező $\text{tg}\theta_d = z_1/x_1$ összefüggést felhasználva, z_1 -t és x_1 -t eliminálva

$$x(z) = -\frac{1}{\text{tg}\theta_d} \cdot \frac{ns_1s_2 - ns_1f - ns_2f + (s_1 - f)z}{nf} \quad (7.4)$$

adódik. A (7.4) egyenlet mutatja, hogy e paraxiális leképezés egyenestartó. A (7.4) egyenletből következtethetünk az s , s_1 és s_2 közti kapcsolatra az $x(s) = 0$ feltétel érvényesítésével. Rögzített s és ismert rács–lencse távolság (s_1) esetén a lencse–

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSES ELRENDEZÉS

kristály (s_2) távolságára

$$s_2 = \frac{fs_1}{s_1 - f} - \frac{s}{n} \quad (7.5)$$

adódik. A rács képének az x tengellyel bezárt szögére pedig a következőt kapjuk:

$$\operatorname{tg} \theta = \left(\frac{dx}{dz} \right)^{-1} = -\operatorname{tg} \theta_d \frac{nf}{s_1 - f}. \quad (7.6)$$

A levezetés másik fonala a kristálybeli impulzusfront-dőléshez a szögdiszperzió-változásának nyomon követése a ráctól a kristály belsejéig. A rácson történő diffrakcióra (7.2 ábra) vonatkozó rácsegyenlet a következő:

$$\sin \theta_i = \lambda_0/p - \sin \theta_d, \quad (7.7)$$

ahol λ_0 a pumpálás központi hullámhossza, p a rácsállandó, θ_i pedig a beesési szög. Közvetlenül a rácson történő diffrakció után a szögdiszperzió

$$\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} = \frac{1}{p \cos \theta_d}. \quad (7.8)$$

A lencse ezt a nagyítás mértékével megváltoztatja

$$\frac{d\varepsilon_2}{d\lambda} = -\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} \frac{s_1 - f}{f} \quad (7.9)$$

szerint. Végül a kristályba való belépéssel a szögdiszperzió a

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = -\frac{d\varepsilon_2}{d\lambda} \frac{1}{n} = \frac{1}{p \cos \theta_d} \frac{s_1 - f}{nf} \quad (7.10)$$

értékre módosul. A kristálybeli impulzusfront-dőlés és a szögdiszperzió kapcsolata [36]:

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{n}{n_{cs}} \lambda_0 \frac{d\varepsilon}{d\lambda}, \quad (7.11)$$

ahol n_{cs} a pumpálás központi hullámhosszához tartozó csoport-törésmutató. A (7.10) és a (7.11) egyenleteket felhasználva a kristályban megkövetelt γ impulzusfront-dőlés tangensére

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{\lambda_0}{n_{cs} p \cos \theta_d} \frac{s_1 - f}{f} \quad (7.12)$$

adódik. A fentebb megfogalmazott iii) feltétel teljesülése érdekében a rács képének és a döntött impulzusfrontnak paraxiális közelítésben egybe kell esni a kristályban. Ezt a $\gamma = -\theta$ feltételt a (7.6) egyenletben érvényesítve, felhasználva a (7.12), (7.7) és a (7.5) egyenleteket, átalakítások után zárt formulákhoz ((7.13)–(7.15) egyenletek) jutunk, melyek megadják az elrendezés geometriáját, nevezetesen rácsra való beesés optimális szögét (θ_i), illetve az optimális rács–lencse (s_1) és lencse–kristály

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSES ELRENDEZÉS

(s_2) távolságokat. Ismertnek tekintve az n , n_{cs} , λ_0 , γ , p és f paramétereket, az elrendezést a

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p} \left(1 - \frac{a}{nn_{cs}} \right), \quad (7.13)$$

$$s_1 = f(\sqrt{a} + 1), \quad (7.14)$$

$$s_2 = \frac{fs_1}{s_1 - f} - \frac{s}{n} \quad (7.15)$$

„recept” szerint kell összeállítani a leghatásosabb THz-keltés érdekében [46]. A (7.13)–(7.15) egyenletekben szereplő a konstans értékére

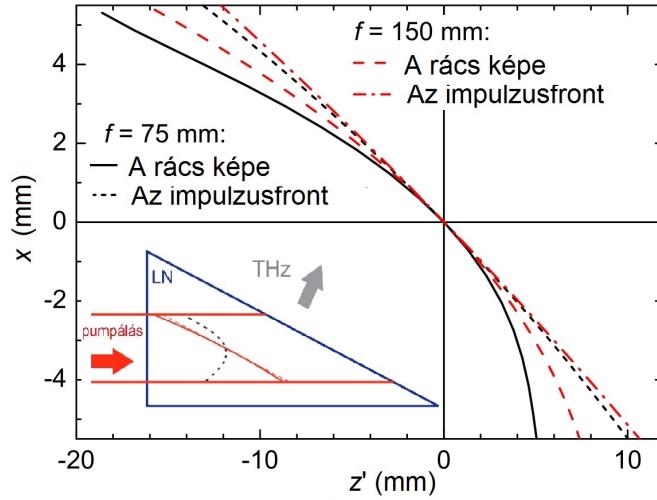
$$a = \frac{n^2 n_{cs} p}{2\lambda_0} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{n_{cs}^2 p^2 \text{tg}^4 \gamma} + \frac{4}{n^2}} - \frac{n^2}{2\text{tg}^2 \gamma} \quad (7.16)$$

adódik [184]. A gyakorlatban használt vastag lencsék esetén fontos, hogy az s_1 és s_2 távolságok a fõpontoktól legyenek mérve.

Egy a (7.13)–(7.15) egyenletekkel megadott útmutató szerint összeállított virtuális elrendezésen sugárkövetéses szimulációkat végeztem, melyet MathCad programban írtam. A szimuláció során 800 nm-es, 100 fs-os pumpálást és 1 THz fázisillesztési frekvenciát tételeztem fel. Két vizsgált eset közül egyikben 75, másikban 150 mm fókusz távolságú BK7-es üvegből készült sík-domború szinglet lencsét választottam. A feltételezett rács karcolatsűrűsége 1800 1/mm volt, ami közel esett az abban az időben folyó kísérletekben használt 2000 1/mm értékhez. Nemlineáris közegként a gyakorlati szempontból ígéretes 0,68 mol% Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LN-ot feltételeztem. Sugárkövetéssel meghatároztam a rács kristálybeli képének alakját, az impulzusfront alakját, illetve a paraxiális képsík mentén a lokális impulzushosszt. Ez utóbbi a spektrális csúcshintenzitás félértékéhez tartozó hullámhosszak csoportképzése alapján történt.

A 7.3 ábra a rács képét és az impulzusfrontot mutatja a két lencse esetén. A fekete görbék tartoznak a 75, a pirosak a 150 mm-es fókusz távolságú lencse esetéhez. A folytonos fekete, illetve a szaggatott piros tartozik a rácsképekhez, a pontozott fekete, illetve a pontvonalas piros pedig az impulzusfrontokhoz. Az ábráról látszik, hogy mind a négy görbe eltér az egyenestől, aminek a leképezési hiba az oka. Az is látszik, hogy a $z' = 0$, $x = 0$ pontban a görbéknek közös érintőjük van, melyek meredeksége igen nagy pontossággal megfelel az előírt impulzusfront-dőlésnek. A kirótt paraxiális feltételek tehát teljesülnek. A közös érintőtől való eltérés valamennyi görbe esetén – érthető módon – az optikai tengelytől való távolsággal monoton nő. E grafikon alapján kijelenthető, hogy a hosszabb fókusz távolságú lencse használata előnyösebb. A 7.3 grafikon betétje azt hivatott illusztrálni, hogy a rácskép és az impulzusfront optimalizált esetbeli (elsõrendû) illeszkedése (lásd folytonos és szaggatott piros görbék) nem valósul meg, ha a kirótt optimalizációs feltételeket figyelmen kívül hagyjuk. A betét fekete szaggatott görbéje a rács képét mutatja olyan esetben, amikor leképezés úgy van beállítva, hogy az impulzusfront-dőlése kellő mértékű

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSÉS ELRENDEZÉS

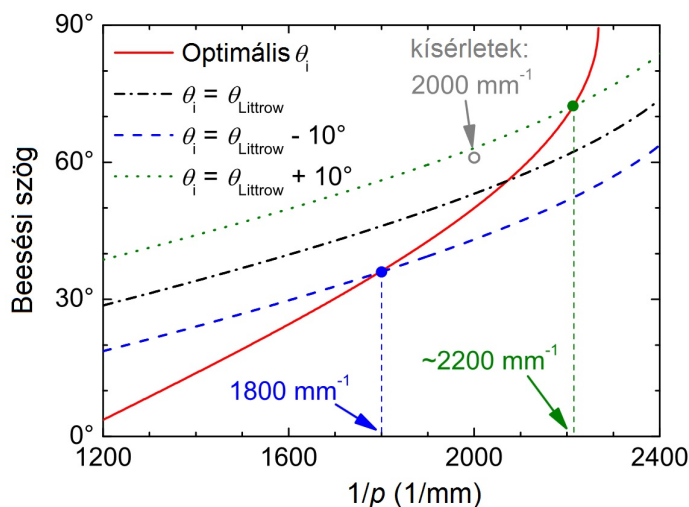


7.3. ábra. A rács képe, illetve az impulzusfront a LN kristály belsejében 75, illetve 150 mm fókusz távolságú lencsékkel történő leképezés esetén. A $z'-x$ koordináta-rendszer a 7.2 ábra szerinti $z-x$ z irányú eltoltja. Az eltolt koordináta-rendszer origója, és a paraxiális képsík $x = 0$ pontja egybeesik. A betét az optimalizált és egy optimálistól eltérő elrendezéssel kapott eredményeket szemlélteti.

legyen, de a rács képének dőlésére nem teszek megkötést. Ilyen elrendezés nemcsak a THz átalakítás hatásfokának romlását eredményezi, hanem keskenyebb keresztmetszetű, aszimmetrikus THz-es nyalábprofilt is eredményez. Fenti eredményeim megszületése és nyilvánosságra hozása előtt [46] a kísérletek során effajta optimalizációra nem törekedtek.

A THz-keltés hatékonysága szempontjából fontos tényező a szögdiszperziót létrehozó rács (legyen az akár transzmissziós, akár reflexiós) diffrakciós hatásfoka. Mivel a kísérletekben tipikusan reflexiós rácsot használtak/használnak (ahogy a 7.2(a) ábra is mutatja), ezen a ponton erre összpontosítok. A reflexiós rács hatásfoka az ún. Littrow-konfiguráció esetén maximális, melyhez $\theta_{\text{Littrow}} = \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{2p}\right)$ beesési szög tartozik. E fontos tényt szem előtt tartva a p rácsállandót tekintsük szabad paraméternek. Tételezzünk fel továbbra is LN közeget és 800 nm-es pumpálást. A 7.4 ábrán a (7.13) egyenlet által meghatározott optimális beesési szöget láthatjuk az $1/p$ karcolatsűrűség függvényében piros folytonos görbével ábrázolva. Az ábrán fekete pontozott-szagagtott vonal mutatja a Littrow-szöget. A maximális hatásfokot adó elrendezés e görbe és a piros görbe metszéspontjához tartozik. Szem előtt kell tartani azonban két fontos gyakorlati tényt. Az egyik, hogy a Littrow-elrendezés nem valósítható meg reflexiós rács esetén, ugyanis ebben az esetben a beeső és a visszavert nyaláb egybeesik. A másik szempont a rácsállandóval a kereskedelmi forgalomban beszerezhető rácsokhoz való igazodás. A zöld pontozott, illetve a kék szaggatott görbék a Littrow-geometriától $\pm 10^\circ$ -ban való eltérésnek felelnek meg. A jó hatásfokúnak mondható tartomány tehát az 1800 és 2200 $1/\text{mm}$ karcolatsűrűség közé

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSES ELRENDEZÉS



7.4. ábra. A (7.13) egyenlet által megadott optimális beesési szög (folytonos piros vonal), a Littrow-szög (fekete pontozott-szaggatott vonal), illetve annak 10°-os környezete (zöld pontozott és kék szaggatott vonalak) a rács karcolatsűrűségének függvényében. A görbék LN anyagra, 800 nm pumpálási hullámhosszra vonatkoznak. A kísérletekhez használt esetet szürke karika jelzi.

800 nm 200 fs	f_1	f_2	Anyag 1 ₁	Anyag 1 ₂	Anyag 2 ₁	Anyag 2 ₂	Kat. szám 1	Kat. szám 2	$\sqrt{a}$	f_1/f_2
Szinglet egylencse	200 mm	n. r.	BK7	n. r.	n. r.	n. r.	EO: #45-151	n. r.	1,956	n. r.
Akromát egylencse	200 mm	n. r.	N-LAK22	N-SF6	n. r.	n. r.	EO: #47-319	n. r.	1,956	n. r.
Szinglet teleszkóp	300 mm	150 mm	BK7	n. r.	BK7	n. r.	TL: LA1256-B	EO: #48-799	1,956	2
Akromát teleszkóp	300 mm	150 mm	N-LAK22	N-SF6	N-SF6	N-LAK22	TL: AC508-300-B	EO: #47-318	1,956	2

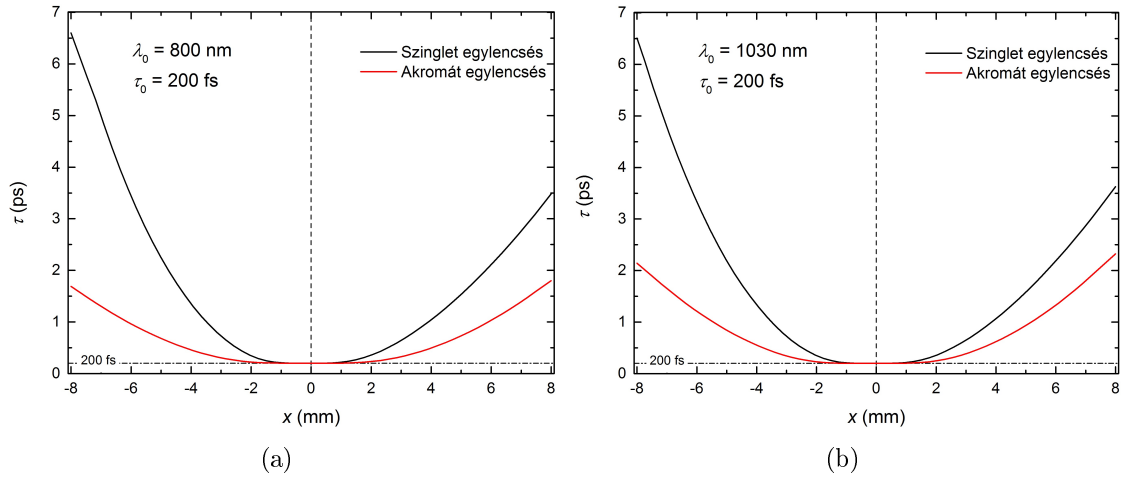
1030 nm 200 fs	f_1	f_2	Anyag 1 ₁	Anyag 1 ₂	Anyag 2 ₁	Anyag 2 ₂	Kat. szám 1	Kat. szám 2	$\sqrt{a}$	f_1/f_2
Szinglet egylencse	200 mm	n. r.	BK7	n. r.	n. r.	n. r.	EO: #45-151	n. r.	1,663	n. r.
Akromát egylencse	200 mm	n. r.	N-LAK22	N-SF6	n. r.	n. r.	EO: #47-319	n. r.	1,663	n. r.
Szinglet teleszkóp	250 mm	150 mm	BK7	n. r.	BK7	n. r.	EO: #48-802	EO: #48-799	1,663	1,667
Akromát teleszkóp	250 mm	150 mm	N-BAK4	N-SF10	N-SF6	N-LAK22	EO: #49-393	EO: #47-318	1,663	1,667

7.1. táblázat. Az egylencses és a teleszkópos elrendezések TracePro programmal történő sugárkövetéses analíziséhez feltételezett lencsék specifikációi. Az EO és a TL az Edmund Optics és ThorLabs katalógusok rövidítései. „Anyag I_j” az I. lencse j. rétegének anyagát jelöli, ahol $j = 1, 2$, $I = 1, 2$. A „Kat. szám I” jelöli az I. lencse katalógusbeli számát. Néhány nem releváns adatot „n. r.” jelöl. Az utolsó két oszlop a (7.16) egyenletbeli $\sqrt{a}$ faktor, illetve a fókusz távolságok hányadosa.

eső. A 7.4 ábrán a szürke üres karika jelzi az akkori legfrissebb kísérletekhez tartozó rácsparamétert [54, 185]. Noha az elmélet hiányában az optimumra való tudatos törekvés ezen kísérletek során hiányzott, a megvalósított elrendezés mégis optimálishoz közelinek mondható. A transzmissziós rácsról, mint alternatív lehetőségről a későbbiekben lesz szó.

A sugárkövetéses analízis alapján az impulzusfront mentén meghatározott lokális impulzushossz viselkedése fontos információval szolgál a leképező rendszer hi-

7.3. AZ OPTIMALIZÁLT EGYLENCSES ELRENDEZÉS



7.5. ábra. A pumpáló-nyaláb lokális impulzushossza a paraxiális képsík adott pontjában 800 nm (a), illetve 1030 nm (b) pumpálási hullámhossz esetén. A transzformáció-limitált impulzushossz mindkét esetben 200 fs. Az egylencsével történő leképezés során szinglet (fekete görbék), illetve közeli infravörös akromát lencsét (piros görbék) feltételeztünk (a lencsespecifikációkhoz lásd a 7.1 táblázatot).

bájáról. Az analízist ez esetben a TracePro sugárkövető programmal végeztük. A sugárkövetés a szögdiszperziót létrehozó optikai rácsra beeső pumpáló-nyaláb terjedési irányára merőleges önkényesen választott síktól a kristálybeli paraxiális képsíkgig tartott. Az adott pontbeli impulzushosszt $\tau = \sqrt{\tau_0^2 + (\tau_{\max} - \tau_{\min})^2}$ alapján határoztuk meg, ahol $\tau_{\max}$, illetve $\tau_{\min}$ a spektrális csúcshintenzitás féltértékéhez tartozó hullámhosszakhoz tartozó csoportkésés. A „kék” és „vörös” komponenseket reprezentáló sugársereg a diszperzív elemre érkezés előtt fedésben volt, a képsíkhöz viszont más és más pontban értek az összetartozó (kezdetben egybeeső) kék és piros sugarak. Ezért interpolációra volt szükség a képsík adott pontjához tartozó τ meghatározásához. Ezek a szimulációk a közelmúltban történtek, így a napjainkban folyó kísérletek 1030 nm-es pumpálási hullámhosszához jobban igazodó 1400 1/mm karcolatsűrűségű rácsot, lencse gyanánt pedig 200 mm névleges fókusztávolságú BK7-es üvegből készült szinglet lencsét, illetve a kísérletekhez használt szintén 200 mm-es fókusztávolságú közeli infravörös akromát lencsét feltételeztünk. A lencse-specifikációkat lásd a 7.1 táblázatban. Itt jegyzem meg, hogy didaktikusabb lett volna az értekezésben következetesen a korábbi 75 és 150 mm-es fókusztávolságú lencsékkel, illetve 100 fs-os transzformáció-limitált impulzushosszal bemutatni az eredményeket, azonban fontosabb szempont volt a kísérletek során használt lencsére és az optimális-hoz közelebb álló 200 fs [48] transzformáció-limitált pumpáló impulzushosszra való áttérés. A számításokat 800, illetve 1030 nm hullámhosszakon végeztük el. Az eredményeket a 7.5 ábrán láthatjuk. Az x koordináta a 7.2 ábra alapján értelmezendő. A várakozásnak megfelelően a 7.5 ábra valamennyi görbéjén az $x = 0$ pontokhoz a τ_0 transzformáció-limitált impulzushossz-érték tartozik, és az impulzustorzulás az

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS

optikai tengelytől mért távolsággal monoton nő. Mind a 7.5(a), mind a 7.5(b) ábra esetében az akromát lencsére való áttérés a leképezési hibák okozta impulzushosszabodást jelentősen csökkenti. Mind az (a), mind a (b) esetben megduplázódik azon x -beli tartomány, melyen az impulzushossz $\sqrt{2}\tau_0$ -nál rövidebb, lehetőséget adva ezáltal szélesebb pumpáló-nyaláb használatára. Összehasonlítva a különböző hullámhosszakhoz tartozó eredményeket (7.5(a) és 7.5(b) ábrák) a szinglet lencse esetében nem tapasztalunk érzékelhető különbséget. Az akromát lencse esetén 800 nm hullámhossz esetén kicsit kisebb az adott x -hez tartozó impulzushossz-érték. E tekintetben előnyösebbnek mutatkozik a 800 nm-es pumpálás, azonban hangsúlyozom, hogy a hullámhossz választás több szempont együttes mérlegelése alapján történik. Egyik ilyen szempont a többfotonos abszorpció, mely alapján viszont az 1030 nm-es hullámhossz az ígéretesebb, mivel ezen a hullámhosszon LN esetén a négyfotonos a legalacsonyabb rendű abszorpció, míg 800 nm-en a háromfotonos [46].

A THz-keltés hatásfokát az optikai rácson történő diffrakció hatásfoka is befolyásolja. A rács diffrakciós hatásfokának maximalizálásával kapcsolatos részletes vizsgálatokat a hibrid elrendezés kapcsán tettük meg, így azzal kellő mélységben a 9. fejezetben foglalkozom. Ezen a ponton azonban mindenképp érdemes kitérni a következőre. Napjainkban már lehetséges igen jó, közel 100% diffrakciós hatásfokú transzmissziós rácsot előállítani [186, 187], melyekre célszerű a kísérletekben eddig használt reflexiós rácsokat kicserélni. A jó hatásfokú diffrakció Littrow-konfigurációban valósul meg, melyre

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2p} \quad (7.17)$$

teljesül. A reflexiós rács esetével szemben transzmissziós rácsnál a Littrow-szögű beesés a gyakorlatban kivitelezhető. Figyelembe véve a (7.13), a (7.16) és a (7.17) összefüggéseket, megkapjuk a

$$p = \frac{\lambda_0}{2} \sqrt{1 + \frac{2n}{n_{cs} \operatorname{tg}^2 \gamma}} \quad (7.18)$$

optimális rácsperiódust, illetve az optimális beesési szög szinuszára kapjuk:

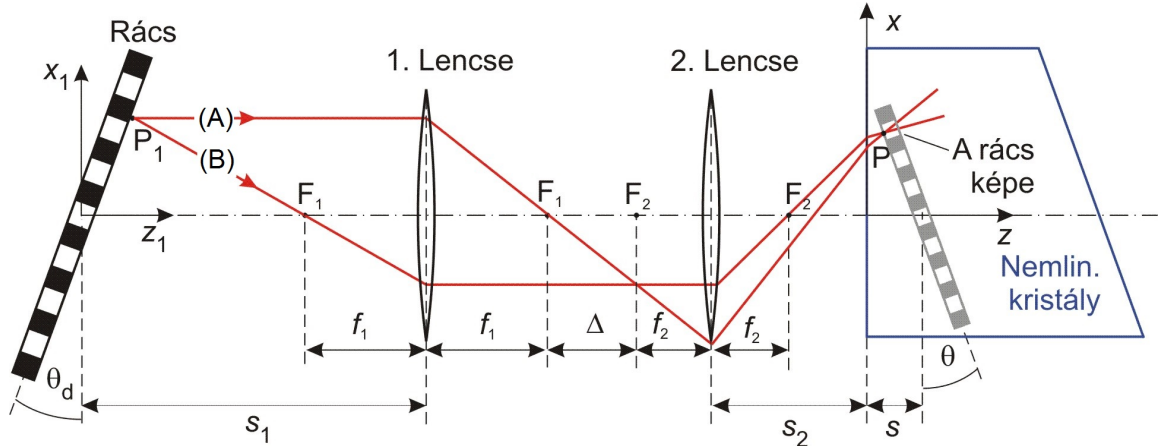
$$\sin \theta_i = \left(1 + \frac{2n}{n_{cs} \operatorname{tg}^2 \gamma} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (7.19)$$

Előrevetítem, hogy a (7.18) és a (7.19) összefüggések a következő alfejezetben elemzett teleszkópos elrendezés esetén is érvényesek.

7.4. Az optimalizált teleszkópos elrendezés

A teleszkópos elrendezés analízisét is az előző alfejezetben bemutatott módszerrel teszem meg. Tekintsük a z optikai tengellyel szöget bezáró rács két lencséből álló

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS



7.6. ábra. A két lencséből álló teleszkópos döntött impulzusfrontú THz-keltési elrendezés vázlatja.

teleszkóppal történő 7.6 ábra szerinti leképezését. Tekintsük a lencsét f_1 és f_2 fókusz távolságú vékony lencséknek. Az ábrán látható s a rács képe $x = 0$ pontjának a kristály belépő síkjától való távolsága. A jelölésmódban törekedtem a 7.2 ábrával és az előző, 7.3 alfejezettel való összhangra. Vizsgáljuk a $P_1(z_1, x_1)$ pontból kiinduló nevezetes (A) és (B) sugarakat, melyek a nemlineáris kristálybeli $P(z, x)$ pontban találkoznak. E két sugárra paraxiális közelítésben a 7.2 ábra jelöléseit használva rendre igaz:

$$x = \frac{x_1}{f_1} \left[\left(\frac{s_2}{f_2} + \frac{z}{nf_2} - 1 \right) \Delta - f_2 \right], \quad (7.20)$$

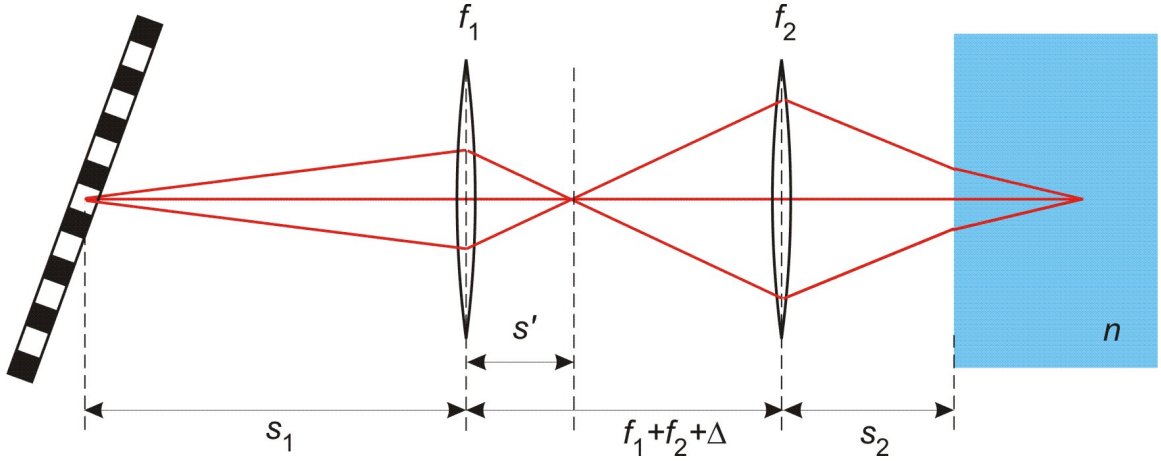
$$x = x_1 \frac{f_1}{s_1 - f_1 - z_1} \left(\frac{s_2}{f_2} + \frac{z}{nf_2} - 1 \right). \quad (7.21)$$

A (7.20) és a (7.21) egyenletek legegyszerűbben a sugártranszfer-mátrixok alkalmazásával származtathatók. A (7.20) és a (7.21) egyenleteket, illetve a rács orientációját kifejező $\tan \theta_d = z_1/x_1$ összefüggést felhasználva, z_1 -t és x_1 -t eliminálva

$$\begin{aligned} x(z) = & \frac{s_1 \Delta s_2 n - s_1 \Delta n f_2 - s_1 f_2^2 n - f_1 \Delta s_2 n + f_1 \Delta n f_2}{n f_1 f_2 \tan \theta_d} \\ & + \frac{f_1 f_2^2 n - f_1^2 s_2 n + f_1^2 f_2 n - f_1 \Delta z + s_1 \Delta z - f_1^2 z}{n f_1 f_2 \tan \theta_d} \end{aligned} \quad (7.22)$$

adódik. A (7.22) egyenlet lineáris z függése mutatja, hogy a leképezés egyenestartó, ami várakozásunknak megfelel, hisz két egymás utáni lencsés leképezést hajtottunk végre, melyről a 7.3 alfejezetben láttuk, hogy egyenestartó. A (7.22) egyenletből $x(s) = 0$ figyelembevételével, majd s_2 -re való rendezéssel a lencse-kristály (s_2) tá-

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS



7.7. ábra. Illusztráló ábra a szögdiszperzió-változásának nyomon követéséhez két lencséből álló teleszkóp esetén.

volságára

$$s_2 = \frac{s_1 \Delta n f_2 - s_1 \Delta s + s_1 f_2^2 n + f_1 \Delta s}{n(s_1 \Delta - f_1 \Delta - f_1^2)} + \frac{f_1^2 s - f_1 \Delta n f_2 - f_1 f_2^2 n - f_1^2 f_2 n}{n(s_1 \Delta - f_1 \Delta - f_1^2)} \quad (7.23)$$

adódik. A (7.22) egyenletből a rács képének az x tengellyel bezárt szögére

$$\text{tg} \theta = \left(\frac{dx}{dz} \right)^{-1} = \text{tg} \theta_d \frac{n f_1 f_2}{s_1 \Delta - f_1 \Delta - f_1^2} \quad (7.24)$$

adódik.

A 7.3 alfejezet felépítéséhez hasonlóan vizsgáljuk meg a nyaláb szögdiszperziójának változását a ráctól a kristály belsejéig. A két lencse közti térrészig a 7.3 alfejezet eredményeire támaszkodhatunk. Itt a szögdiszperzió a (7.9) egyenlet alapján $f = f_1$ helyettesítéssel:

$$\frac{d\varepsilon_2}{d\lambda} = -\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} \frac{s_1 - f_1}{f_1}. \quad (7.25)$$

A továbbiakhoz tekintsük a 7.7 ábrát. A leképezési törvény felhasználásával

$$s' = \frac{s_1 f_1}{s_1 - f_1}. \quad (7.26)$$

A sugarak két lencse közti metszéspontja a második lencsétől $f_1 + f_2 + \Delta - s'$ távolságra van. A (7.25) egyenletet alkalmazhatjuk a második lencse és a kristály közti térbeli szögdiszperzió meghatározására az $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_3$, $\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2$, $s_1 \rightarrow f_1 + f_2 + \Delta - s'$, $f_1 \rightarrow f_2$ helyettesítéssel. A (7.26) egyenletet is figyelembe véve

$$\frac{d\varepsilon_3}{d\lambda} = -\frac{d\varepsilon_2}{d\lambda} \frac{f_1 + f_2 + \Delta - s_1 f_1 / (s_1 - f_1)}{f_2} \quad (7.27)$$

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS

adódik. A kristálybeli szögdiszperzió pedig a (7.25), illetve a (7.27) egyenletek figyelembevételével

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \frac{d\varepsilon_3}{d\lambda} \frac{1}{n} = \frac{(s_1 - f_1)\Delta - f_1^2}{nf_1f_2} \frac{d\varepsilon_1}{d\lambda}. \quad (7.28)$$

A kristálybeli impulzusfront-dőlés és a szögdiszperzió kapcsolatát kifejező (7.11) összefüggést, a rács által létrehozott szögdiszperziót (7.8), illetve a (7.28) egyenletet figyelembe véve az impulzusfront-dőlésre

$$\operatorname{tg}\gamma = -\frac{\lambda_0}{n_{cs}f_1f_2p \cos \theta_d} [(s_1 - f_1)\Delta - f_1^2] \quad (7.29)$$

adódik.

Teljesülnie kell a

$$\theta = \pm\gamma \quad (7.30)$$

feltételnek, miszerint a rács képének és a döntött impulzusfrontnak paraxiális közelítésben egybe kell esnie a kristályban. A $\pm$ jel azt fejezi ki, hogy az impulzusfront-dőlés két irányú is lehet, melyre a későbbiekben láthatunk példákat. E feltétel mellett a (7.24), (7.29) és a (7.23) egyenleteket felhasználva zárt formulákhoz ((7.31)–(7.33) egyenletek) jutunk, melyek megadják az elrendezés geometriáját, nevezetesen a rácsra való beesés optimális szögét (θ_i), illetve az optimális rács–lencse (s_1), lencse–kristály (s_2) távolságokat. Ismertnek tekintve az n , n_{cs} , λ_0 , γ , p , f_1 , f_2 , illetve $\Delta (\neq 0)$ paramétereket, a geometriai összeállítást a

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p} \left(1 - \frac{a}{nn_{cs}} \right), \quad (7.31)$$

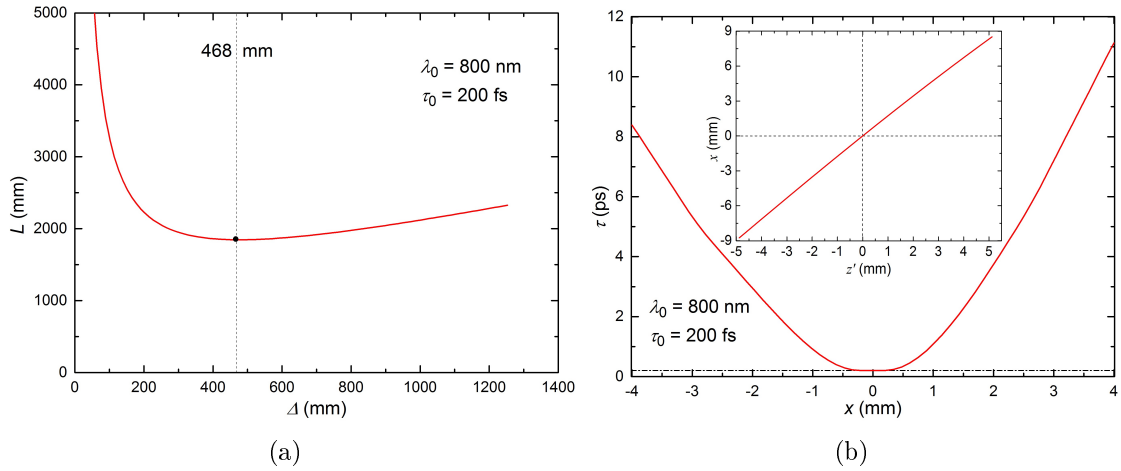
$$s_1 = \frac{1}{\Delta} (\sqrt{a}f_1f_2 + f_1^2) + f_1, \quad (7.32)$$

$$s_2 = \frac{s_1\Delta n f_2 - s_1\Delta s + s_1f_2^2n + f_1\Delta s}{n(s_1\Delta - f_1\Delta - f_1^2)} + \frac{f_1^2s - f_1\Delta n f_2 - f_1f_2^2n - f_1^2f_2n}{n(s_1\Delta - f_1\Delta - f_1^2)} \quad (7.33)$$

útmutató szerint kell elvégezni a leghatékonyabb THz-keltés érdekében. A (7.31) és a (7.32) egyenletekben szereplő a konstans értéke a (7.16) egyenletben definiálttal azonos. Vegyük észre, hogy a beesési szögre vonatkozó követelmény ((7.31) egyenlet) azonos az egylencsés esetbelivel ((7.13) egyenlet), ami azt mutatja, hogy invariáns a leképező rendszer típusára. Megjegyzendő, hogy vastag lencsék esetén a távolságok a lencsék fókuszpontjaitól mérendők.

Az elrendezés tervezésekor a Δ szabad paraméter megválasztásakor szempont lehet az elrendezés $L = s_1 + f_1 + \Delta + f_2 + s_2 + s$ hosszának minimalizálása. A $\lambda_0 = 800$ nm, $\tau_0 = 200$ fs, $p = 1400$ /mm, $f_1 = 300$ mm, $f_2 = 150$ mm, $s = 3$ mm paraméterválasztás mellett, LN kristályt és BK7 anyagú szinglet lencsákat feltételezve (7.1 táblázat) a 7.8(a) ábrán látható az elrendezés L hossza a Δ paraméter

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS



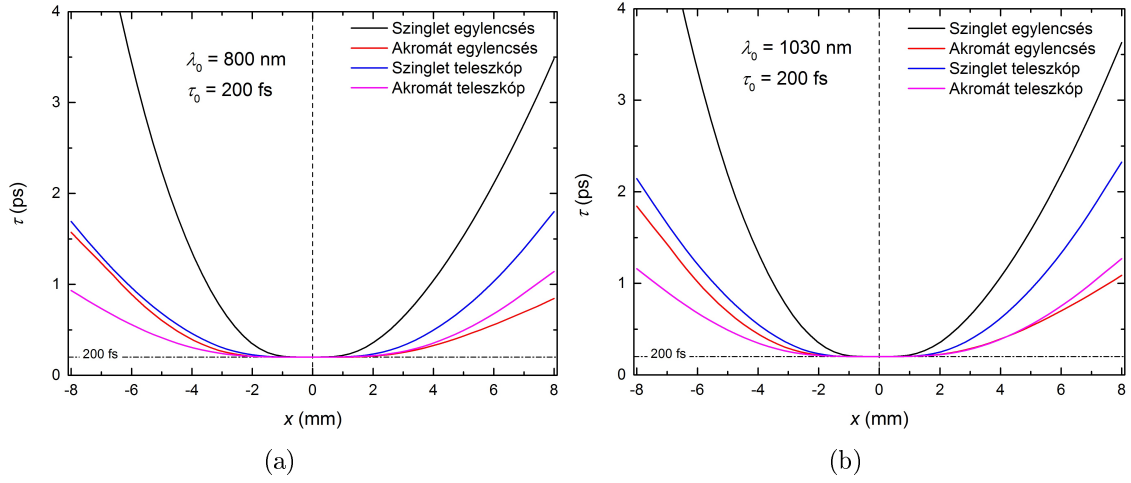
7.8. ábra. Optimálisan beállított teleszkópos elrendezés geometriai hossza (L) a Δ paraméter függvényében (a). A minimális hosszhoz tartozó, optimálisan beállított elrendezés esetén a paraxiális képsík menti lokális impulzushossz az x koordináta függvényében (b). A betét a pumpálás intenzitásfrontját (THz-es hullámfrontot) mutatja.

függvényében. A 7.8(b) ábrán pedig a minimális L hosszhoz tartozó elrendezésre jellemző lokális impulzushossz látható az x koordináta (értelmezéséhez lásd a 7.6 ábrát) függvényében, melyet sugárkövetéssel határoztunk meg. A 7.8(b) ábra által mutatott függés a 7.5 ábra legkedvezőtlenebb görbéjéhez képest is lényegesen erőteljesebb. Felhívom a figyelmet a 7.8(b) és a 7.5 ábrák vízszintes skálabeli különbségére. Megjegyzendő, hogy a 7.8(b) ábrához tartozó paraméterbeállításnál a rács képe a 7.6 ábrán illusztrálttal ellentétben az x tengelyhez képest ellentétesen hajlik (lásd a betétet, melynél lokális koordinátarendszert használtunk).

A sugárkövetéses vizsgálatok e nem túl pozitív tapasztalatai ösztönöztek arra, hogy a teleszkópos elrendezés optimalizálását tekintve ne horgonyozzok le a (7.31)–(7.33) egyenletek által megadott sémánál. Hasznosnak láttam az optikában, főleg az impulzustechnikában gyakran alkalmazott ún. 4- f elrendezést [39] vizsgálni, melyhez $\Delta = 0$, $s_1 = f_1$ paraméterek tartoznak, azaz a rács az első fókuszpontjában van, a belső fókuszpontok pedig egybeesnek. Ismeretlennek tekintettem az f_2 fókusz távolságot, melynek értékét a paraxiális képsíknak és a döntött impulzusfrontnak a párhuzamosságából, mint feltételből határoztam meg. Az $s_1 = f_1$, illetve $\Delta = 0$ értékeket a (7.24), illetve a (7.29) egyenletekbe beírva, figyelembe véve a $\theta = \gamma$ feltételt, továbbá figyelembe véve a (7.31) egyenletet és a (7.7) rácsegyenletet a fókusz távolságok arányára $f_1/f_2 = \sqrt{a}$ adódik. Az $s_1 = f_1$, illetve $\Delta = 0$ értékeket a (7.33) egyenletbe beírva $s_2 = f_2 - s/n$ adódik. Így egy kvázi 4- f elrendezéshez jutunk, melynek hossza a 7.8 ábrához tartozó $f_1 = 300$ és $f_2 = 150$ mm-es lencsék esetén ~ 900 mm, ami mintegy fele a 7.8(a) ábrán látható minimális hosszának, ami önmagában előny.

Összegezve, a 4- f teleszkópos elrendezés optimalizációs feltételeknek megfelelő

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS



7.9. ábra. A pumpáló-nyaláb lokális impulzushossza a paraxiális képsík adott pontjában 800 (a), illetve 1030 nm (b) hullámhosszak esetén. A transzformáció-limitált impulzushossz mindkét esetben 200 fs. A kék görbék vonatkoznak a szinglet, a lilák az akromát lencséből összeállított 4- f teleszkópra. A fekete és piros görbék a 7.5 ábrán már bemutatott egylencsés esetek (csupán a függőleges skála kiterjedését csökkentettem).

összeállításához az útmutató [188]:

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p} \left(1 - \frac{a}{nn_{cs}} \right), \quad (7.34)$$

$$s_1 = f_1, \quad (7.35)$$

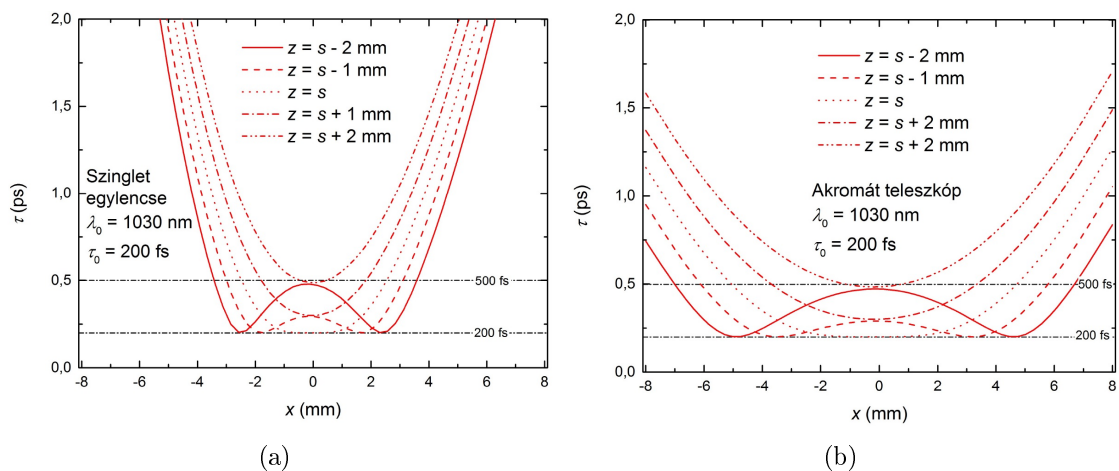
$$s_2 = f_2 - s/n, \quad (7.36)$$

$$f_1/f_2 = \sqrt{a}. \quad (7.37)$$

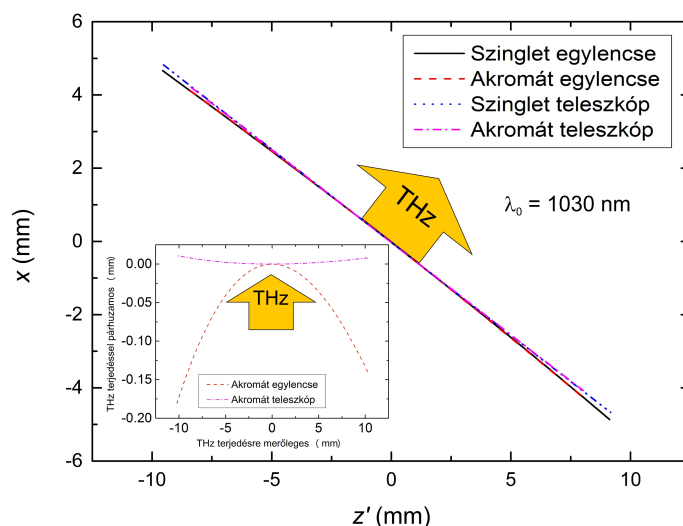
A (7.34) és (7.37) egyenletekben szereplő a konstans értéke (szintúgy, mint a (7.31) és a (7.32) egyenletekben szereplő) a (7.16) egyenletben definiálttal azonos.

Az ezen útmutató alapján összeállított teleszkópos elrendezést is sugárkövetéses analízisnek vetettük alá. A 7.3 alfejezethez hasonlóan $p = 1400$ 1/mm-es rácsot és LN közeget választottunk. A pumpálás jellemzői pedig szintén $\lambda_0 = 800$ nm, $\tau_0 = 200$ fs, illetve $\lambda_0 = 1030$ nm, $\tau_0 = 200$ fs voltak. A (7.37) feltételnek a 800 nm-es pumpálás esetén a kereskedelmi forgalomban beszerezhető $f_1 = 300$ és $f_2 = 150$ mm; 1030 nm-es pumpálás esetén pedig az $f_1 = 250$ és $f_2 = 150$ mm névleges fókusz távolságú lencsepár felelt meg jó közelítéssel. A számításokat mind szinglet, mind akromát lencsepár esetére (lásd 7.1 táblázat) elvégeztük. A 7.9 ábrán láthatjuk a lokális impulzushosszt az x koordináta (értelmezéséhez lásd a 7.6 ábrát) függvényében. A jellemző pumpálási paramétereket mind az (a), mind a (b) ábrán feltüntettem. Az egylencsés esettel való könnyebb összehasonlítás érdekében feltüntettem a korábban már bemutatott 7.5 ábra görbéit is. Mindkét ábrarész azt mutatja, hogy a (7.34)–(7.37) egyenletek alapján összeállított 4- f teleszkópos

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS



7.10. ábra. A pumpáló-nyaláb lokális impulzushossza a paraxiális képsíkkal párhuzamos síkok adott pontjaiban 1030 nm-es, 200 fs-os impulzusokat feltételezve szinglet egylencsés (a), illetve akromát lencséből álló teleszkópos elrendezés (b) esetén.



7.11. ábra. A sugárkövetéses számításokkal meghatározott impulzusfrontok (THz-es hullámfrontok) egylencsés, illetve teleszkópos leképezés esetén szinglet, illetve akromát lencsét feltételezve. Az egylencsés esetben a fókusztávolság $f = 200$ mm, a teleszkópos esetben $f_1 = 250$, $f_2 = 150$ mm (7.1 táblázat). A pumpálás hullámhossza valamennyi esetben 1030 nm. A betétben az akromát egylencsés és teleszkópos elrendezésekhez tartozó pumpáló impulzusfront (THz-es hullámfront) látható. A betét koordinátarendszerének origója, és a paraxiális képsík $x = 0$ pontja egybeesik.

elrendezés igen jelentős javulást mutat az egylencséshez képest szinglet lencseváltás esetén. Akromát lencsék esetén is kicsit jobb a teleszkópos elrendezés mindkét pumpálás esetén. Összegezve pedig elmondható, hogy mindkét pumpálás esetén a legelőnyösebb az akromát lencséből álló 4- f teleszkópos elrendezés.

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS

A (7.31)–(7.34) egyenletek alapján összeállított teleszkópos elrendezéssel szemben (7.8(b) ábra) is kifejezetten nagy javulást tapasztalhatunk (7.9(a) ábra).

A négy vizsgált eset közül legígéretesebbnek talált akromát teleszkópos és a legelőnytelenebb szinglet egylencsés esetekben a 7.9 ábra szerinti kiértékelést a $z = s$ -hez tartozó paraxiális képsíkkal párhuzamos síkokban is megtettük (lásd 7.10 ábra), ugyanis az effektív THz-keltés egy véges (néhány mm-es) tartományban történik. E síkok az optikai tengelyt az $s - 2$ mm, $s - 1$ mm, $s + 1$ mm és $s + 2$ mm pontokban metszik. Az akromát teleszkópos elrendezés szinglet egylencsével szembeni előnye az összes vizsgált síkban megmutatkozik. Mindkét elrendezés esetén elmondható, hogy az optikai tengelyt az $s - 2$ mm-ben metsző sík mentén a pumpáló-nyaláb jelentős (szinglet egylencsés esetén 7, akromát teleszkóp esetén 14 mm) szélességű tartományához tartozó impulzushossz 500 fs alatti. Ezzel szemben az optikai tengelyt $s + 2$ mm-ben metsző sík mentén az impulzushossz a nyaláb közvetlen közepét leszámítva 500 fs feletti. Ebből arra következtethetünk, hogy a paraxiális képsík előtti tartományon a terahertzes sugárzás keltése hatékonyabb, mint a képsík mögöttin.

Az optimalizált 4- f teleszkópos elrendezés esetén a pumpáló impulzusfront (azaz a THz-es hullámfront) x tengelyhez képesti dőlése a 7.6 ábrán illusztrálttal azonos irányú, a 7.8(b) ábrán bemutatottal ellentétben. A 7.11 ábrán az impulzusfrontok alakjának összehasonlítása látható. A szinglet egylencsés esetet a fekete, az akromát egylencsését a piros, a szinglet lencséből álló teleszkóposat a kék, az akromát lencséből álló teleszkópos esetet pedig a lila görbék mutatják. A négy görbe páronként elkülönül egymástól. A teleszkópos esetekben az impulzusfront jó közelítéssel sík, a lencsés esetekben szemmel láthatóan görbült. A görbület megjelenítése hangsúlyosabbá tehető, ha olyan elforgatott koordináta rendszerben történik az ábrázolás, melynek egyik tengelye a THz-es sugárzás terjedésével párhuzamos, másik arra merőleges. A 7.11 ábra betétje a pumpáló-nyaláb impulzusfrontját (azaz a THz-es nyaláb fázisfrontját) mutatja az akromát egylencsés és az akromát teleszkópos elrendezések esetén. A teleszkópos esetben szabad szemmel síknak ítélt impulzusfront görbülete lényegesen kisebb, és ellentétes előjelű, mint az egylencsés esetben. Ez az egylencsés esetben széttartó, a teleszkóposban pedig összetartó THz-es nyalábot jelent, ami a kísérleti tapasztalatokkal jó összhangban van [50]. A görbék parabolával tökéletesen illeszthetők, az illesztésekből a (0,0) ponthoz tartozó görbületi sugár az akromát egylencsés esetben 326 mm-nek, az akromát teleszkópos esetben –5400 mm-nek adódik. A kristály kilépő síkja mögött ezen görbületi sugár értékek hozzávetőlegesen ötödrészükre csökkennek az anyag THz-es törésmutatójának megfelelően. Az egylencsés esethez tartozó kisebb görbületi sugár a THz-es nyaláb nagyobb divergenciáját jósolja, ami az alkalmazások szempontjából (pl. fókuszálhatóság) hátrány a teleszkóposhoz képest.

A 7.3 alfejezetben említett érvek alapján tanácsos a jövőbeli kísérleteket reflexiós rács helyett transzmissziós rácsra alapozni. A diffrakciós hatásfokot maximalizálandó, előnyös a Littrow-konfigurációt alkalmazni. Ez esetben az optimális rácsperiódus

7.4. AZ OPTIMALIZÁLT TELESZKÓPOS ELRENDEZÉS

és beesési szög a (7.18) és a (7.19) összefüggések szerint adódik, a lencsék fókusztávolságainak optimális aránya pedig a (7.34), a (7.37) és a (7.17) egyenletek alapján

$$\boxed{f_1/f_2 = \sqrt{\frac{nn_{cs}}{2}}.} \quad (7.38)$$

Figyelemre méltó tény, hogy az optimális leképezéssel szemben támasztott kritériumok (7.2 alfejezet i) és ii) pontjai) és a maximális határfokú diffrakció együttes teljesüléséhez az optimális fókusztávolság-arány csupán a keltő-közeg optikai törésmutatóitól (n , n_{cs}) függ.

Ezen alfejezetben bemutatott eredmények alapján egyértelmű állásfoglalás tehető a teleszkópos elrendezés mellett. Mind az impulzushossz, mind az impulzusfront-torzulás tekintetében lényegesen jobbnak mutatkozik az egylencsés leképezésnél. Az impulzushossz szempontjából az akromát lencséből álló teleszkóp némiképp előnyösebbnek mutatkozik a szinglet lencséből álló megfelelőjénél.

8. fejezet

Leképező optikát nem tartalmazó THz-es impulzusforrás: a kontaktrács

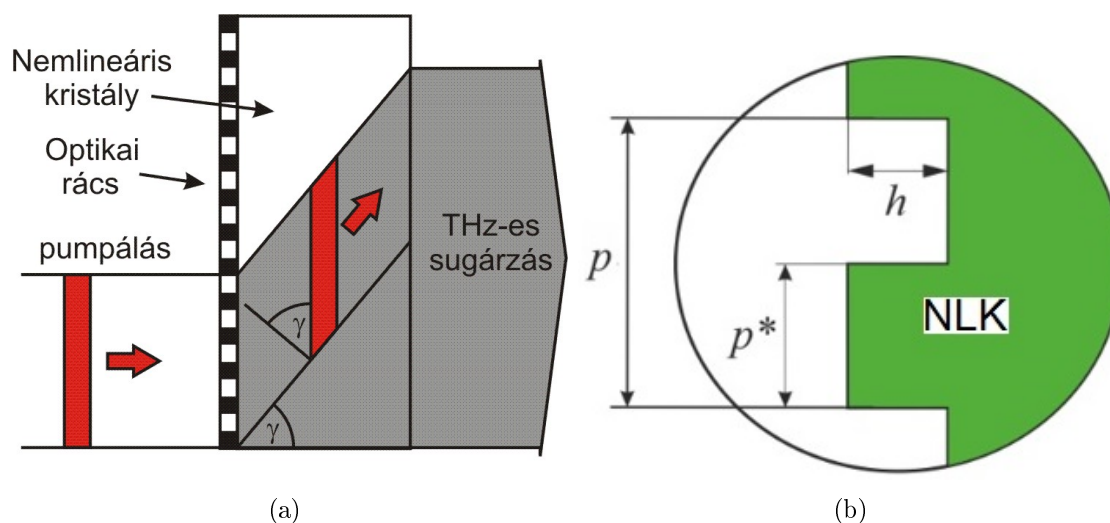
8.1. A kontaktrács alapelve

A 7. fejezetben rámutattam arra, hogy a döntött impulzusfrontú gerjesztési geometria optimálistól eltérő beállítása igen kedvezőtlen a THz-keltésre nézve. A hatásfok maximalizálásának érdekében a részletesen bemutatott optimalizálási eljárást kell követni. Ám mint láttuk, a leképezési hibák az optimalizált elrendezés esetén is határt szabnak a hasznos pumpáló-nyalábfolt méretére, így az energia felskálázhatóságára.

A leképezési hibák hátrányos hatását kiküszöbölendő olyan megoldást kerestem a THz-keltésre, ami szintén az impulzusfront megdöntésén alapul, de nem tartalmaz leképező optikát. Erre találtam megoldásként az azóta kontaktrácsként emlegetett eszközt [183]. Az impulzusfront-dőlés szintén optikai rácson való diffrakcióval jön létre, azonban a hagyományos elrendezéshez képesti lényeges változtatás az, hogy a rács a nemlineáris kristály belépő síkjával közvetlen kapcsolatban van.

Az elképzelés szerint a rácsra merőlegesen beeső pumpálás első rendben diffraktálódó nyalábjával történik a THz-keltés. A párhuzamos ki- és belépősíkkal rendelkező nemlineáris kristályban a THz-terjedés e síkokra merőleges, a pumpálás (első diffrakciós rendben való) terjedési irányával pedig a sebességillesztési feltétel által meghatározott γ szöget zár be (lásd a 8.1(a) ábrát). A 8.1(a) ábra szerinti elrendezés esetén LN anyagot feltételezve $\sim 2400/\text{mm}$ -es karcolatsűrűség kialakítása szükséges a sebességillesztett THz-keltéshez. A pumpáló-nyaláb kontaktrácson keresztül történő becsatolásához olyan anyagok esetén, melyek törésmutatója 1-től jelentősen különbözik, törésmutató-illesztő folyadék szükséges. A kontaktrácsos ötlet megvalósításához először a blézelt transzmissziós rács merült fel [183]. Alternatívaként szóba jött a kristály kilépő felületével kontaktusban lévő reflexiós rács lehetősége is [183]. Ezesetben a pumpáló és a THz-es nyaláb dikroikus tükörrel való szeparálása szükséges. További lehetőségként felmerült a ± 1 -es diffrakciós rendekre azonos

8.1. A KONTAKTRÁCS ALAPELVE



8.1. ábra. A kontaktrács alapú THz-es impulzusforrás első terve (a). A nemlineáris kristály (NLK) felületén kialakított négyszögrács (bináris rács) rácsprofiljának szerkezetét illusztráló ábra (b).

hatásfokot eredményező rács (pl. holografikus rács) alkalmazása [183]. Ez esetben a két rend által keltett azonos intenzitású THz-es nyaláb egymással párhuzamosan, azonos fázisban terjed. A ± 1 rendekben terjedő pumpálás interferenciája által létrehozott térbeli intenzitásmoduláció periódusa az optikai hullámhossztartományba esik, így a THz-es nyaláb terjedésére nincs hatással.

A kontaktrácsos séma esetén a kölcsönhatási hosszt meghatározó legfőbb korlátozó tényező a pumpáló impulzusnak a rács szögdiszperziója által okozott kiszélesedése [55], ami persze a hagyományos elrendezés esetén is jelen van. Természetesen a hagyományos elrendezésekhez hasonlóan az abszorpció, a kristály anyagának véges roncsolási küszöbe, a rácson végbemenő diffrakció hatásfoka, a kristálynövesztéssel elérhető maximális méret ugyanúgy korlátozó szerepet játszanak az energia felskálázhatóságában.

Az általam javasolt kontaktrácsos alapelv [183] közzététele után mások is elkezdtek a kontaktrács részletesebb elemzésével foglalkozni, különösen szem előtt tartva a gyakorlati megvalósíthatóság és a jó hatásfokú alkalmazhatóság szempontjait. Ezek a mások által szerzett tapasztalatok (lásd a következő, 8.2 alfejezetet) egyrészt a jelen 8.1 alfejezetben közölt eredményeim tudományos hatását demonstrálják, másrészt a következő, 9. fejezet tudományos előzményeit képezik.

8.2. Kontrács tervezése, a megvalósíthatóság vizsgálata

Több közlemény is foglalkozik a kontrács alapú THz-es impulzusforrás elvi szintű tervezésével és gyakorlati megvalósíthatóságával, főleg a LN, GaP és ZnTe anyagokra fókuszálva [189–191]. Kulcsfontosságú kérdésnek tekintik a kontrácson történő diffrakció hatásfokának vizsgálatát, annak maximalizálását. A rácsprofil tekintve a szinuszos és a négyszögrács (bináris rács) lehetősége merül fel, a hangsúly ez utóbbi típusra tevődik. A 8.1(b) ábra a négyszögrács profiljának szerkezetét illusztrálja, melynek jellemzői az $F = p^*/p$ kitöltési tényező és a h maratási mélység. Nagashima és munkatársai LN négyszögrács esetén a rácsállandó és a rácsprofil szerkezetének optimalizálását tették meg elméleti úton. Tapasztalatuk szerint a mindössze 20% diffrakciós hatásfok optimális rácsállandó ($p_2 = 0,36 \mu\text{m}$, azaz $1/p_2 = 2777 \text{ 1/mm}$) mellett 90%-ra növelhető, ha levegő–LN kontrács helyett levegő–ömlesztett kvarc–LN struktúrát használnak [192, 193]. Hátrány azonban, hogy ezen elvi szinten megtervezett struktúra a gyakorlatban nem valósítható meg, mivel jelenleg a kvarc szubmikron méretű struktúrával rendelkező LN felületre történő felvitele nem megoldott. Ez a technikai probléma úgy orvosolható, hogy a pumpálás LN-ba történő becsatolását a levegő/kristály határfelületén kialakított törésmutató-illesztő folyadékból készült prizmával oldják meg. BK7-es üveggel ekvivalens törésmutatójú illesztő folyadék esetén 98%-os diffrakciós hatásfok jósolható [189]. Hangsúlyozandó azonban, hogy a törésmutató-illesztő folyadékprizma hátránya, hogy a széles pumpáló-nyalábok használatát korlátozza, illetve nem teszi lehetővé az abszorpció redukálása szempontjából fontos kriogenikus hűtést. A pumpáló-nyaláb LN-ba történő becsatolásának hatékonyabbá tétele érdekében egy Fabry-Perot rezonátoron alapuló megoldást javasoltak, mely egy félig visszaverő réteget tartalmaz a rács és a LN közt [194]. Ezzel a megoldással 71%-os diffrakciós hatásfokot értek el [195], ami $\sim 10\%$ -kal elmarad az elméletileg jósolt érték mögött, vélhetően a technikai kivitelezés körüli nehézségek miatt.

A fentebb említett megoldásokban [189, 193–195] tipikus pumpálási hullámhosszak esetén a legjobb hatásfokú sebességillesztett THz-keltéshez a rács karcolatsűrűsége a 2500–3000 1/mm közti tartományba esik. Elméleti megfontolások szerint a -1 rendbeli kimagaslóan nagy diffrakciós hatásfok elérése érdekében a

$$\frac{\lambda}{2} < p < \frac{3\lambda}{2n} \quad (8.1)$$

relációnak (n a törésmutató) kell teljesülnie [186]. Ez alapján levegő–LN rács esetén 1030 nm-es pumpálást feltételezve a rács karcolatsűrűségének az 1398–1942 1/mm intervallumba kell esnie. Megmutatták továbbá azt is, hogy a diffrakciós hatásfok drasztikusan lecsökken, ha a négyszögrács lépcsőprofilja kismértékben eltér az ideálistól. A fal meredekségének akár néhány fokos megváltozása a hatásfok 50%-os csökkenését eredményezi [191]. A kísérleti tapasztalatok viszont azt mutatják, hogy

8.2. KONTAKTRÁCS TERVEZÉSE, A MEGVALÓSÍTHATÓSÁG...

nagy (LN és LT esetén ~ 2000 1/mm-t meghaladó) karcosatsűrűségű négyszögrács jó minőségben, azaz szabályos derékszögű profillal nem állítható elő. Az elmosódott rácsprofil viszont nem enged meg jó diffrakciós hatásfokot.

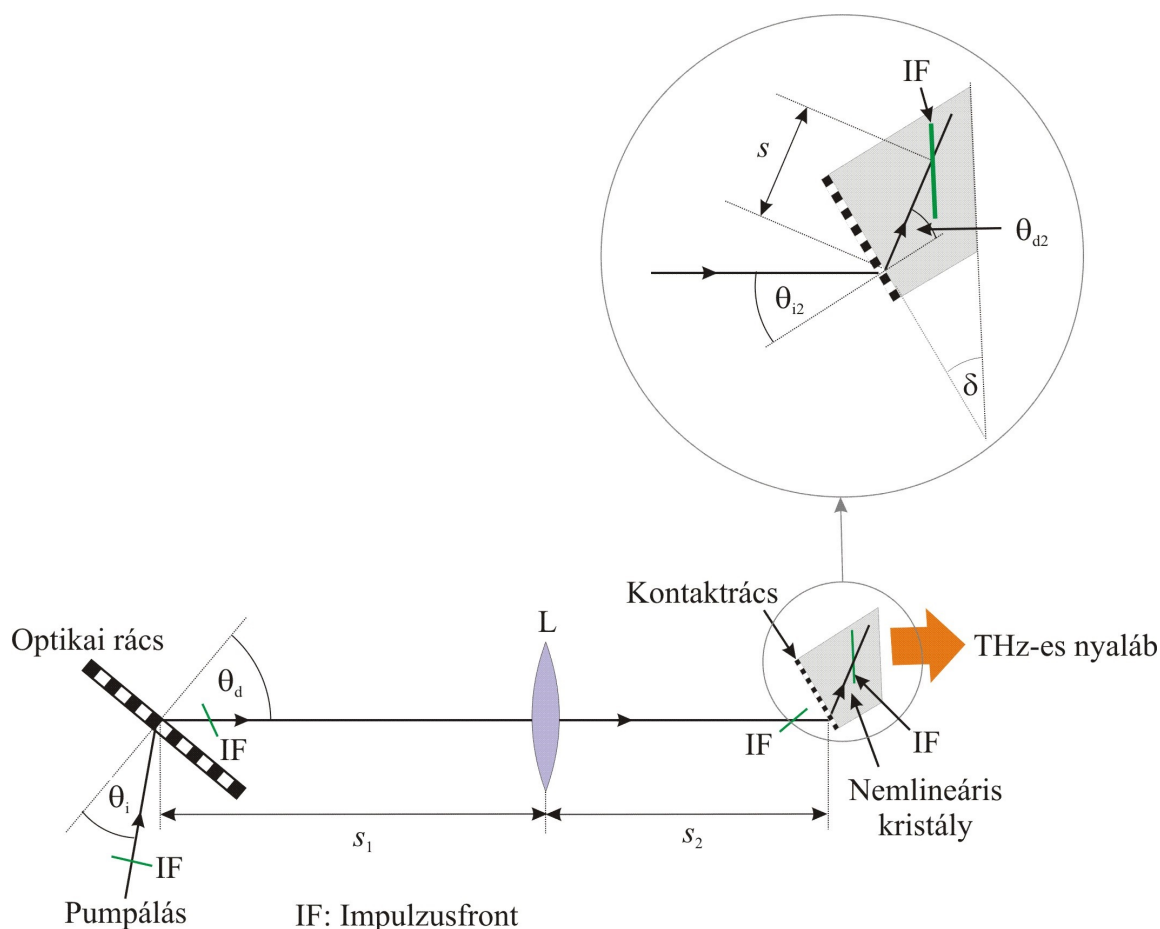
A LN, illetve LT alapú kontaktrács gyakorlati megvalósíthatóságával kapcsolatos fent említett nehézségek, illetőleg a hagyományos (leképező optikát tartalmazó) THz-es gerjesztési sémák leképezési hibáiból adódó problémák (7. fejezet) motiváltak abban, hogy megoldást keressek olyan THz-es impulzusforrásra, mely egyszerre orvosolja e két problémát.

9. fejezet

A hibrid típusú THz-es impulzusforrás

Megoldást kerestem arra vonatkozóan, hogy nagymértékű impulzusfront-dőlést igénylő anyagoknál (mint pl. a LN vagy a LT) a kontaktrács gyártástechnológiai nehézségektől (lásd 8.2 alfejezet) mentesen alkalmazható legyen nagy energiájú THz-es impulzusok előállítására. Fontos szempont az is, hogy a pumpáló-nyaláb kontaktrácson keresztül történő kristályba csatolása jó hatásfokkal történjen. Ehhez olyan megoldást javasoltam, ami a hagyományos, leképezésen alapuló THz-es impulzusforrás és az egyszerű kontaktrács kombinációja [196]. E hibrid megoldással az impulzusfront-döntés két lépcsőben történik. Az elrendezés elvi vázlata a 9.1 ábrán látható. Reflexiós vagy transzmissziós optikai rácson történő diffrakcióval létrejön egy a kellő mértékűnél kisebb impulzusfront-dőlés, majd a kontaktrácson való diffrakció az impulzusfront további dőlését biztosítja úgy, hogy végeredményként a sebességillesztéshez szükséges mértékű dőlés alakuljon ki. Az első rács és a kontaktrács közt helyezkedik el a lencse, mint leképező elem. Ha az első rácson kismértékű az impulzusfront-dőlés, akkor a kontaktrács karcolatsűrűsége impraktikusan nagy kell legyen, a diffrakció hatásfoka pedig kicsi lesz. A kezdeti impulzusfront-döntés mértékét növelve a kontaktrács szükséges karcolatsűrűsége és a diffrakciós hatásfok kedvező irányba tolódnak, viszont a leképező elem előtti nagyobb szögdiszperzió a leképezési hibákat növeli. A koncepció az, hogy a hagyományos optikai rács és a kontaktrács között közel azonos mértékben legyen megosztva az impulzusfront-döntés, azaz a dőlésszög tangensének változása közel azonos legyen a két lépésben. A cél egy ilyen kompromisszumos megoldás optimalizálása, melyhez kidolgoztam a megfelelő eljárást.

Az optimalizáció egyik aspektusa a kontaktrácson való diffrakció hatásfokának maximalizálása, melynek részletei a 9.1 alfejezetben olvashatók. A keltő közeg típusától független, általános érvényű megfontolásokat követő numerikus számítások a LN és a LT anyagokra vonatkoznak. A leképezési hibák szempontjából optimális összeállítás útmutatójához a levezetés, illetve az eredmények LN-t tartalmazó hibrid

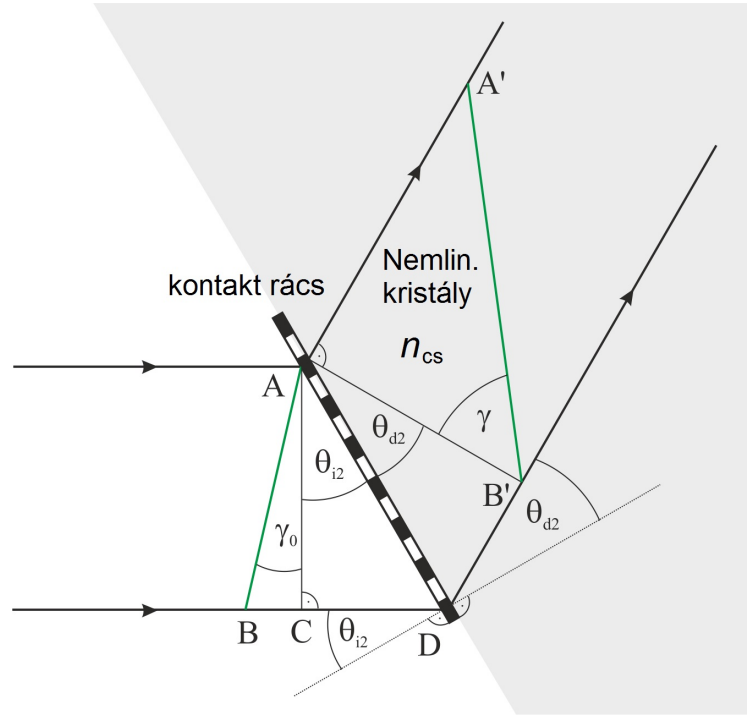


9.1. ábra. A hibrid típusú döntött impulzusfrontú gerjesztésű (HTDIFG) THz-es impulzusforrás vázlata. A négy rövid zöld szakasz szimbolizálja az impulzusfrontot. A kinagyított részen a kontaktrácson történő diffrakció részletei láthatók.

elrendezésen keresztüli bemutatása a 9.2 alfejezetben olvasható.

A jó hatásfokú, gyakorlatban is megvalósítható kontaktrács és a leképezési hibák redukálása, mint kardinális szempontok mellett előnyös, ha a 9.1 ábra szerinti δ ékszög (melynek értéke a THz-es nyaláb merőleges kilépése, mint a reflexiós veszteségeket minimalizálendő feltétel által meghatározott) kicsi. További előny, ha a pumpálás kontaktrácsba történő hatékony becsatolása törésmutató-illesztő folyadék használata nélkül megoldható. Az első azért fontos, mert széles pumpáló-nyaláb esetén a kristálybeli különböző úthosszak miatt a keltett terahertzes nyalábprofil aszimmetrikussá válik. A törésmutató-illesztő folyadék alkalmazása pedig a struktúrát összetettebbé teszi, ami a technikai megvalósítást nehezíti, az alkalmazásokat pedig korlátozza, például a kriogenikus hűtés során problémákat okoz.

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK...



9.2. ábra. A pumpáló-nyaláb impulzusfront-dőlésének változása a kontaktrácson történő diffrakció során.

9.1. A kontaktrács diffrakciós hatásfokának maximalizálása

Első lépésként vizsgáljuk meg, hogy milyen összefüggésnek kell teljesülni az első rács által létrehozott γ_0 kezdeti impulzusfront-dőlés szöge, a sebességillesztéshez szükséges (kristálybeli) γ impulzusfront-dőlés, a kontaktrács p_2 rácsállandója, illetve a kontaktrácson történő diffrakcióra jellemző θ_{i2} beesési és θ_{d2} diffrakciós szögek közt (lásd a 9.1 és a 9.2 ábrát). A γ_0 kezdeti impulzusfront-dőlés szöge alatt definíció szerint azt a szöget értjük, ami a leképező lencse képsíkjában jönne létre levegő közeget feltételezve. Hagyományos (kontaktrács nélküli) elrendezésben a későbbi példákban szereplő LN esetén $\gamma \approx 63,5^\circ$, ennek megfelelően $\gamma_0 = \arctg(n_{cs}\tg\gamma) \approx 77,3^\circ$, LT esetén pedig $\gamma \approx 69^\circ$, $\gamma_0 \approx 80^\circ$.

Tekintsük a 9.2 ábrát, ami a γ_0 impulzusfront elődöntéssel rendelkező pumpáló-nyaláb impulzusfrontjának változását illusztrálja a kontaktrácson történő diffrakció során. A zöld szakasz jelzi az impulzusfrontot. Az idő alatt, míg a B pont a B'-be kerül, az A pont A'-be jut. Az időre vonatkozó egyenlet a következő:

$$\frac{BC + CD}{c} + \frac{DB'}{c}n_{cs} = \frac{AA'}{c}n_{cs}, \quad (9.1)$$

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK...

ahol

$$BC = AD \cos(\theta_{i2}) \operatorname{tg} \gamma_0, \quad (9.2)$$

$$CD = AD \sin(\theta_{i2}), \quad (9.3)$$

$$DB' = AD \sin(\theta_{d2}), \quad (9.4)$$

$$AA' = AD \cos(\theta_{d2}) \operatorname{tg} \gamma. \quad (9.5)$$

A (9.1)–(9.5) egyenletek alapján a következő összefüggéshez jutunk:

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = \left(\operatorname{tg} \gamma - \operatorname{tg}(\theta_{d2}) - \frac{1}{n_{cs}} \frac{\sin(\theta_{i2})}{\cos(\theta_{d2})} \right) \frac{\cos(\theta_{d2})}{\cos(\theta_{i2})} n_{cs}. \quad (9.6)$$

A (9.6) egyenlet mellett figyelembe véve a kontaktrácsra vonatkozó

$$\sin(\theta_{i2}) + n \sin(\theta_{d2}) = \frac{\lambda_0}{p_2} \quad (9.7)$$

rácsegyenletet, adott p_2 rácsállandó esetén ismertté válik a kontaktrácsra való beesés θ_{i2} , és a diffrakció θ_{d2} szöge. Az ékszögre

$$\delta = \gamma - \theta_{d2} \quad (9.8)$$

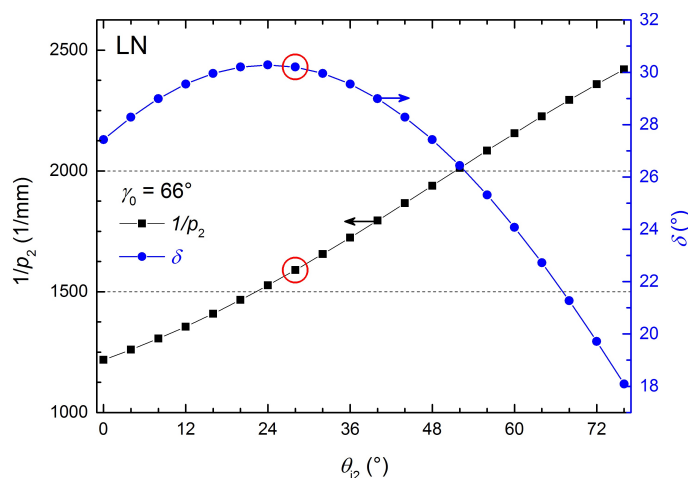
adódik egyszerű geometria alapján.

9.1.1. A LiNbO₃ alapú hibrid elrendezés

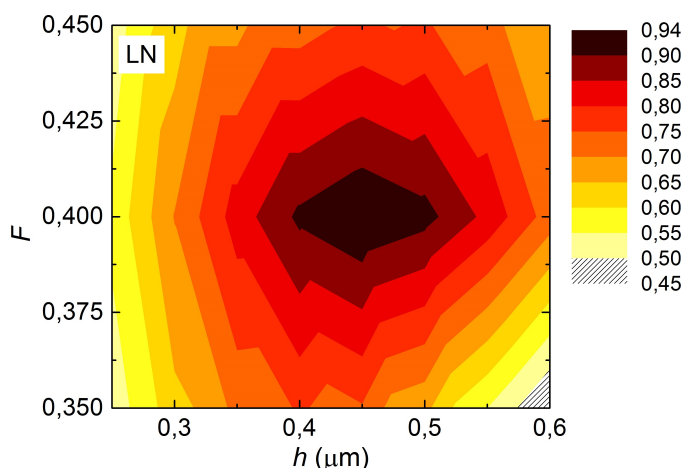
A 9.3 ábrán példaként $\gamma_0 = 66^\circ$ elődöntést feltételezve a kontaktrácsra történő beesés θ_{i2} szögének függvényében a LN-beli sebességillesztett THz-keltéshez szükséges $1/p_2$ karcolatsűrűséget, illetve δ ékszöget láthatjuk. A feltételezett pumpálási hullámhossz $\lambda_0 = 1030$ nm. A karcolatsűrűség és a beesési szög kapcsolata monoton. Az ékszög-beesési szög függvénykapcsolat maximummal rendelkezik. A maximális értékű ékszög előnyösen lényegesen kisebb a hagyományos THz-keltési módszer esetén szükségesnél ($\delta = \gamma \approx 63,5^\circ$).

Adott γ_0 mértékű elődöntés, rögzített p_2 rácsállandó (ami a (9.6) és (9.7) egyenleteken keresztül rögzíti a θ_{i2} beesési és θ_{d2} diffrakciós szögeket is) esetén az adott diffrakciós rendhez tartozó hatásfok a rácsprofil szerkezetétől függ. Négyszögrács esetén ezt az F kitöltési tényező és a h maratási mélység (8.1(b) ábra) határozza meg. A rács-hatásfok -1 -es diffrakciós rendre való optimalizálása adott rácsállandó esetén F és h széles tartományon való szisztematikus változtatásával történt, amire a GSolver szoftvert használtuk. A 9.3 grafikonon karikával jelölt eset $\gamma_0 = 66^\circ$, $\theta_{i2} = 28^\circ$, $1/p_2 = 1587$ 1/mm paramétereikhez tartozó legkedvezőbb hatásfokú tartomány a 9.4 kontúr ábrán látható. A legsötétebb (94%-nál nagyobb hatásfokhoz tartozó) rész centruma $F = 0,4$, $h = 0,44$ μm értékeknél van. A gyakorlati megmunkálás szempontjából e kitöltési tényező a hozzá tartozó maratási mélységgel

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK...



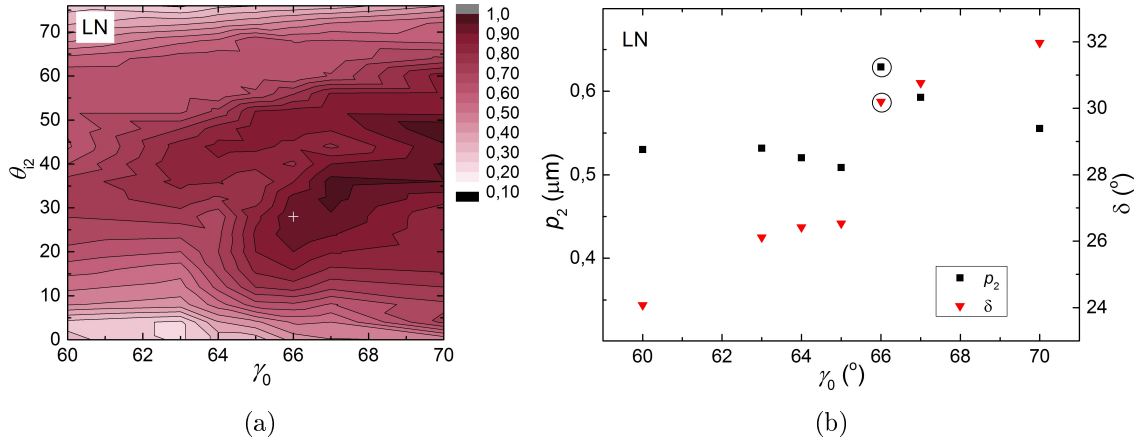
9.3. ábra. A hibrid impulzusforrás LN kontaktrácsának karcolatsűrűsége (bal oldali skála) és az ékszög (jobb oldali skála) a beesési szög függvényében $\gamma_0 = 66^\circ$ impulzusfront elődöntés esetén.



9.4. ábra. A LN alapú hibrid elrendezés kontaktrácsának diffrakciós hatásfoka a kitöltési tényező (F) és a maratási mélység (h) függvényében $\gamma_0 = 66^\circ$, $\theta_{i2} = 28^\circ$, $1/p_2 = 1587$ 1/mm paraméterek mellett.

együtt kedvezőnek mondható. A tartomány kiterjedése által biztosított tolerancia-tartomány is elegendő mértékű. A $\gamma_0 = 66\text{--}70^\circ$ -os tartományon elvégeztük az F és h változtatásával történő numerikus hatásfok-maximum keresést a beesési szög (ami a rácsállandót rögzíti) szisztematikus változtatásával. A 9.5(a) ábra az adott elődöntéshez és beesési szöghöz tartozó, ezen algoritmussal megtalált csúcshatásfokot mutatja. A 9.5(b) ábra pedig az elődöntés függvényében a legnagyobb hatásfok eléréséhez szükséges rácsállandót (bal oldali skála), illetve az ékszöget (jobb oldali skála) mutatja. A 9.5 ábra nagy hatásfokú pontjaihoz tartozó F és h értékek és azok toleranciái tipikusan a 9.4 ábrán bemutatott esethez hasonlóak. A 9.4 ábra legna-

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK...



9.5. ábra. A LN alapú hibrid séma kontaktrácsának diffrakciós hatásfoka a kezdeti impulzusfront-dőlés és a beesési szög függvényében (a). A szükséges rácsállandó (bal oldali skála), illetve ékszög (jobb oldali skála) a kezdeti impulzusfront-dőlés függvényében (b). Az elrendezés jellemző geometriai paraméterei a 9.1 táblázatban láthatók néhány γ_0 esetén.

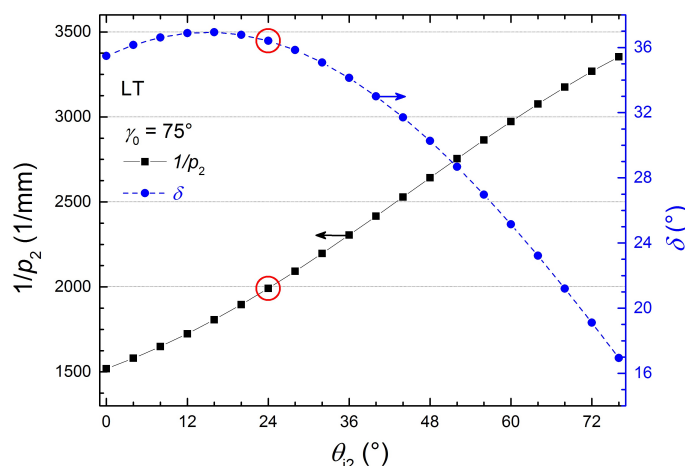
gyobb hatásfokú pontja a 9.5(a) ábra „+” jellel megjelölt pontjának, illetve a 9.5(b) ábra bekarikázott pontjainak felel meg. Mint az a 9.5(a) ábrán látható, a csúcs-hatásfok monoton növekszik a kezdeti impulzusfront-dőléssel. A $\gamma_0 = 60^\circ$ esetén $\sim 70\%$ diffrakciós hatásfok érhető el $\theta_{i2} = 36^\circ$ -os beesési szög mellett. A $\gamma_0 = 66^\circ$ -os elődöntés, $\theta_{i2} = 28^\circ$ -os beesési szög esetén mintegy 95% diffrakciós hatásfok jósolható. A $\gamma_0 = 70^\circ$ esetén a $\theta_{i2} = 35\text{--}50^\circ$ -os beesési szög tartományban 90%-nál nagyobb hatásfokot kapunk. A $\theta_{i2} = 48^\circ$ esetén a hatásfok a 100%-ot közelíti. A 9.5(b) ábrán $\gamma_0 = 65^\circ$ és $\gamma_0 = 66^\circ$ közt hirtelen ugrás látható. Ez az ugrás a 9.5(a) ábrán az egyik ágról a másikra történő ugrásnak felel meg. Néhány γ_0 esetén a legnagyobb hatásfokú esethez tartozó geometria jellemzői a 9.1 táblázatban láthatók. Ez a táblázat mindemellett egy optimalizált hagyományos döntött impulzusfrontú elrendezés paramétereit és egy törésmutató-illesztő folyadékot is tartalmazó egyszerű kontaktrácsos elrendezés geometriai paramétereit is tartalmazza. Szembetűnő, hogy az optimalizált hibrid elrendezés esetén a tipikus karcolatsűrűség-értékek jóval kisebbek, mint az egyszerű kontaktrács esetén, ezáltal lehetővé téve a problémamentes megmunkálást. A hagyományos elrendezéshez képest az ékszög is lényegesen kisebb a hibrid elrendezés esetén (9.1 táblázat), ami a THz-es nyalábminőség szempontjából fontos tényező.

A diffrakciós hatásfok és a rácsparaméterek fent megállapított viselkedései, és gyakorlati szempontok alapján LN alapú hibrid impulzusforrás esetén a $\gamma_0 = 66^\circ$ -os kezdeti impulzusfront-döntés a legoptimálisabb.

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK...

elrend.	γ_0	θ_i	θ_{i2}	θ_{d2}	δ	$1/p_2$ (1/mm)	F	h (μm)	η (%)
HTDIFG	60°	51,1°	32°	38,8°	24,1°	1826	0,51	0,50	72
HTDIFG	63°	51,1°	40°	36,9°	26,1°	1880	0,50	0,44	84
HTDIFG	66°	46,3°	28°	32,8°	30,2°	1590	0,40	0,44	94,5
HTDIFG	70°	48,2°	48°	31,0°	31,9°	1800	0,40	0,42	99,5
konv.	77°	37,4°	–	–	62,9°	–	0,40	0,53	–
kont. r.	–	–	70°	45,6°	17,2°	2874	–	–	98

9.1. táblázat. Az optimalizált hibrid (HTDIFG), a hagyományos (konv.) és az egyszerű kontaktrácsos (kont. r.) döntött impulzusfrontú gerjesztésű sugárforráshoz tartozó geometriai paraméterek. A hibrid elrendezés esetén a $\gamma_0 = 60, 63, 66$ és 70° -os elődöntésekhez tartozó maximális diffrakciós hatásfokot eredményező összeállítás jellemzői láthatók. A hibrid elrendezések első optikai rácsának, illetve a hagyományos elrendezés optikai rácsának karcolatsűrűsége 1400 1/mm. A leképezést tartalmazó elrendezések lencséjének fókusztávolsága 200 mm.



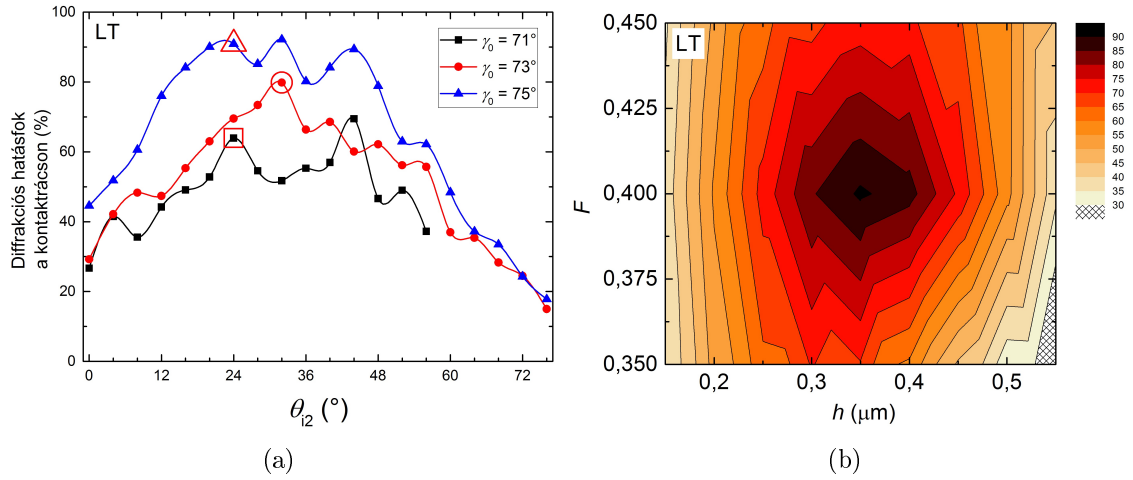
9.6. ábra. A hibrid impulzusforrás LT kontaktrácsának karcolatsűrűsége (bal oldali skála) és az ékszög (jobb oldali skála) a beesési szög függvényében $\gamma_0 = 75^\circ$ impulzusfront elődöntés esetén.

9.1.2. A LiTaO₃ alapú hibrid elrendezés

Az 5.2 alfejezetben bemutatott dielektromos jellemzői alapján a LN-tal rokon LT a LN eseténél valamivel nagyobb impulzusfront-döntést ($\sim 69^\circ$) igényel. Következésképp az elődöntés szögét is tipikusan nagyobbak választottuk, mint LN esetén. A THz-es abszorpció és FR szempontjából a jó minőségű sztöchiometrikus LT (akár adalékoltalan, akár Mg-mal adalékolt) az ígéretes. A többfotonos abszorpció szempontjából is előnyösebb a SLT, mint a SLN, mivel 800 nm-en a háromfotonos abszorpció elkerülhető. Ez indokolja a 800 nm-es pumpálási hullámhossz feltételezését a szimulációkhoz.

A LN példáján bemutatott algoritmust (lásd 9.1.1 pont) alkalmazzuk LT-ra [197].

9.1. A KONTAKTRÁCS DIFFRAKCIÓS HATÁSFOKÁNAK ...



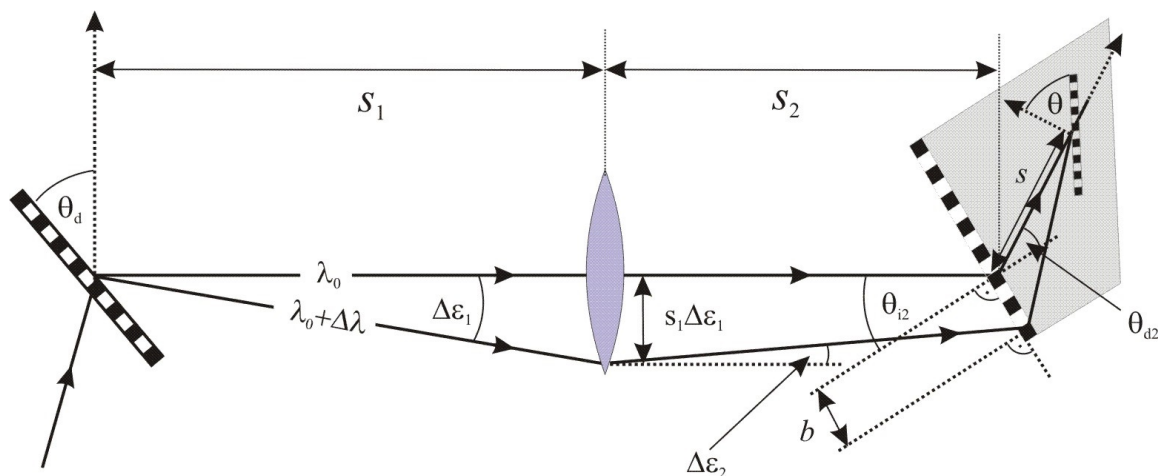
9.7. ábra. A hibrid impulzusforrás LT kontaktrácsán való diffrakció hatásfoka a beesési szög függvényében $\gamma_0 = 71, 73$ és 75° -os impulzusfront elődöntés esetén (a). A LT alapú hibrid elrendezés kontaktrácsának diffrakciós hatásfoka a kitöltési tényező és a maratási mélység függvényében $\gamma_0 = 75^\circ$, $\theta_{i2} = 24^\circ$, $1/p_2 = 1991$ 1/mm paraméterek mellett (b).

γ_0 (°)	θ_{i2} (°)	θ_{d2} (°)	δ (°)	$1/p_2$ (1/mm)	F	h (μm)	η (%)
71	24	41,6	28,4	2286	0,50	1,00	63,2
73	32	39,1	30,9	2352	0,40	0,80	79,8
75	24	33,6	36,4	1991	0,40	0,35	90,9

9.2. táblázat. LT alapú optimalizált hibrid sugárforráshoz tartozó geometriai paraméterek. Az impulzusfront elődöntésének mértéke $\gamma_0 = 71, 73$, és 75° .

A $\gamma_0 = 75^\circ$ -os elődöntés esetén a 9.6 ábra bal oldali skáláján az adott beesési szöghöz tartozó karcolatsűrűséget láthatjuk. A LN esetéhez hasonlóan szintén maximummal rendelkező függvényről van szó. A karcolatsűrűség ~ 1500 és ~ 3500 1/mm között változik. Gyártástechnológiai szempontok miatt az alacsonyabb értékek jöhetnek szóba. A jobb oldali skála a LT kristály ékszögét mutatja, ami monoton növekvő függvény. A maximális értékű ékszög is lényegesen kisebb a hagyományos THz-keltési módszer esetén szükségesnél ($\delta = \gamma \approx 69^\circ$). A görbéken kiemelt pontok a diffrakciós hatásfok szempontjából ígéretes elrendezéshez tartoznak. A 9.7(a) ábrán három kiválasztott elődöntéshez ($\gamma_0 = 71, 73$ és 75°) tartozó optimalizált diffrakciós hatásfok látható a beesési szög függvényében. Az optimalizálási procedúra hasonlóan történt, mint LN esetén, azaz adott karcolatsűrűségű rács (mely a beesési szög által a sebességillesztési feltételen keresztül meghatározott) esetén F és h szisztematikus változtatásával a G Solver program segítségével megkerestük a hatásfok maximumát. Egy ilyen maximum látható a 9.7(b) ábrán. A 9.7(a) ábrán egyértelműen látszik, hogy a hatásfok az elődöntés mértékével növekszik. A görbék fluktuációja ugyanannak a következménye, mint ami a 9.5(a) ábrán bifurkációként, a 9.5(b) ábrán pedig hirtelen ugrásként jelentkezett. Nagy, $\sim 90\%$ -os hatásfok jósolható 75° -os impulzus-

9.2. A LEKÉPEZŐ OPTIKA OPTIMALIZÁLÁSA



9.8. ábra. A hibrid impulzusforrás rácsának nemlineáris kristályba való (kontaktrácson keresztül történő) leképezése.

front elődöntés esetén. A 9.7(a) ábra üres szimbólumokkal kiemelt, relatíve nagy hatásfokú lokális maximumaihoz a megmunkálás szempontjából előnyös F és h paraméterek tartoznak. A 9.2 táblázatban vannak feltüntetve e három ponthoz tartozó releváns paraméterértékek. Megállapíthatjuk, hogy a táblázat utolsó sorának megfelelő elrendezés igen ígéretes, mivel kimagasló, 90%-ot meghaladó hatásfok érhető el gyártástechnológiai szempontból előnyös, 1991 1/mm-es karcolatsűrűségű ráccsal, 0,4-es kitöltési tényező és 0,35 μm maratási mélység mellett. A 9.7(b) kontúrábra e nagy hatásfokú pont környezetét mutatja. A sötét, 85% hatásfokot meghaladó régió kiterjedése alapján a maratási mélység toleranciája $\pm 0,05 \mu\text{m}$, a kitöltési tényezőé pedig $\pm 0,012$.

Láthatjuk, hogy a LT hibrid impulzusforrásban történő felhasználása perspektívikus, noha a diffrakciós hatásfokot tekintve a LN-nál kissé szerényebben teljesít. Ezt kompenzálja az az előny, hogy a 800 nm-es pumpálási hullámhosszon a háromfotonos abszorpció nem lép fel.

A hibrid elrendezéssel történő THz-keltés hatásfokában a kontaktrácson történő diffrakció mellett a leképezési hibák hatása is meghatározó. A leképezési hibák minimalizálása a következő alfejezet tárgya.

9.2. A leképező optika optimalizálása

A leképezés vonatkozásában a 7. fejezetben már megfogalmazott i), ii) és iii) feltételeknek kell a hibrid elrendezés esetén is teljesülni. Az alábbiakban levezetést mutatok be, melynek eredménye, mint útmutató megadja, hogy miképp kell a hibrid elrendezés geometriáját összeállítani annak érdekében, hogy a rács paraxiális képe a sebességillesztés által meghatározott impulzusfront-dőléssel párhuzamos legyen.

A kontaktrács diffrakciós hatásfokára vonatkozó optimalizálási eljárás (9.1 alfejezet), illetve a leképező rendszer optimalizálása (jelen alfejezet) szándékosan ebben

9.2. A LEKÉPEZŐ OPTIKA OPTIMALIZÁLÁSA

a sorrendben kerül bemutatásra. Ez utóbbihoz ugyanis ismertnek kell tekinteni a kontaktrács rácsállandóját és a diffrakció geometriáját, melyek a 9.1 alfejezetbeli optimalizálás eredményei. A (9.7) rácsegyenletből a beesési és diffrakciós szögek megváltozásai közti kapcsolat:

$$\Delta\theta_{d2} = -\frac{\cos(\theta_{i2})}{n \cos(\theta_{d2})} \Delta\theta_{i2}. \quad (9.9)$$

A λ_0 és $\lambda_0 + \Delta\lambda$ hullámhosszakhoz tartozó (kontaktrácsra vonatkozó) beesési szögek különbsége a 9.8 ábra jelölései szerint:

$$\Delta\theta_{i2} = \Delta\epsilon_2, \quad (9.10)$$

a nagyításnak megfelelően pedig a 9.8 ábra szerint:

$$\Delta\epsilon_2 = -\frac{s_1 - f}{f} \Delta\epsilon_1. \quad (9.11)$$

A (9.9)–(9.11) egyenleteket felhasználva a leképezés $N_{sz} = -\Delta\theta_{d2}/\Delta\epsilon_1$ szögnagyítására (a transzverzális és a longitudinális nagyítás hányadosa)

$$N_{sz} = -\frac{s_1 - f}{nf} \frac{\cos(\theta_{i2})}{\cos(\theta_{d2})} \quad (9.12)$$

adódik. A 9.8 ábrán illusztrált θ és θ_d szögek közt a szögnagyítás teremt kapcsolatot

$$\operatorname{tg}(\theta) = \frac{1}{N_{sz}} \operatorname{tg}(\theta_d) \quad (9.13)$$

szerint. A (9.12) és a (9.13) egyenletekből

$$\operatorname{tg}(\theta) = -\frac{nf}{s_1 - f} \frac{\cos(\theta_{d2})}{\cos(\theta_{i2})} \operatorname{tg}(\theta_d) \quad (9.14)$$

adódik. A 9.8 ábra geometriájának megfelelően ($\Delta\epsilon_1 > 0$, $\Delta\epsilon_2 < 0$ és $\Delta\theta_{d2} > 0$):

$$b \approx \frac{s_1 \Delta\epsilon_1 + s_2 \Delta\epsilon_2}{\cos(\theta_{i2})}, \quad (9.15)$$

illetve

$$b \cos(\theta_{d2}) \approx s \Delta\theta_{d2}. \quad (9.16)$$

A (9.9)–(9.11), (9.15) valamint a (9.16) egyenletekből a lencse–kontaktrács optimális távolságára

$$s_2 = \frac{fs_1}{s_1 - f} - \frac{s \cos^2(\theta_{i2})}{n \cos^2(\theta_{d2})} \quad (9.17)$$

9.2. A LEKÉPEZŐ OPTIKA OPTIMALIZÁLÁSA

adódik. Az első optikai rácstra vonatkozó rácsegyenlet:

$$\sin(\theta_i) + \sin(\theta_d) = \frac{\lambda_0}{p_1}, \quad (9.18)$$

a rácson történő diffrakció során kialakuló szögdiszperzió pedig

$$\frac{d\epsilon_1}{d\lambda} = \frac{1}{p_1 \cos(\theta_d)}. \quad (9.19)$$

A szögdiszperziót a lencse a következő szerint módosítja:

$$\frac{d\epsilon_2}{d\lambda} = -\frac{1}{p_1 \cos(\theta_d)} \frac{s_1 - f}{f}. \quad (9.20)$$

Az impulzusfront-dőlés közvetlenül a kontaktrács előtt γ_0 kell legyen. A szögdiszperzió és az impulzusfront-dőlés kapcsolata [36] szerint vákuumban (levegőben)

$$\text{tg}\gamma_0 = -\lambda_0 \frac{d\epsilon_2}{d\lambda}. \quad (9.21)$$

A (9.20) és (9.21) összefüggésekből kapjuk:

$$\text{tg}\gamma_0 = \frac{\lambda_0}{p_1 \cos(\theta_d)} \frac{s_1 - f}{f}. \quad (9.22)$$

A paraxiális képsík és az impulzusfront párhuzamosságának azaz a

$$\theta = -\gamma. \quad (9.23)$$

feltételnek teljesülnie kell. A (9.14), (9.18), (9.22) és a (9.23) egyenletek alapján megkapjuk a leképezési hibák szempontjából optimális geometriát. Ismertnek tekintve az n , n_{cs} , λ_0 , γ , γ_0 , f , p_1 , valamint a 9.1 alfejezet konklúziója alapján megkapott θ_{i2} és θ_{d2} paramétereket, a hibrid impulzusforrás optimális beállítása a következő útmutató szerint kell történnjen (jelölésekhez lásd a 9.1 és a 9.8 ábrát):

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p_1} \left(1 - \frac{ak}{nn_{cs}} \right), \quad (9.24)$$

$$s_1 = f (\sqrt{a} + 1), \quad (9.25)$$

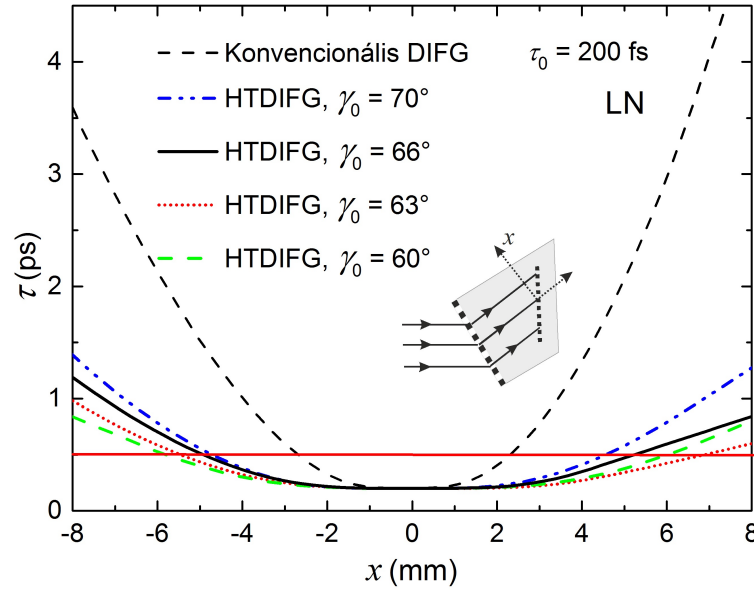
$$s_2 = \frac{fs_1}{s_1 - f} - \frac{s \cos^2(\theta_{i2})}{n \cos^2(\theta_{d2})}, \quad (9.26)$$

ahol

$$a = \frac{n^2 n_{cs}^2 p_1}{2\lambda_0 k^2} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{p_1^2 \text{tg}\gamma_0^4} + \frac{4k^2}{n^2 n_{cs}^2}} - \frac{n^2 n_{cs}^2}{2\text{tg}\gamma_0^2 k^2}, \quad (9.27)$$

$$k = \frac{\cos(\theta_{i2})}{\cos(\theta_{d2})} \frac{\text{tg}\gamma}{\text{tg}\gamma_0} n_{cs}. \quad (9.28)$$

9.2. A LEKÉPEZŐ OPTIKA OPTIMALIZÁLÁSA



9.9. ábra. Az optimalizált hibrid típusú (HTDIFG) és a konvencionális döntött impulzusfrontú gerjesztésű (DIFG) THz-es impulzusforrás összehasonlítása az impulzushossz-változás alapján a szögdiszperzió síkjában. Az értelmezéshez lásd a betétet.

Vegyük észre, hogy a hibrid elrendezés speciális határátmenetként tartalmazza a hagyományosat. Ennek megfelelően a $\theta_{12} = 0$, $p_2 \rightarrow \infty$ és $\tan \gamma_0 = n_{cs} \tan \gamma$ paraméterek mellett a (9.27) egyenletbeli a paraméterre vonatkozó összefüggés visszaadja a (7.16) egyenletbelit.

A leképezési hibák jellemzésére a 7. fejezetben ismertetett módszer szerint sugárkövetéses szimulációkat végeztünk a hibrid elrendezésen. A számítások során 200 fs-os, 1030 nm központi hullámhosszú pumpáló impulzusokat, 200 mm-es fókusztávolságú lencsét és 1400 1/mm karcolatsűrűségű első optikai rácsot, terahertz-keltő közegként pedig LN-t tétéleztünk fel. A korábbiakhoz hasonlóan meghatároztuk a lokális impulzushosszt a paraxiális képsík (lásd a 9.9 ábra betétjét) mentén. A 9.9 ábrán néhány γ_0 értékkel jellemezhető hibrid elrendezés, illetve egy hagyományos elrendezés esetén láthatjuk az impulzushossz-változást. Látszik, hogy a $60\text{--}70^\circ$ -os elődöntés jelentős javulást jelent a hagyományos esethez képest. Például $\gamma_0 = 66^\circ$ esetén elmondható, hogy a pumpáló-nyaláb 10 mm-es tartományán az impulzushossz 500 fs alatt, míg 5 mm-es tartományán 250 fs alatt marad. Ezen sugárkövetéses eredményeket a 9.1 alfejezet kontaktrács hatásfokára vonatkozó eredményeivel együttesen kell értelmezni és a megfelelő következtetéseket levonni. A példaként vizsgált körben a $\gamma_0 = 66^\circ$ -os elődöntés ígéretesnek tűnik mind a diffrakciós hatásfok, mind a leképezési hibák szempontjából.

A fenti eredmények, és korábbi tapasztalatok alapján reális becslés tehető a hibrid-típusú THz-es forrás teljesítőképességére. Napjaink kereskedelmi forgalmában elterjedtek a jó hatásfokú transzmissziós rácsok [186, 187]. Bizonyos cégek (pl.

9.2. A LEKÉPEZŐ OPTIKA OPTIMALIZÁLÁSA

LightSmith) egyedi rácsállandójú rácsot is forgalmaznak. Így elérhető, hogy az első (transzmissziós) optikai rácson nagy ($\sim 95\%$ -os) hatásfokú diffrakció valósuljon meg a Littrow-geometria előnyét kihasználva. A fentiekben LN és LT esetén egyaránt láthattuk, hogy a leképezési hibák szempontjából is ígéretes hibrid elrendezések kontakt rácson is jó ($90\text{--}95\%$) diffrakciós hatásfok valósítható meg. Így lehetővé válik a pumpáló-nyaláb nemlineáris közegbe történő hatékony ($80\text{--}90\%$ -os eredő hatásfokú) becsatolása. Pumpáló-intenzitás gyanánt a korábbi kísérletek során használt, roncsolási küszöbök nem meghaladó $\sim 100 \text{ GW/cm}^2$ érték feltételezhető. Feltételezhető továbbá kb. $10 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ -es pumpáló foltméret, ahol ahol a kisebb méret a szögdiszperzió síkjára, a nagyobb pedig az arra merőleges irányra vonatkozik, melyben a leképezési hibák hatása kevésbé érvényesül. A keltett THz-es impulzus energiája az 1 mJ -t elérheti, kissé meg is haladhatja. Ez több, mint kétszerese a LN kristályban jelenleg elért maximális értéknek [57].

10. fejezet

Töltött részecskék utógyorsítása extrém-nagy térerősségű THz-es impulzusokkal

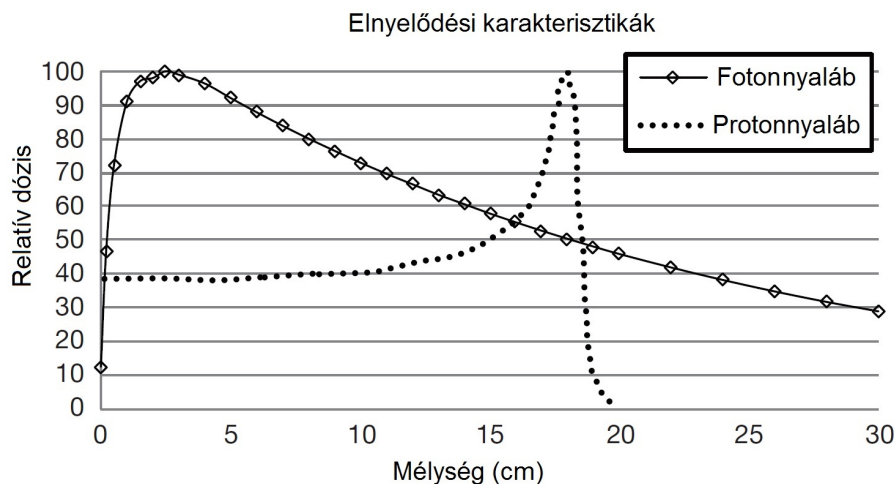
10.1. A töltött részecskék gyorsításának lehetőségei, korlátozó tényezők

Elektromosan töltött részecskék, illetve azok csomagjainak gyorsítása nagy infrastrukturális apparátust és helyet igénylő, kimagaslóan nagy költségekkel járó feladat, azonban a széleskörű alkalmazások miatt kiemelt fontossággal bír. Egyik ilyen nagy jelentőségű alkalmazás a hadronterápia, ami a rákos sejtek nagyenergiájú ionokkal történő elpusztítását jelenti, a kobaltágyún alapuló terápiával elérhetőnél sokkal szelektívebb módon. Ehhez az ionokat tipikusan 70 és 200 MeV közé eső energiára kell gyorsítani (ami hagyományosan lineáris gyorsítóval vagy ciklotronnal történik) [198]. Az elektromágneses- és a részecskesugárzás elnyelődési jelleggörbéje különböző, mint az a 10.1 ábrán látható. A γ -sugárzás exponenciális jellegű lecsengésével szemben az ionok döntően az energiájuk által meghatározott mélységben nyelődnek el és fejtik ki roncsoló hatásukat. Így az ionenergia alkalmas megválasztásával, valamint ezen érték viszonylag pontos fenntartásával elérhető, hogy lényegében csupán a test bel-sejében elhelyezkedő rákos szövet roncsolódjék, az azt körülvevő egészséges szövet ép maradjon. A továbbiakban az azonos energiájú részecskékből álló, és az azt jól közelítő nyalábot monokromatikusnak nevezem.

A hagyományos gyorsítóknál statikus elektromos teret használnak az előgyorsításhoz, majd az előgyorsított ionnyalábot csatolják be a mikrohullámú sugárzással működtetett lineáris- vagy ciklotron gyorsítóba [200]. Régóta meglévő erős törekvés olyan megoldást találni a részecskék gyorsítására, amely az ismert módszereknél egyszerűbb, kompaktabb és költségkímélőbb.

Ionsugarak előállításának egy módja szilárd [201–205] vagy gáz [206] céltárgy tipikusan 10^{20} W/cm² intenzitású rövid lézerimpulzusokkal történő megvilágítása. Bő

10.1. A TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK GYORSÍTÁSÁNAK LEHETŐSÉGEI, ...



10.1. ábra. Az elektromágneses és a részecskesugárzás elnyelődési karakterisztikája [199].

évtizede javaslat született nagyenergiájú (titán-zafír lézerrel keltett) fényimpulzussal működtetett, az ionforrást is magában foglaló lézeres iongyorsítóra [207, 208]. A berendezés teljes hossza mindössze néhány méter, de az elérhető ionenergia viszont csupán 10 MeV volt.

Nagy intenzitású, nagy kontrasztú szubpikoszekundumos lézerimpulzusok vékony fóliarétegre történő fókuszálásával 1,5 MeV energiájú kollimált protonnyalábot állítottak elő [209]. Ultranagy kontrasztú, nagyintenzitású lézerimpulzusokkal ultravékony gyémánszerű szénrétegben 15 MeV/nukleon maximális energiájú proton- és szénion-nyalábokat keltettek [204].

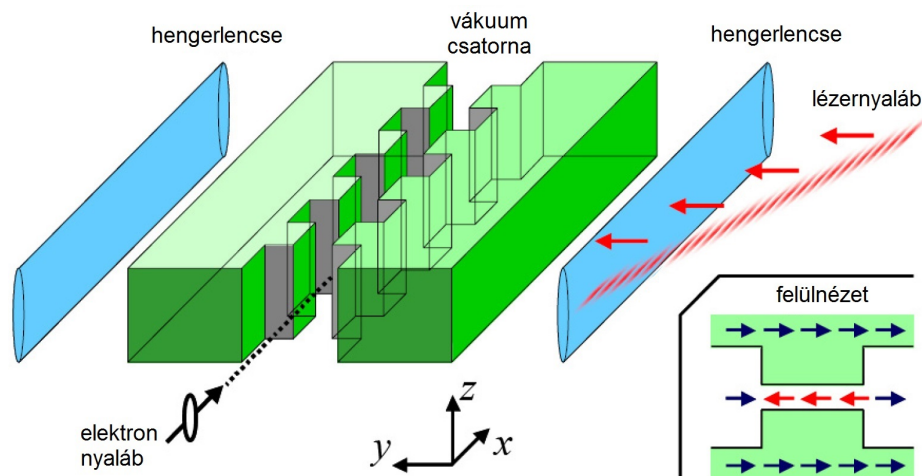
A fentebb említett, lézerimpulzusokkal megvalósított részecskegyorsítással viszonylag kis – egy nukleonra vonatkoztatva 1–10 MeV – energia biztosítható, ami rákterápiás alkalmazásoknál a szövet kellő mélységébe történő behatolást nem teszi lehetővé. Ennél sokkal jelentősebb probléma azonban, hogy az ilyen módon felgyorsított ionok energiaspektruma rendkívül széles, és emiatt hadronterápiás célokra egyáltalán nem használható.

Lézeres gyorsítással maximum 58 MeV protonenergia érhető el extrém-nagy, $6 \cdot 10^{20}$ W/cm² nagyságú lézerintenzitás alkalmazásával [203]. Egyrészt azonban ezen energia a hadronterápiás alkalmazáshoz még mindig kevés, másrészt az így keltett protonnyaláb energiaspektrumának nagy szélessége szintén lehetetlenné teszi az ilyen jellegű alkalmazást.

A részecskennyaláb kollimálására ún. miniatűr kvadrupól mágneseket [210, 211], illetve lézervezérlésű mikrolencsákat [212, 213] használnak. Így egyúttal egy szűkebb energiaspektrumú nyalábhoz jutnak. Valójában a megoldással nem az eredeti nyaláb monokromatizálása történik, hanem egy szűkebb energiatartományba eső részecskék kiválasztása, azaz térbeli szűrés.

Nagyteljesítményű CO₂ lézer impulzussorozataival gázban 20 MeV energiájú, kis

10.1. A TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK GYORSÍTÁSÁNAK LEHETŐSÉGEI, ...



10.2. ábra. A dielektrikum elektron-utógyorsító működésének elvi vázlata [217].

(1% alatti) energiaszórású protoncsomagokat keltettek [206]. A tapasztalatok szerint viszont meglehetősen nagymértékű az egymás után keltett protoncsomagok átlag-energiájának impulzusról impulzusra tekintett fluktuációja, ami a hadronterápiás felhasználást ellehetetleníti. A módszerrel elérhető 20 MeV energia a hadronterápiás alkalmazások szempontjából szintén elégtelen, azonban jó kiindulást jelenthet a következő alfejezetben bemutatásra kerülő utógyorsítóban való továbbgyorsításhoz.

Gázban, extrém-nagy elektromos térerősségű THz-es impulzusok segítségével történő protongyorsítás elvi lehetőségét is vizsgálták [214].

A hadronterápia kívánalmainak megfelelő protonnyaláb tehát lézeres gyorsítókkal nem elérhető. A mikrohullámú gyorsítók jelenthetnének megoldást az utógyorsításra, de a berendezések nagy mérete újfent problémákhoz vezet. Viszonylag kompakt megoldásokat ismertetnek a [215, 216] közleményekben.

Napjainkra néhány utógyorsításra szolgáló módszert kidolgoztak. Valamennyi megoldást elektronnyaláb gyorsítására tervezték [217–221]. A gyorsításhoz elengedhetetlen követelmény a longitudinális elektromos térkomponens jelenléte. A 10.2 ábrán egy dielektrikus gyorsító vázlata látható. A fogakkal szimmetrikusan egymás felé fordított szerkezetet mindkét oldalról szimmetrikusan, döntött impulzusfrontú (látható/közeli infravörös tartományba eső) lézerimpulzusokkal világítják meg hengerlencséken keresztül. Ez az ötletes megoldás biztosítja, hogy a gyorsítandó elektron végig longitudinális irányú, terjedési irányba mutató elektromos teret érezzen a fogak okozta periodikus fázistolásnak köszönhetően. A gyorsításhoz tervezett impulzusok rövid hullámhosszából fakadóan azonban az impulzus és a részecskék közti szinkronizálás, illetve az alkalmazásokhoz elegendő töltésmennyiség gyorsításának biztosítása igen nehézkes.

Ultrarelativisztikus elektronok nagyintenzitású lézerek teljes visszaverődése során kialakuló evaneszcens térrel történő gyorsításának lehetőségét vetik fel a [221] közleményben. Szintén elektronok $0,2\ c$ -ről $0,95\ c$ sebességre való gyorsításának ter-

10.2. A GYORSÍTÁS ELVE

vezéséről számol be a [222] publikáció. A gyorsítást rádiófrekvenciás elektromágneses hullámok evanescens terével kívánják megoldani. A közlemény szerinti megoldás során alkalmazott extrém-hosszú hullámhossz korlátozza a gyorsított nyaláb fókuszálhatóságát, így csupán extrém-nagy méretekkkel rendelkező berendezés megépítését teszi lehetővé. Néhányszor tíz MeV nagyságrendű energianövekmény csupán néhány-szor tíz méter nagyságrendű gyorsítási szakaszon érhető el, ami a már említett hadronterápiás kezelések esetén előnytelenül nagy méretet jelent. A hatékony gyorsítás érdekében a részecskék és a gyorsító elektromágneses impulzus közötti szinkronizáltságot úgy kívánják biztosítani, hogy a részecskék gyorsítására használt evanescens tér sebessége minden pillanatban megegyezzen a gyorsított részecskék folyamatosan növekvő sebességével. Mindezt vagy a közeg törésmutatójának változtatásával, vagy az impulzus beesési szögének folyamatos változtatásával, vagy a közeg belépési síkjának megfelelő görbülettel való kialakításával kívánják megoldani. Ezen elvileg helyes javaslatok gyakorlati megvalósítása azonban általában igen körülményes és csak nehezen implementálható, különösen a publikációban javasolt rádiófrekvenciás hullámok használata esetén.

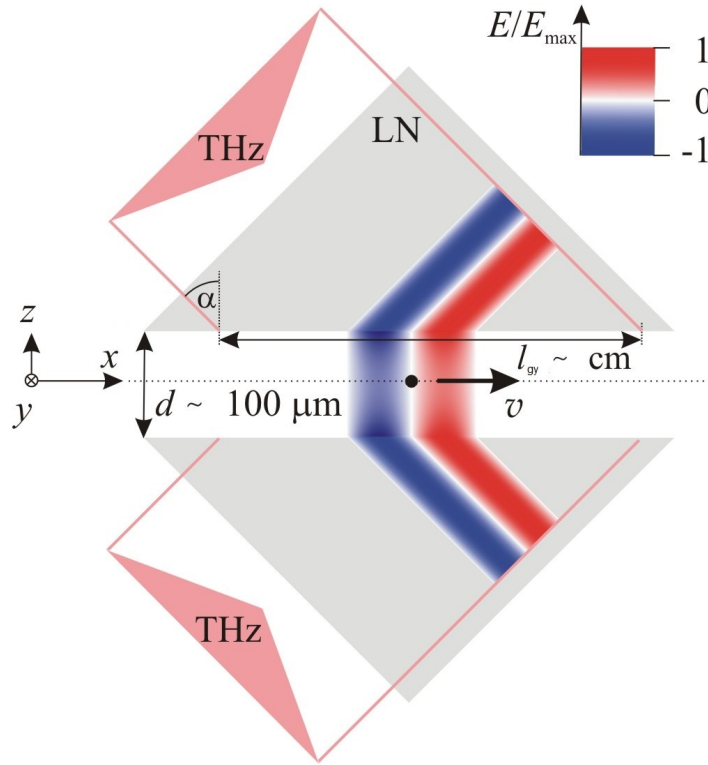
A fent említett evanescens térrel történő utógyorsító eljárásokat proton (ionnyalábok) utógyorsítására a publikációkban közölt formában nem lehet adaptálni két nyomós okból kifolyólag. Egyik, hogy az evanescens tér hullámhosszal skálázódó behatolási mélysége a javasolt látható és közeli infravörös lézerek esetén nem tesz lehetővé a részecskenyalábok akadálytalan haladásához elegendő (legalább $50\text{ }\mu\text{m}$) szélességű térközt. A másik probléma a szinkronizáció gyakorlati megvalósíthatóságának nehézsége.

A [221] közleményben ismertetett alapelvű ötletet merítve célul tűztem ki az előzetesen néhány 10 MeV energiára felgyorsított ionok (protonok) utógyorsításának elvi megoldását. A látható és közeli infravörös lézerimpulzusok helyett THz-es impulzusok használatában láttam a megoldás kulcsát. A két nagyságrenddel hosszabb hullámhossznak köszönhetően a dielektrikum pár közt létrejövő evanescens tér keresztirányban olyan méretű térközt ki tud tölteni, mely a részecskenyalábok szélességénél nagyobb. A hosszabb hullámhossz a szinkronizáció megvalósíthatóságát is megkönnyíti. A THz-es impulzusok használata melletti további érv, hogy extrém-nagy impulzusenergia és azzal együtt járó, MV/cm-es szintet meghaladó elektromos térerősség érhető el napjainkban [56, 57], a közeljövőben pedig kilátás van további felskálázásra. A következő alfejezetekben bemutatom az általam kidolgozott utógyorsítási eljárás részleteit. A módszer elsősorban ionokra alkalmazható. Mivel a konkrét példák protonra vonatkoznak, a szóhasználatban is többnyire protonként emlegetem a részecskéket.

10.2. A gyorsítás elve

A nagy elektromos csúcstérerősséggel rendelkező THz-es impulzus evanescens terének kihasználásán alapuló gyorsító vázlata a 10.3 ábrán látható. Érkezzen egy proton

10.2. A GYORSÍTÁS ELVE



10.3. ábra. A THz-es impulzusok evanesczens terén alapuló utógyorsító elvi vázlata [223].

x irányú v_0 sebességgel a két szimmetrikusan elhelyezett n törésmutatójú dielektikum prizma közti vákuum-résbe annak szimmetriasíkjában. A résben a gyorsítóteret két azonos, egymással időben szinkronizált, a prizma vákuum-dielektikum határfelületére azonos $\alpha > \alpha_h$ szögben érkező THz-es impulzus elektromos tere kelti, ahol $\alpha_h = \arcsin(1/n)$ a teljes visszaverődés határszöge. Feltételezve, hogy a beeső THz-es impulzusok elektromos térerőssége a beesési síkkal párhuzamos, a résben az elektromos térerősséget és a mágneses indukciót az alábbi összefüggéssel adhatjuk meg [221]:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(x, z, t) &= E_{\text{be},0} \frac{\tau}{1 - \rho e^{-kd\xi}} \times \\
 &\times \left\{ \vec{e}_x i\xi \left[\exp\left(k\left(z - \frac{d}{2}\right)\xi\right) + \exp\left(-k\left(z + \frac{d}{2}\right)\xi\right) \right] - \right. \\
 &\quad \left. - \vec{e}_z n \sin \alpha \left[\exp\left(-k\left(z + \frac{d}{2}\right)\xi\right) - \exp\left(k\left(z - \frac{d}{2}\right)\xi\right) \right] \right\} \times \\
 &\times \exp[i(nky \sin \alpha - \omega t)], \\
 \vec{B}(x, z, t) &= -\vec{e}_y \frac{1}{cn \sin \alpha} E_z(x, z, t).
 \end{aligned} \tag{10.1}$$

10.2. A GYORSÍTÁS ELVE

A (10.1) egyenletben $\xi = \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - 1}$, $\gamma = n\xi / \cos \alpha$, $\rho = \exp(-2i \arctg(\gamma))$, $\tau = 2n/(1 + i\gamma)$, k a vákuumbeli hullámszám, $E_{be,0}$ az elektromos térerősség amplitúdója a dielektrikumban. A szimmetriasíkot leszámítva az evanescens elektromos térnek van mind x , mind z irányú összetevője. Míg az elektromos tér x irányú összetevője felelős a részecske gyorsulásáért, addig E_z és B_y transzverzális irányú $F_z = q(E_z - v_x B_y)$ eltérítő erőt okoznak, ahol v_x a proton pillanatnyi sebességének x irányú komponense, q pedig a töltése. A (10.1) egyenlet szerint F_z fázisa 90° -ban eltér a longitudinális elektromos térerősség komponens fázisától. A transzverzális erőhatások a protonnyaláb fókuszálását és defókuszálását is okozhatják a kezdőfeltételektől, illetve a kölcsönhatás időtartamától függően. A $z = 0$ szimmetriasíkban az elektromos térerősségnek csupán x irányú összetevője van, a mágneses tér pedig eltűnik. Az evanescens tér $v_{THz} = c/n \sin \alpha$ fázissebességgel terjed a rés határoló felületeivel párhuzamosan (söprési sebesség). Az α értékét α_h és 90° közt változtatva v_{THz} c és c/n közt változik.

A dielektrikum prizmák anyaga meg kell, hogy feleljen néhány fontos kritériumnak, mint pl. THz-es tartománybeli kis abszorpció és diszperzió, magas roncsolási küszöb, illetve viszonylag nagy törésmutató. Ez utóbbi azért fontos követelmény, hogy a néhányszor tíz (pl. 40) MeV kezdeti energiájú protonok belépési sebességéhez illeszteni tudjuk a gyorsító-tér söprési sebességét. A lehetséges anyagok a Si, Ge, de akár a LN is, melyre a későbbi konkrét példa is vonatkozik. A LN nagy, $n \approx 5$ törésmutatója ezen alkalmazáshoz kifejezetten előnyös. A LN másik nagy előnye, hogy kompakt módon egyesíthető maga a THz-es impulzusforrás és a gyorsításhoz szükséges evanescens teret biztosító dielektrikum, úgy, hogy mindkettő szerepét egyazon LN anyagú prizmapár tölti be. Ennek műszaki részletezését azonban most mellőzöm. A továbbiak szempontjából mellékes is, hogy a nagy térerősségű THz-es impulzusok a LN prizmákban keletkeznek, vagy pedig külső forrásból keletkező impulzusokat csatolunk be a LN prizmapárba, ahogy a 10.3 ábra is mutatja.

Optimális pumpálási körülmények esetén kriogenikus hőmérsékletű, 0,68 mol% Mg-mal adalékolt sztöchiometrikus LN-ban döntött impulzusfrontú módszerrel 2,6 MV/cm csúcstérerősségű, egyciklusú THz-es impulzusok kelthetők [47]. Ezen legőbben mért térerősség-érték a Fresnel-formulák alapján $E_{be,0} = 1,56$ MV/cm térerősséget jelent a LN belsejében, melyhez $3,2 \cdot 10^{10}$ W/cm² intenzitás tartozik. A számítások során ezt a kristálybeli térerősség-értéket tételeztem fel, illetve 0,5 THz frekvenciát választottam (az ettől eltérő eseteket külön hangsúlyozom). A kvázi egyciklusú THz-es impulzusokat az egyszerűség kedvéért egyetlen periódusból álló szinuszhullámmal közelítettem a következő szerint: $\vec{E}_{be}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{be,0} \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \cdot f(\omega t - \vec{k}\vec{r})$, ahol $f(\varphi) = 1$, amennyiben $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, egyébként pedig 0. Ez esetben a Lawson-Woodward elmélet [224] nem érvényes a véges kölcsönhatási tartomány miatt. Elhanyagolom továbbá a LN abszorpcióját, diszperzióját.

10.3. MAGÁNYOS RÉSZECSCSE UTÓGYORSÍTÁSA

10.3. Magányos részecske utógyorsítása

Ebben az alfejezetben egyetlen proton utógyorsítását tanulmányozom. Megfontolásokat teszek arra vonatkozólag, hogy milyen optimalizálási feltételeknek kell teljesülniük ahhoz, hogy a proton a legtöbb energiát nyerje ki az evaneszcens impulzusból. Tekintsük a térközbe a $z = 0$ síkban x irányú, v_0 sebességgel belépő protont (10.3 ábra). Ebben a síkban a mágneses tér zérus, az elektromos térnek pedig csak longitudinális (x irányú) komponense van, mely az alábbi alakban adható meg:

$$E_x(x, z = 0, t) = E_0 \sin(\omega t - \kappa x + \varphi_0) \cdot f(\omega t - \kappa x + \varphi_0), \quad (10.2)$$

ahol $\kappa = nk \sin \alpha$ és $E_0 = E_{\text{be},0} [2\tau\xi \exp(-kd\xi/2)] / [1 - \rho \exp(-kd\xi/2)]$. Jelölje $v(t)$ a proton sebességét és $\varphi(t) = \omega t - \kappa x(t) + \varphi_0$ legyen az elektromos tér fázisa a részecske helyén. φ_0 a gyorsító elektromos tér fázisa a részecskének a résbe érkezése pillanatában a belépés helyén. A résben a mozgásegyenlet a következő:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mv}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) = qE_0 \sin(\varphi). \quad (10.3)$$

Felhasználva, hogy $\frac{dp}{dt} = \frac{dp}{dv} \frac{dv}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt}$, illetve hogy $d\varphi/dt = \omega(1 - v/v_{\text{THz}})$ a (10.3) egyenlet a következő alakra írható át:

$$(v - v_{\text{THz}}) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{3}{2}} \frac{dv}{d\varphi} = av_{\text{THz}} \sin \varphi, \quad (10.4)$$

ahol $a = qE_0/\omega m$, ami pusztán egy c tényező erejéig különbözik az ún. normált vektorpotenciáltól [225]. A (10.4) egyenlet megoldásával megkapjuk a részecske sebességét a φ fázisparaméter függvényében, ami elegendő ahhoz, hogy a kimeneti energiát maximalizáljuk, nincs szükség a mozgás explicit időfüggésére. A $v(\varphi_0) = v_0$ peremfeltételt figyelembe véve a (10.4) egyenlet megoldása a részecske sebességére:

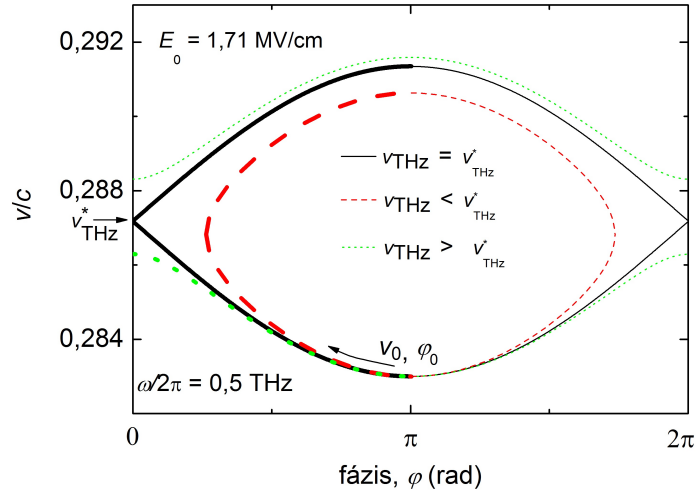
$$v(\varphi, \varphi_0) = \frac{c^4 v_{\text{THz}} \pm \sqrt{g(\varphi, \varphi_0)^4 c^2 + g(\varphi, \varphi_0)^2 c^4 v_{\text{THz}}^2 - g(\varphi, \varphi_0)^2 c^6}}{c^2 v_{\text{THz}}^2 + g(\varphi, \varphi_0)^2}, \quad (10.5)$$

ahol

$$g(\varphi, \varphi_0) = \frac{c^2 - v_0 v_{\text{THz}}}{\sqrt{c^2 - v_0^2}} c + av_{\text{THz}} [\cos(\varphi_0) - \cos(\varphi)]. \quad (10.6)$$

Az optimalizálás célja, hogy adott v_0 belépési sebességgel rendelkező részecske maximális mozgási energia-növekményre tegyen szert az impulzussal való kölcsönhatás során. Adott v_0 -hoz keressük tehát az optimális v_{THz} söprési sebességet, illetve a kölcsönhatás kezdetéhez és végéhez tartozó φ_0 , illetve φ_{max} fázisokat. (A gyakorlatban φ_0 optikai késleltetéssel, φ_{max} pedig a THz-es nyaláb szélességének alkalmas megválasztásával állítható be.) Az eredményes gyorsításhoz az szükséges, hogy a részecske csak az impulzus pozitív térerősségű felével kerüljön kölcsönhatásba, és kétszer

10.3. MAGÁNYOS RÉSZECSCSE UTÓGYORSÍTÁSA



10.4. ábra. Proton sebessége a φ fázis függvényében $v_{\text{THz}} = v_{\text{THz}}^*$ (folytonos vonal), $v_{\text{THz}} < v_{\text{THz}}^*$ (szaggatott vonal) és $v_{\text{THz}} > v_{\text{THz}}^*$ (pontosított vonal) söprési sebességek esetén. A fél ciklushoz (pozitív tartomány) tartozó kölcsönhatást a megvastagított vonalak mutatják.

(oda–vissza) haladjon keresztül azon. Ez akkor tud teljesülni, ha $v_{\text{THz}} > v_0$, a kölcsönhatás végére pedig értelemszerűen a részecske sebessége nagyobb lesz v_{THz} -nél. A gyorsítás folyamata akkor optimális, ha a részecske a $\varphi_0 = \pi$ fázisban találkozik az impulzussal, a $\varphi = 0$ fázisú „fordulópontban” a sebessége pontosan megegyezik az impulzus sebességével, majd a $\varphi_{\text{max}} = \pi$ fázisban befejeződik a kölcsönhatás (pl. a részecske a nyaláb széléhez ér). Ezt a trajektóriát szemlélteti a sebesség–fázis diagram (10.4 ábra) folytonos vonalának vastagított része. Ezen optimális esethez tartozó impulzussebességet v_{THz}^* -gal jelölöm. A v_{THz}^* meghatározása úgy történik, hogy a (10.6) egyenletbe a $\varphi_0 = \pi$ és $\varphi = 0$ értékeket helyettesítjük, majd az így kapott g -t behelyettesítjük a (10.5) egyenlet jobb oldalába, bal oldalába pedig v_{THz} -t írunk. Az így kapott v_{THz} -et implicit módon tartalmazó egyenlet fizikailag értelmes megoldása v_{THz}^* , mely a maximális energia kinyeréséhez az optimális sebesség. Ha $v_{\text{THz}} < v_{\text{THz}}^*$ akkor a 10.4 ábra szaggatott vonalának vastagított része által mutatott „trajektóriája” valósul meg. A $v_{\text{THz}} > v_{\text{THz}}^*$ esetben pedig a 0 fázisú pontban a részecske elmarad az impulzustól és a gyorsítás befejeződik, ahogy azt a 10.4 ábra pontosított vonalának alsó vastagított része szemlélteti. A 10.4 ábra görbéinek szerkezete a szabadelektron lézerek területéről ismert „separatrix”-hoz hasonló [226, 227]. Fontos megjegyezni, hogy az optimális eset a $\varphi = 0$ -beli instabilitás miatt végtelen hosszú kölcsönhatási hosszhoz vezet, mivel a részecske „beragad” a fordulópontba. A gyakorlatban emiatt $v_{\text{THz}} \lesssim v_{\text{THz}}^*$ az optimális választás.

Példánkban tekintsünk egy 40 MeV kezdeti energiájú ($v_0 = 0,283 \cdot c$ sebességű) protont. Ez esetben a (10.5) és (10.6) egyenletek alapján $v_{\text{THz}}^* = 0,2871 \cdot c$ adódik, ami $n = 5$ értéket feltételezve a THz-es nyaláb $\alpha = 45,63$ -fokos beesési szöge esetén valósul meg. A gyorsító-tér elektromos térerőssége a $z = 0$ síkban $d = 50 \mu\text{m}$ -es

10.3. MAGÁNYOS RÉSZECSCKE UTÓGYORSÍTÁSA

vákuum-rés esetén 1,71 MV/cm (lásd a 10.2 alfejezetben foglaltakat). A 10.4 ábrán látható sebességnövekménynek 2,6 MeV energianövekmény felel meg a $v_{\text{THz}} \approx v_{\text{THz}}^*$ választás esetén (folytonos vonal vastagított része). A gyorsítási úthossz (10.3 ábra) mindössze $l_{\text{gy}} = 2,8$ cm.

Alacsonyabb THz-es frekvencia használata a szélesebb rés alkalmazhatósága, a kisebb szükséges elektromos térerősség és a hosszabb gyorsítási idő miatt előnyösebb. Például 0,25 THz frekvencián a vákuum-rés szélessége előnyösen $d = 100$ μm -re állítható. A 0,5 THz frekvenciára vonatkozó példabelivel azonos energianövekmény 0,7 MV/cm elektromos térerősséggel érhető el $l_{\text{gy}} = 5,8$ cm-es szakaszon.

10.3.1. A nemrelativisztikus tárgyalás

Amennyiben a részecske sebességére igaz, hogy $v \ll c$ a nemrelativisztikus mozgásegyenlettel is jó közelítést kapunk. Érdekesnek találtam ennek külön pontot szentelni, ugyanis egy frappáns analógiát találtam (melyet a szabadelektron lézerek területén is alkalmaznak [226, 227]) egy jól ismert egyszerű rendszerrel, a matematikai ingával (súlytalan merev rúd tömegponttal a végén). A végképlet a sebességre explicit formában adódik, nem kell gyökkereső algoritmust használni, mint a relativisztikus esetben.

A részecske mozgásegyenlete

$$m dv = qE_0 \sin \varphi \frac{ds}{v}. \quad (10.7)$$

A ds távolságon létrejövő fáziskülönbség az impulzus és a részecske közt:

$$d\varphi = \left(\frac{ds}{v_{\text{THz}}} - \frac{ds}{v} \right) \omega. \quad (10.8)$$

A (10.7) és a (10.8) egyenletek alapján

$$\frac{dv}{d\varphi} = av_{\text{THz}} \frac{1}{v - v_{\text{THz}}} \sin \varphi, \quad (10.9)$$

ahol $a = qE_0/\omega m$, mint ahogy korábban definiáltam. Vezessük be az $u = v - v_{\text{THz}}$ változót, és írjuk be a (10.9) egyenletbe. Így a következőhöz jutunk:

$$\frac{du}{d\varphi} = av_{\text{THz}} \frac{1}{u} \sin \varphi. \quad (10.10)$$

A matematikai inga mozgását az

$$m dv = mg \sin \varphi dt, \quad (10.11)$$

$$d\varphi = -\frac{v}{l} dt \quad (10.12)$$

10.3. MAGÁNYOS RÉSZECSCSKE UTÓGYORSÍTÁSA

egyenletek írják le. A (10.11) és a (10.12) egyenletekből

$$\frac{dv}{d\varphi} = -\frac{gl}{v} \sin \varphi \quad (10.13)$$

adódik. Vegyük észre az analógiát a gyorsított részecskére vonatkozó (10.10) és az ingára vonatkozó (10.13) egyenletek között. Az inga sebességére elemi úton, az energiamegmaradás alapján

$$v(\varphi, \varphi_0) = \sqrt{v_0^2 + 2gl (\cos(\varphi) - \cos(\varphi_0))} \quad (10.14)$$

adódik. Az analógia alapján az u változóra

$$u = \sqrt{u_0^2 + 2av_{\text{THz}} (\cos(\varphi) - \cos(\varphi_0))} \quad (10.15)$$

a részecske sebességére pedig

$$v = v_{\text{THz}} + \sqrt{(v_0 - v_{\text{THz}})^2 + 2av_{\text{THz}} (\cos(\varphi) - \cos(\varphi_0))} \quad (10.16)$$

adódik. A maximális sebesség elérése érdekében a kezdőfázis $\varphi_0 = \pi$ kell legyen, és $\varphi = 0$ esetén $v = v_{\text{THz}}$ kell, hogy teljesüljön. Ehhez a THz-es impulzus optimális sebessége

$$v_{\text{THz}}^* = v_0 + 2a \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v_0}{a}} \right). \quad (10.17)$$

A részecske maximális sebességét a $\varphi = \pi$ fázisban éri el, melynek értéke

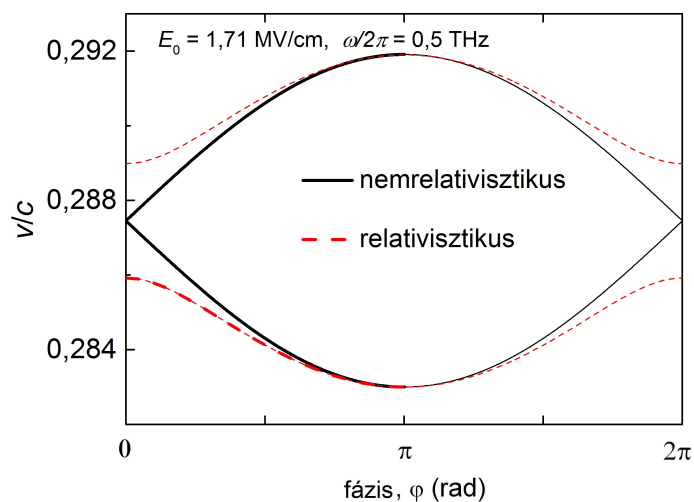
$$v_{\text{max}}^* = v_0 + 4a \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v_0}{a}} \right). \quad (10.18)$$

A klasszikus leírásnak megfelelő optimalizált gyorsítás ((10.16) összefüggés) relativisztikus esettel ((10.5) és (10.6) összefüggések) való összehasonlítása a 10.4 fázisdiagramon látható. A két görbéhez tartozó paraméterek azonosak, a belépő proton energiája 40 MeV, amit már célszerű relativisztikusan kezelni. A relativisztikus esetbeli ténylegesen megvalósuló mozgáshoz tartozó ágot megvastagítottam. A $v_0 \ll c$ esetén a két modell eredménye egybecseng.

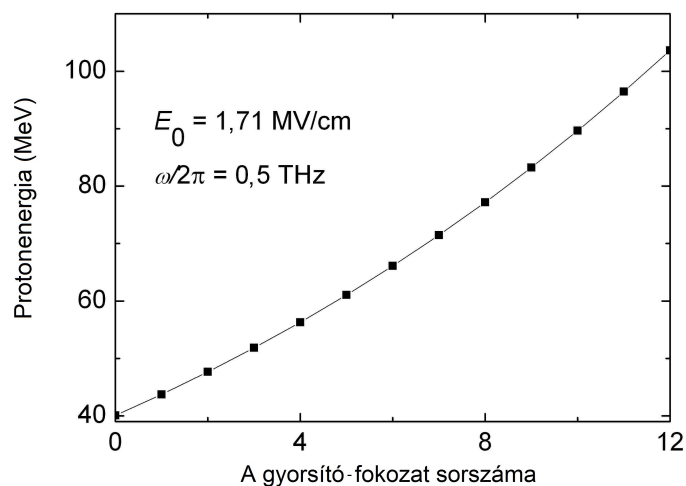
10.3.2. Gyorsítás több fokozatban

A 10.3 alfejezetből megismerhettük az optimalizálási eljárást arra vonatkozóan, hogy egyetlen proton esetén miként lehet a THz-es impulzusból a maximális energiát ki nyerni. Annak érdekében, hogy a hadronterápiás alkalmazásokhoz elegendő energiát elérjünk, a 10.3 ábrán látható gyorsító-egységekből többet kell egymás után elhelyezni. Természetesen a részecske és a gyorsító-tér közti szinkronizációra a teljes

10.3. MAGÁNYOS RÉSZECSCKE UTÓGYORSÍTÁSA



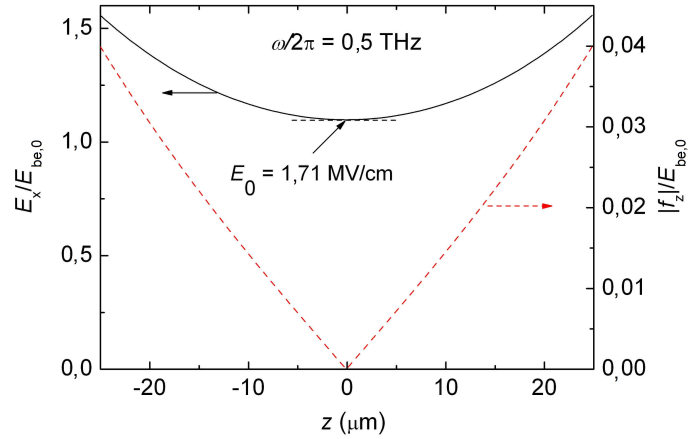
10.5. ábra. Proton gyorsításának relativisztikus és nemrelativisztikus modellezése.



10.6. ábra. 12 fokozatból álló elrendezéssel utógyorsított 40 MeV kezdeti energiájú proton energiája az egyes fokozatokból való kilépéskor.

folyamat alatt minden gyorsító-fokozatban szükség van. A 10.6 ábra a 40 MeV kezdeti energiájú proton energianövekedését mutatja 12 fokozat esetén. Minden egyes fokozatban a THz-es impulzus sebességét az adott fokozatba történő belépési sebességnek megfelelően kellett megválasztani. Az ábra mutatja, hogyan nő a proton energiája fokozatról fokozatra. A szuperlineáris viselkedés a fokozatosan növekvő belépési sebességgel együtt növekvő kölcsönhatási hosszal magyarázható. A 7. fokozatot elhagyó proton energiája 70 MeV, ami a hadronterápiára való alkalmazhatóság alsó határa. A 12. fokozat végére az energia meghaladja a 100 MeV értéket.

10.4. RÉSZECSECSOMAGOK UTÓGYORSÍTÁSA



10.7. ábra. Az elektromos térerősség longitudinális komponense (folytonos vonal), és az egységnyi töltésre vonatkoztatott transzverzális irányú fókuszáló/defókuszáló erő (pontosított vonal) a transzverzális koordináta függvényében. A bal és jobb oldali skála közt több, mint egy nagyságrendbeli különbség van.

10.4. Részecskecsomagok utógyorsítása

A 10.3 alfejezetben a THz-es evaneszcens gyorsító szimmetriasíkjában mozgó magányos proton gyorsítását vizsgáltam. Egyetlen proton gyorsítása nem valószínű, a gyakorlat szempontjából a részecskecsomagok gyorsítása releváns. GPT szimulációkkal megvizsgáltuk a tértöltés hatásának a szerepét. Megmutattuk, hogy tipikus méretű protoncsomagok esetén, 10^5 -es protonszámot feltételezve [206] a tértöltés mozgásra való hatása még elhanyagolható. Az általunk feltételezett protoncsomagméret esetén csak 10^7 -es protonszám felett válik jelentőssé e hatás. Ilyen protonszám/csomag esetén a hadronterápiához szükséges dózis 10 Hz-es ismétlési frekvenciát feltételezve [198] kb. 10 perces kezelési időtartam alatt jut el a betegig. Ezek alapján megengedhető, hogy elhanyagoljuk a következő modellben a Coulomb-kölcsönhatást, ezáltal lényegesen leegyszerűsítve a számításokat. Így csupán a külső THz-es tér hatását vettem figyelembe a részecskék mozgásának leírása során. A részecskecsomagok gyorsításának vizsgálata során a longitudinális elektromos térerősség komponens mellett a fókuszálást vagy defókuszálást okozó $F_z = q(E_z - v_x B_y)$ transzverzális elektromágneses erő hatását is vizsgálni kell. Az E_x longitudinális elektromos térerősség komponens nagyságát, illetve az egységnyi töltésre ható transzverzális eltérítő erő abszolútértékét ($f_z = |F_z/q|$) a 10.7 ábrán láthatjuk a transzverzális (z) koordináta függvényében. Az ábrázolás során a 10.2 alfejezetben bemutatott elrendezést feltételeztem a 10.3 alfejezetben megadott paraméterekkel. Az F_z fázisa 90° -ban eltér a longitudinális erő fázisától, mivel mind E_z , mind B_y fázisa 90° -ban tér el attól. Következésképp a részecskére transzverzális irányú eltérítő erő hat minden olyan fázisban, ami a maximális longitudinális erő fázisától különböző.

10.4. RÉSZECSECSOMAGOK UTÓGYORSÍTÁSA

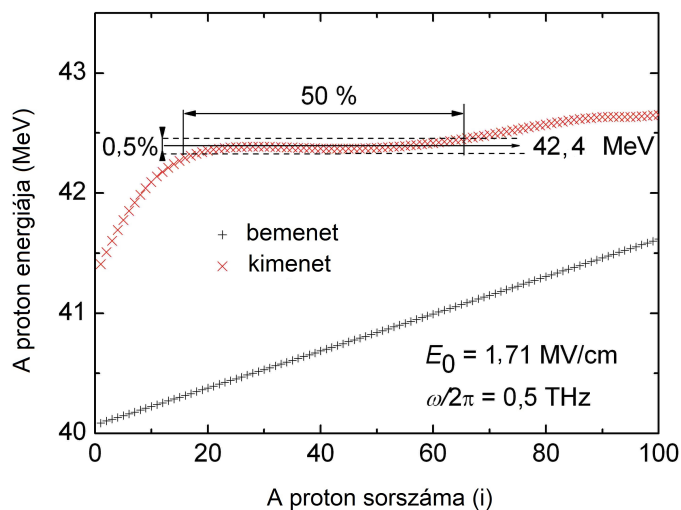
10.4.1. Monokromatizáció és a transzverzális erőhatások

A modellszámítások során olyan protoncsomagot feltételezek, mely protonjai a 40,1–41,6 MeV energiatartományt egyenletes eloszlásban töltik ki. Ez egy kiválasztott része lehet egy lézeres protongyorsítót elhagyó valóságos protoncsomagnak. A szimulációk során feltételeztem, hogy a vizsgált $N = 100$ darab részecske egyszerre hagyja el a gyorsítót. A kollektív, rendezett gyorsítás érdekében az evanescens utógyorsító-egységet nem helyezhetjük tetszőleges távolságra a lézeres gyorsítótól, a részecskecsomagot alkotó részecskék különböző sebessége miatt. Az utógyorsító és a lézeres gyorsító távolságát úgy választottuk meg, hogy a leglassabb ($i = 1$) és leggyorsabb ($i = 100$) proton a THz-es tér oszcillációs periódusa felének megfelelő időkülönbséggel érkezzen az utógyorsítóba. 0,5 THz frekvencia esetén ez a feltétel 5 mm-re limitálja ezt a távolságot. Annak ellenére, hogy a lézeres gyorsító protonnyalábjainak viszonylag nagy divergenciája van, a rövid távolság lehetővé teszi az utógyorsítóba való hatékony becsatolást. A rövid távolság hátránya viszont, hogy noha e távolságon tipikusan négy nagyságrendet csökken a lézeres gyorsító gerjesztőlézerének intenzitása, mégis fennáll a dielektrikum prizmák roncsolásának veszélye. Ezt a ténytet nem szabad figyelmen kívül hagyni az elrendezés részletes műszaki tervezésénél.

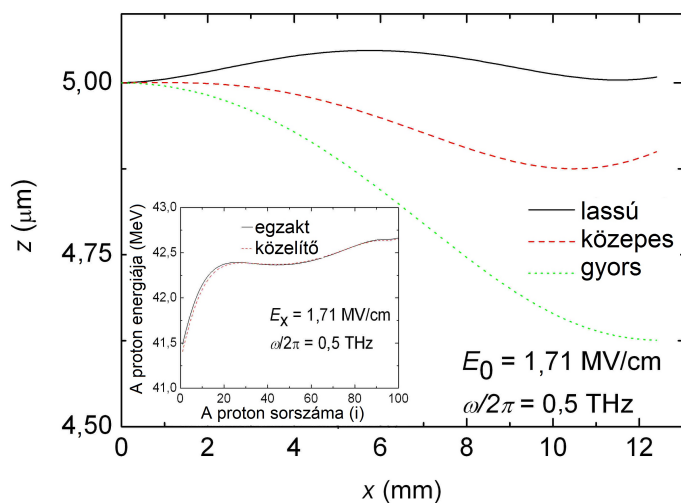
A hadronterápiához nagyenergiájú, monoenergetikus (monokromatikus) protonnyaláb szükséges. Ezért tehát a protonenergia növelése mellett az energiaspektrum monokromatizálása is fontos cél. Számításaim azt mutatják, hogy a v_{THz} , φ_0 paraméterek és a gyorsítási hossz (l_{gy}) alkalmas beállításával elérhető az, hogy a csomag részecskéinek jelentős hányada közel azonos energiával hagyja el az utógyorsítót. A 10.8 ábrán a bemeneti és kimeneti energiákat láthatjuk $v_{\text{THz}}^* = 0,2871 \cdot c$, $\varphi_0 = 3$ rad (a leglassabb részecske esetén) és $l_{\text{gy}} = 1,25$ cm paraméterek esetén. Ilyen paraméterbeállítás mellett monokromatizáló hatás és kellő mértékű energianövekedés egyaránt tapasztalható (10.8 ábra). (Összehasonlításképpen, magányos proton esetén $l_{\text{gy}} = 2,8$ cm szükséges a maximális (2,6 MeV) energianövekmény eléréséhez, ahogy azt a 10.3 alfejezetben említettem.) Mint a 10.8 ábrán látszik, a bemenő protonok 50%-a 42,4 MeV átlagenergia körüli csekély, $\pm 0,25\%$ szórású környezetbe eső kimeneti energiára tesz szert.

A részecskék transzverzális mozgását is megvizsgáltam. Ahogy a 10.7 ábra is mutatja, a szimmetriasíkban a transzverzális erő zérus, és a síktól való távolsággal kvázi lineárisan változik. Fázisát tekintve pedig 90° -ban eltér a longitudinális terétől. Példaként a 10.9 ábrán a csomag három kiszemelt részecskéjének transzverzális mozgása látható a gyorsítás során. A kiválasztott részecskék a 10.8 ábra platójának elejéhez (lassú, $i = 20$), közepéhez (közepes, $i = 60$), illetve végéhez (gyors, $i = 80$) tartoznak. Azt feltételeztem, hogy a vizsgált részecskék az utógyorsítóba való beérkezésük pillanatában a szimmetriasíktól $10 \mu\text{m}$ távolságra vannak. A 10.9 ábra szerint a fókuszáló hatás a defókuszálónál dominánsabb. Mindhárom részecske esetén elmondható, hogy a teljes gyorsítási folyamat alatt a z koordináta változása 8%-on belül marad. A 10.9 ábra betétjén egyértelműen látszik, hogy a transzver-

10.4. RÉSZECSECSOMAGOK UTÓGYORSÍTÁSA



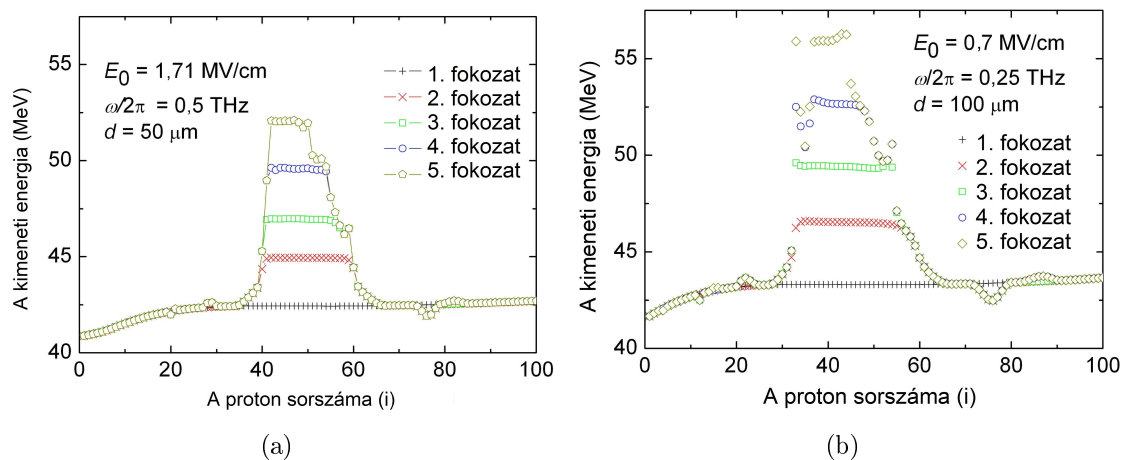
10.8. ábra. Protoncsomag bemeneti (+) és kimeneti (x) energiaeloszlása.



10.9. ábra. A protonnyaláb szélein elhelyezkedő lassabb, közepes sebességű és gyorsabb proton transzverzális mozgása. A betét a transzverzális erőhatások figyelembevételével (folytonos vonal), illetve azok elhanyagolásával (szaggatott vonal) kapott kimeneti energia eloszlását mutatja.

zális erők figyelembevétele igen csekély változást okoz a kimeneti energiákban. A valóságos, minden erőhatást figyelembe vevő esetet a folytonos, a szimmetriasíkban mozgó részecskék esetét a szaggatott vonal mutatja. A két görbe eltérése minimális.

10.4. RÉSZECSECSOMAGOK UTÓGYORSÍTÁSA



10.10. ábra. Ötfokozatú utógyorsító egyes fokozatainak kimeneteihez tartozó protoncsomag energiaeloszlása. A THz-es impulzus frekvenciája 0,5 (a), illetve 0,25 THz (b).

10.4.2. Részecskecsomag gyorsítása több fokozatban

Protoncsomag esetén is megvizsgáltam a több egymást követő fokozattal történő gyorsítást. Az első fokozat működésének eredményeként kapott igen kis energiaszórású nyaláb (10.8 ábra) lehetővé teszi, hogy a második fokozatot az elsőtől távolabb (a szimulációk során 30 cm-re) helyezzük. Ez lehetővé teszi kompakt eszközök (pl. kvadrupól mágnesek) használatát a protonnyaláb párhuzamosításához [228, 229] annak érdekében, hogy sok fokozatból álló gyorsító esetén is minél több proton eljusson a következő fokozatba. Minden egyes fokozat esetén a paraméterbeállítások során kompromisszumra törekedtem a gyorsítás és a monokromatizáció mértéke közt. Öt fokozatból álló utógyorsítóval kapott eredmények a 10.10(a) ábrán láthatók. A fokozat sorszámaival monoton csökken a monokromatizált részecskehányad, azonban még az ötödik fokozat után is a kiindulási részecskék $\sim 10\%$ -a az 52 MeV közepes energia 0,35%-os környezetébe esik. Még jobb eredményt érhetünk el az energianövekmény tekintetében, ha hosszabb hullámhosszú THz-es impulzust alkalmazunk. A 10.10(b) ábrán a 0,25 THz frekvencia esetén kapott eredményeket láthatjuk. Összevetve a 10.10(a) ábrán látottakkal: 0,25 THz esetén az ötödik fokozat végén elért 56 MeV az utógyorsítással elért energianövekmény tekintetében 35%-os a javulás a 0,5 THz esetéhez képest. Hasonlóan a 0,5 THz-es esetbelihez az ötödik fokozat után a kiindulási részecskék $\sim 10\%$ -a a csúcenergia 0,35%-os környezetébe esik. Mindezek mellett a hosszabb THz-es hullámhossz további igen fontos gyakorlati előnye, hogy szélesebb vákuum-rés alkalmazható a dielektrikum prizmák közt. Noha a THz-es evanescens utógyorsító elvi működését protonnal, protoncsomaggal demonstráltam, elvi akadály nincs, hogy más ionokra (pl. szénionokra) is alkalmazzuk.

A fent bemutatott, töltött részecskék utógyorsítására és manipulálására szolgáló eljárás és elrendezés folyóiratcikkben [223] és elfogadott magyar szabadalom

10.4. RÉSZECSECSOMAGOK UTÓGYORSÍTÁSA

formájában [230] is közzétételre került. A témában benyújtott amerikai egyesült államokbeli [231] és európai [232] szabadalom frissen került elfogadásra.

III. rész

Az új tudományos eredmények tézispontszerű összefoglalása

1. A LiNbO_3 dielektromos jellemzői a terahertzes tartományon

Meghatároztuk az adalékoltalan és magnéziummal adalékolt sztöchiometrikus (0,0–4,2 mol% Mg) és kongruens (0,0–8,4 mol% Mg) LiNbO_3 kristályok abszorpciós együttható- és törésmutató-spektrumait távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópia (1–7 THz, 10–300 K) [52], illetve időtartománybeli THz-es spektroszkópia (0,25–2,5 THz, 300 K) [38, 161] módszereivel.

1.1. A THz-es abszorpció viselkedése a Mg-koncentráció függvényében

Extraordinárius polarizáció esetén megállapítottuk, hogy az abszorpciós együttható-értékek sztöchiometrikus összetétel esetén a 0,68 mol%, kongruens összetétel esetén a 6,1 mol% magnézium-koncentráció értékig monoton csökkennek. Ezen küszöbértékek (melyek megegyeznek a fotorefrakció megszüntetéséhez szükséges magnézium-koncentráció értékekkel [53]) felett az abszorpciós együttható monoton növekedését tapasztaltuk. Az UV abszorpciós él, a hidroxid-ionok infravörös abszorpciós sávja és a Curie-hőmérséklet kapcsán mutatott hasonló extrémális viselkedés alapján a THz-es abszorpció-változását is a magnézium hatására létrejövő hibaszerkezet-változással magyaráztuk [52]. Eleinte a Mg-adalék a Li helyeken ülő Nb-ionok (Nb_{Li}) számát csökkenti, mely a küszöbkonzentrációnál válik nullává, minimálisra csökkentve az abszorpciót. Tovább növelve a Mg-koncentrációt, a Mg az eredeti helyén ülő Nb (Nb_{Nb}) helyére kezd beépülni, aminek hatására az abszorpció növekedni kezd.

1.2. Az optimális összetételű THz-generátor kristály

A THz-es tartománybeli abszorpciós együttható-spektrumok [52, 161] és a fotorefrakció magnézium-koncentrációtól való függése [53] alapján a THz-es sugárzás hatékony keltésére a minimális abszorpcióval rendelkező, fotorefrakciótól gyakorlatilag mentes – lehetőség szerint alacsony hőmérsékletre hűtött –, 0,68 mol% magnéziummal adalékolt sztöchiometrikus LiNbO_3 -ot találtam a legmegfelelőbbnek. [38, 52, 161]

1.3. A mérések megbízhatósága

Az időtartománybeli THz-es spektroszkópai mérések [161] lehetőséget nyújtottak a távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópai mérésekhez [52] használt mintaszeletek tökéletlen felületi megmunkálásából fakadó abszorpciós együtthatóbeli bizonytalanság csökkentésére.

2. A z -scan általános elmélete

Elméleti modellt dolgoztam ki [151], mely tetszőleges mintavastagság esetén alkalmazható a mért z -scan görbék kiértékelésére anélkül, hogy korlátot szabnánk a nemlineáris törésmutató, illetve nemlineáris abszorpció mértékére. A nemlineáris

AZ ÚJ TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK ÖSSZEFOGLALÁSA...

törésmutatóval és nemlineáris abszorpcióval rendelkező közegben való nyalábterjedés leírására a nemlineáris paraxiális hullámegyenletet használtam.

Számos, a z -scan módszer elméletével foglalkozó szakirodalom az általam kidolgozott elmélettel ellentmondásos eredményre vezet. Felismertem ennek okát, ami egy közelítés helytelen alkalmazásából eredt. Több közlemény szerzője ugyanis a nemlineáris anyagban, a Gauss-nyalábbal történő megvilágítás hatására létrejövő, Gauss-függvénnyel leírható keresztirányú nemlineáris törésmutató-változást helytelenül parabolikusan közelíti. Rámutattam arra, hogy ez a (elsőre kézenfekvőnek tűnő) közelítés a z -scan görbék amplitúdójában majdnem egy nagyságrend növekedést okoz, ráadásul a görbe alakját is megváltoztatja. A méréseket a parabolikus közelítést használó modellekkel kiértékelve félrevezető eredmény adódik. [151]

3. Cirkóniummal adalékolt LiNbO_3 z -scan vizsgálata

Különböző mennyiségű cirkóniummal adalékolt sztöchiometrikus LiNbO_3 mintasorozaton $0,3 \text{ MW/cm}^2$ intenzitású folytonos Ar-ion lézerrel nyitott apertúras z -scan méréseket végeztem. A görbék elemzése során arra következtettem, hogy a $0,085 \text{ mol\%}$ Zr-tartalmú kristály esetén a fotorefrakció a domináns nemlineáris hatás, míg nagyobb Zr-koncentrációknál a termooptikai hatás mellett a fotorefrakció nem mutatható ki. Megállapítottam, hogy a fotorefrakció megszüntetéséhez szükséges Zr-koncentráció valamivel nagyobb, mint az a (ultraibolya-, infravörös- és Raman-spektroszkópiai mérésekkel egyértelműsíthető) küszöbkoncentráció érték, ami a Li-helyeken ülő Nb-ionok mint hibahelyek megszüntetéséhez tartozik. [156]

Megmutattam, hogy a Zr-adalékolású, küszöb feletti LiNbO_3 esetén a termooptikai nemlinearitás mértéke gyakorlatilag azonos a Mg-adalékolású, küszöb feletti LiNbO_3 -éval. E megállapítás azt demonstrálja, hogy az abszorpció az adalékolás típusától független.

4. Nagy átlagteljesítményű, hullámvezető alapú terahertzes impulzusforrás

Hullámvezető alapú, nagy átlagteljesítményű THz-es impulzusforrás elvét dolgoztam ki. E megoldás lehetőséget biztosít a THz-es impulzusok optikai egyenirányítással történő hatékony keltésére olyan nemlineáris anyagok esetén, melyek nemlineáris optikai együtthatója nagy és a THz-es tartománybeli abszorpció együtthatója (hátrányosan) szintén nagy. A tervezett planáris struktúra nagy optikai nemlinearitású és nagy THz-es abszorpciójú magból és az azt szendvicsszerűen körülvevő, a magénál lényegesen kisebb THz-es abszorpciójú köpenyből áll. A hatékony THz-keltés érdekében a rétegvastagságokat, illetve a köpeny anyagát úgy kell megválasztani, hogy a THz-es sugárzás energiájának jelentős része a kis abszorpciójú köpenyben terjedjen, redukálva ezáltal az effektív abszorpciót. További követelmény, hogy a

struktúra mind a pumpálásra (optikai tartomány), mind a keltett THz-es sugárzásra nézve hullámvezetőként viselkedjen. Ehhez szükség esetén a mag és köpeny közé megfelelő anyagú filmréteget kell helyezni. A pumpálás és a keltett THz-es impulzus közti sebességillesztés biztosítása az egyes rétegek optimális méretezésével, emellett esetlegesen az impulzusfront megdöntésével történik. Javaslatot tettem egy LiNbO_3 magból, Si köpenyből és polimetilpentén (PMP) filmrétegből álló konkrét elrendezésre. [175–177]

5. Leképező optikát tartalmazó, döntött impulzusfrontú pumpálással gerjesztett terahertzes impulzusforrás optimalizálása

Rámutattam arra, hogy a leképező optikát tartalmazó döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-es impulzusforrások fontos limitáló tényezői a leképezési hibák okozta torzulások, melyek a pumpáló impulzusok időbeli kiszélesedésében, illetve a pumpálás impulzusfrontjának görbületségében mutatkoznak meg. A hatékony THz-keltés egyik feltétele, hogy a döntött impulzusfront mentén a pumpáló impulzushossz legjobban megközelítse a transzformáció-limitált értéket. Ennek teljesülése érdekében feltételt fogalmaztam meg, miszerint a nemlineáris közegben az optikai rács paraxiális képe párhuzamos kell legyen a döntött impulzusfronttal. [46]

Hagyományos – azaz egy optikai rácsot, leképező optikát és nemlineáris közeget tartalmazó – döntött impulzusfrontú THz-keltési sémák esetén elméleti megfontolások alapján útmutatót származtattam, mely egyszerű képletek formájában megadja a kirótt feltételnek eleget tevő, optimális elrendezés geometriai paramétereit, azok kapcsolatát. Mindezt megtettem az egy lencsét [46] és a két lencséből álló teleszkópot [188] tartalmazó elrendezésekre. Irányításommal e két elrendezéstípuson sugárkövetéses analízist hajtottunk végre. Megmutattuk, hogy szinglet lencsék helyett akromátot használva a pumpálás impulzushossz-változásának mértéke jelentősen csökken. Nagy energiájú THz-keltésre az akromát lencséből álló teleszkópos elrendezést találtuk a legoptimálisabbnak.

Egy lencsét tartalmazó elrendezés esetén sugárkövetéses számításokkal megmutattam, hogy a hosszabb fókusz távolságú lencse előnye, hogy csökken a pumpáló impulzusfront – egyúttal a THz-es sugárzás fázisfrontjának – görbülete, ezáltal a THz-es nyaláb divergenciája. [46]

6. Leképező optikát nem tartalmazó THz-es impulzusforrás: a kontaktrács

Extrém-nagy energiájú THz-es impulzusok előállítására szolgáló impulzusforrás elvét dolgoztam ki. E döntött impulzusfrontú módszeren alapuló elrendezés fő ismértve, hogy nem tartalmaz leképező optikát. Leképezési hibák hiányában nem kell korlátot szabni a pumpáló foltméretre, így a pumpáló energiára sem. A kívánt mér-

tékű impulzusfront-dőlés beállítása a THz-generátor kristály felületén kialakított optikai rács (kontaktrács) rácsállandójának alkalmas megválasztásával történik. Az elrendezéssel a jelenleg elérhető THz-es energia nagyságrenddel történő felskálázása várható. [183]

7. A hibrid típusú THz-es impulzusforrás

Java-slatot tettem olyan hibrid elrendezésre, mely a hagyományos döntött impulzusfrontú gerjesztésű impulzusforrás és a kontaktrács kombinációja. A kívánt mértékű impulzusfront-dőlés megosztottan jön létre a leképező optikát tartalmazó hagyományos elem és a kontaktrács között. A kontaktrácsra beeső nyaláb szögdiszperziójának köszönhetően megoldható, hogy a rács karcolatsűrűsége a jó megmunkálhatóság tartományába essen. A hibrid megoldás másik előnye, hogy a leképezési hibák jelentős mértékben redukálhatók a hagyományos elrendezéshez képest. Elméleti megfontolások alapján olyan útmutatót származtattam, mely egyszerű képletek formájában megadja az optimális hibrid elrendezés geometriai paramétereit, azok kapcsolatát. [196]

8. LiNbO_3 , illetve LiTaO_3 alapú hibrid elrendezés

Irányításommal a 7. tézispontban javasolt hibrid típusú THz-es impulzusforrás LiNbO_3 [196] és LiTaO_3 [197] anyagokra való adaptálása érdekében optimalizációs algoritmust dolgoztunk ki. A sebességillesztett THz-keltés kényszere mellett az optikai rács és a kontaktrács diffrakciós hatásfokát maximalizáltuk a bináris rács struktúrájának (rácsállandó, kitöltési tényező, maratási mélység) szisztematikus változtatásával. Megmutattuk, hogy a (háromfotonos abszorpció kizárása érdekében) feltételezett 1030 (LiNbO_3) és 800 nm (LiTaO_3) pumpálási hullámhosszakon a pumpáló-nyaláb nemlineáris kristályba történő hatékony becsatolása megoldható.

9. Töltött részecskék utógyorsítása extrém-nagy térerősségű THz-es impulzusokkal

Java-slatot tettem elektromosan töltött részecskék utógyorsítására szolgáló eszközre, melynek alapját szimmetrikusan elhelyezett dielektrikum prizmákból álló prizmapár képezi. A prizmák anyagába csatolt egyciklusú THz-es impulzusok a prizmák egymással párhuzamosan szemben álló határoló lapjain teljes visszaverődést szenvednek. E határolólapok közti – száz mikrométer nagyságrendű – térközben kialakuló evanescens tér biztosítja a gyorsítást. Megmutattam, hogy a napjainkban elérhető, MV/cm nagyságrendű csúcs elektromos térerősséggel rendelkező THz-es impulzusokkal hatékony utógyorsítás valósítható meg. Elméleti megfontolások alapján meghatároztam a részecske és a gyorsító impulzus közti optimális szinkronizáció feltételeit. Numerikus szimulációkkal megmutattam, hogy részecskecsomagok esetén

a hatékony gyorsítás megvalósítása mellett a részecskecsomag energiaszórása jelentősen csökkenthető. Elvi szinten, technikai részletekre nem kiterjedően javaslatot tettem olyan néhány fokozatból álló utógyorsítóra, mellyel a hagyományos gyorsítókat elhagyó, néhányszor tíz MeV energiájú részecskék a hadronterápiához már elegendő ($\gtrsim 100$ MeV) energiaszintre gyorsíthatók és a részecskenyaláb energiabi-zonytalansága jelentősen (1% alá) csökkenthető. [223, 230–232]

A dolgozatban használt rövidítések jegyzéke

CLN	Kongruens lítium-niobát
CLT	Kongruens lítium-tantalát
FR	Fotorefrakció
GPT	General particle tracer (általános részecskekövető)
HTDIFG	Hibrid típusú döntött impulzusfrontú gerjesztés(ű)
ITS	Időtartománybeli terahertzes spektroszkópia
LN	Lítium-niobát (LiNbO_3)
LT	Lítium-tantalát (LiTaO_3)
NLK	Nemlineáris kristály
NPHE	Nemlineáris paraxiális hullámegyenlet
OPO	Optikai parametrikus oszcillátor
PK	Parabolikus közelítés
PMP	Polimetilpentén
PPLN	Periodikusan polarizált lítium-niobát
PPLT	Periodikusan polarizált lítium-tantalát
PTE	Pécsi Tudományegyetem
SLN	Sztöchiometrikus lítium-niobát
SLT	Sztöchiometrikus lítium-tantalát
TIV-FTS	Távoli infravörös Fourier-transzformációs spektroszkópia

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni először is munkahelyi vezetőmnek, Prof. Dr. Hebling Jánosnak a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézete igazgatójának, aki rengeteg mindenre megtanított, és végig támogatott a pályámon mind szakmailag, mind emberileg.

Köszönöm Dr. Almási Gábornak, Dr. Fülöp Józsefnek és Dr. Kovács Lászlónak a mély szakmai tartalmú, hasznos diszkussziókat.

Köszönöm Dr. Buzády Andreának, Dr. Hajdara Ivettnek, Dr. Lengyel Krisztiánnak, Lombosi Csabának, Dr. Péter Ágnesnek, Dr. Polgár Katalinnak, Dr. Ollmann Zoltánnak, Dr. Tibai Zoltánnak, Dr. Tóth Bálintnak és Dr. Tóth Györgynek hatékony együttműködésüket.

Dr. Unferdorben Mártának és Tokodi Leventének egykori és jelenlegi doktorandusz hallgatóimnak köszönöm lelkes munkájukat.

Az értekezés formai kivitelezése, szerkesztése, nyelvi ellenőrzése során nyújtott segítségét köszönöm Dr. Mechler Mátyásnak, a Raics-családnak és Szegő Dórának.

Köszönettel tartozom Dr. Gnädig Péternek, Dr. Kotek Lászlónak és Dr. Szlachányi Kornélnak, akiktől sokat tanulhattam a kezdetekben.

Köszönetet mondok továbbá a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézete minden munkatársának.

Köszönöm feleségemnek és kisfiamnak azt a békés, derűs légkört, ami munka után vár.

Végül köszönöm szüleimnek, hogy mindvégig lelkesen támogattak.

Irodalomjegyzék

- [1] Hebling János, Almási Gábor. „Szemtől szemben a lézerekkel - Képalkotás és spektroszkópia THz-es sugárzással: a csillagásztól az orvosi alkalmazásokig”. *Magyar Tudomány* **12**, 1483 (2005).
- [2] Y.-S. Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer-Verlag US (2009).
- [3] G. M. H. Knippels, X. Yan, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, M. Yasumoto, D. Oepts and A. F. G. van der Meer. „Generation and complete electric-field characterization of intense ultrashort tunable far-infrared laser pulses”. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1578 (1999).
- [4] G. Ramian. „The new UCSB free-electron lasers”. *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. Sec. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **318**, 225 (1992).
- [5] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil and G. P. Williams. „High-power terahertz radiation from relativistic electrons”. *Nature* **420**, 153 (2002).
- [6] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson and A. Y. Cho. „Quantum cascade lasers”. *Science* **264**, 553 (1994).
- [7] http://spie.org/Images/Graphics/Newsroom/Imported/1406/1406_fig1.jpg.
- [8] E. Budiarto, J. Margolies, S. Jeong, J. Son and J. Bokor. „High-intensity terahertz pulses at 1-kHz repetition rate”. *IEEE J. Quant. Electron.* **32**, 1839 (1996).
- [9] G. Zhao, R. N. Schouten, N. van der Valk, W. T. Wenckebach and P. C. M. Planken. „Design and performance of a THz emission and detection setup based on a semi-insulating GaAs emitter”. *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1715 (2002).
- [10] B. Ferguson and X.-C. Zhang. „Materials for terahertz science and technology”. *Nat. Mater.* **1**, 26 (2002).

IRODALOMJEGYZÉK

- [11] M. D. Thomson, M. Kress, T. Löffler and G. H. Roskos. „Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications”. *Laser Photon. Rev.* **1**, 349 (2007).
- [12] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White and R. W. Falcone. „Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction”. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2725 (1993).
- [13] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon and R. W. Falcone. „Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas”. *Phys. Rev. E* **49**, 671 (1994).
- [14] T. Loeffler, F. Jacob and H. G. Roskos. „Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air”. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 453 (2000).
- [15] T. Loeffler and H. G. Roskos. „Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma”. *J. Appl. Phys.* **91**, 2611 (2002).
- [16] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser. „Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air”. *Opt. Lett.* **25**, 1210 (2000).
- [17] D. W. Schumacher and P. H. Bucksbaum. „Phase dependence of intense-field ionization”. *Phys. Rev. A* **54**, 4271 (1996).
- [18] M. Kresz, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich and H. G. Roskos. „Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy”. *Nature Phys.* **2**, 327 (2006).
- [19] M. Kress, T. Löffler, M. D. Thomson, H. G. Roskos, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner and J. Ullrich. „Few-cycle laser pulses: The carrier-envelope phase, its role in the THz emission from laser-generated plasmas and a new way to measure it”. *Acta. Phys. Pol. A* **113**, 769 (2008).
- [20] W. Hong, P. Lu, P. Lan, Q. Zhang and X. Wang. „Few-cycle attosecond pulses with stabilized-carrier-envelope phase in the presence of a strong terahertz field”. *Opt. Express* **17**, 5139 (2009).
- [21] J. Dai, X. Xie and X.-C. Zhang. „Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases”. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 103903 (2006).
- [22] T. Yajima and N. Takeuchi. „Far-infrared difference-frequency generation by picosecond laser pulses”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **9**, 1361 (1970).

- [23] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis and D. A. Kleinman. „Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media”. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1555 (1984).
- [24] A. G. Stepanov, J. Hebling and J. Kuhl. „THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line”. *Appl. Phys. B* **81**, 23 (2005).
- [25] D. A. Kleinman and D. H. Auston. „Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media”. *IEEE J. Quantum Electron.* **20**, 964 (1984).
- [26] B. B. Hu, X. C. Zhang, D. H. Auston and P. R. Smith. „Free-space radiation from electro-optic crystals”. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 506 (1990).
- [27] L. Xu, X. C. Zhang and D. H. Auston. „Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials”. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1784 (1992).
- [28] A. Nahata, A. S. Weling and T. F. Heinz. „A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling”. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2321 (1996).
- [29] F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.-C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen and F. A. Hegmann. „Generation of 1.5 μ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal”. *Opt. Express* **15**, 13212 (2007).
- [30] S. Vidal, J. Degert, M. Tondusson, E. Freysz and J. Oberlé. „Optimized terahertz generation via optical rectification in ZnTe crystals”. *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 149 (2014).
- [31] G. Polónyi, B. Monoszlai, G. Gäumann, E. J. Rohwer, G. Andriukaitis, T. Balciunas, A. Pugzlys, A. Baltuska, T. Feurer, J. Hebling and J. A. Fülöp. „High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge”. *Opt. Express* **24**, 23872 (2016).
- [32] J. A. Fülöp, G. Polónyi, B. Monoszlai, G. Andriukaitis, T. Balciunas, A. Pugzlys, G. Arthur, A. Baltuska and J. Hebling. „Highly efficient scalable monolithic semiconductor terahertz pulse source”. *Optica* **3**, 1075 (2016).
- [33] J. Hebling, A. Stepanov, G. Almási, B. Bartal and J. Kuhl. „Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts”. *Appl. Phys. B* **78**, 593 (2004).
- [34] J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma and J. Kuhl. „Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation”. *Opt. Express* **10**, 1161 (2002).

- [35] J. Hebling. „Spectral resolving power”. *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 2900 (1994).
- [36] J. Hebling. „Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion”. *Optical and Quantum Electronics* **28**, 1759 (1996).
- [37] I. Kozma, G. Almási and J. Hebling. „Geometrical optical modeling of femtosecond setups having angular dispersion”. *Appl. Phys. B* **76**, 257 (2003).
- [38] K. Lengyel, A. Peter, L. Kovacs, G. Corradi, L. Palfalvi, J. Hebling, M. Unferdorben, G. Dravecz, I. Hajdara, Z. Szaller and K. Polgar. „Growth, defect structure, and THz application of stoichiometric lithium niobate”. *Appl. Phys. Rev.* **2**, 040601 (2015).
- [39] J. Diels, W. Rudolph, P. Liao and P. Kelley. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena. Optics and photonics.* Elsevier Science (2006).
- [40] S. Akturk, X. Gu, E. Zeek and R. Trebino. „Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp”. *Opt. Express* **12**, 4399 (2004).
- [41] B. K. Ofori-Okai, P. Sivarajah, W. R. Huang and K. A. Nelson. „THz generation using a reflective stair-step echelon”. *Opt. Express* **24**, 5057 (2016).
- [42] A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási and J. Hebling. „Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification”. *Opt. Express* **13**, 5762 (2005).
- [43] R. L. Sutherland and F. K. Hopkins. „Handbook of nonlinear optics”. *Optical Engineering* **36**, 964 (1997).
- [44] W. D. Johnston and I. P. Kaminov. „Contributions to optical nonlinearity in GaAs as determined from raman scattering efficiencies”. *Phys. Rev.* **188**, 1209 (1969).
- [45] K. L. Vodopyanov. „Optical generation of narrow-band terahertz packets in periodically-inverted electro-optic crystals: conversion efficiency and optimal laser pulse format”. *Opt. Express* **14**, 2263 (2006).
- [46] J. A. Fülöp, L. Palfalvi, G. Almási and J. Hebling. „Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification”. *Opt. Express* **18**, 12311 (2010).
- [47] J. A. Fülöp, L. Palfalvi, M. C. Hoffmann and J. Hebling. „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification”. *Opt. Express* **19**, 15090 (2011).
- [48] K. Ravi, W. R. Huang, S. Carbajo, X. J. Wu and F. Kartner. „Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts”. *Opt. Express* **22**, 20239 (2014).

- [49] K. Ravi, W. R. Huang, S. Carbajo, E. A. Nanni, D. N. Schimpf, E. P. Ippen and F. X. Kärtner. „Theory of terahertz generation by optical rectification using tilted-pulse-fronts”. *Opt. Express* **23**, 5253 (2015).
- [50] C. Lombosi, G. Polonyi, M. Mechler, Z. Ollmann, J. Hebling and J. A. Fülöp. „Nonlinear distortion of intense THz beams”. *New J. Phys.* **17**, 083041 (2015).
- [51] A. G. Stepanov, J. Hebling and J. Kuhl. „Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phase-matched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts”. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3000 (2003).
- [52] L. Palfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, A. Peter and K. Polgar. „Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range”. *J. Appl. Phys.* **97**, 123505 (2005).
- [53] L. Palfalvi, J. Hebling, G. Almási, A. Peter, K. Polgar, K. Lengyel and R. Szipoecs. „Nonlinear refraction and absorption of Mg doped stoichiometric and congruent LiNbO₃”. *J. Appl. Phys.* **95**, 902 (2004).
- [54] K. Yeh, M. Hoffmann, J. Hebling and K. Nelson. „Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification”. *Applied Physics Letters* **90** (2007).
- [55] O. E. Martinez. „Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses”. *Opt. Commun.* **59**, 229 (1986).
- [56] J. A. Fülöp, L. Palfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch and J. Hebling. „Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification”. *Opt. Lett.* **37**, 557 (2012).
- [57] J. A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Palfalvi, F. Krausz, S. Karsch and J. Hebling. „Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy”. *Opt. Express* **22**, 20155 (2014).
- [58] S.-W. Huang, E. Granados, W. R. Huang, K.-H. Hong, L. E. Zapata and F. X. Kärtner. „High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate”. *Opt. Lett.* **38**, 796 (2013).
- [59] W. R. Huang, S.-W. Huang, E. Granados, K. Ravi, K.-H. Hong, L. E. Zapata and F. X. Kärtner. „Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate”. *J. Mod. Opt.* **62**, 1486 (2015).
- [60] X. Wu, K. Ravi, W. R. Huang, C. Zhou, P. Zalden, G. M. Rossi, G. Cirri, O. D. Muecke and F. X. Kärtner. „<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1601/1601.06921.pdf>”.

- [61] A. G. Stepanov, S. Henin, Y. Petit, L. Bonacina, J. Kasparian and J.-P. Wolf. „Mobile source of high-energy single-cycle terahertz pulses”. *Appl. Phys. B* **101**, 11 (2010).
- [62] A. G. Stepanov, S. Henin, Y. Petit, L. Bonacina, J. Kasparian and J.-P. Wolf. „Erratum to: Mobile source of high-energy single-cycle terahertz pulses”. *Appl. Phys. B* **115**, 293 (2014).
- [63] C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov and C. P. Hauri. „Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:MgSiO₄ laser”. *Opt. Lett.* **39**, 6632 (2014).
- [64] A. G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin and J.-P. Wolf. „Generation of 30 μ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification”. *Opt. Lett.* **33**, 2497 (2008).
- [65] S. Carbajo, J. Schulte, X. Wu, K. Ravi, D. N. Schimpf and F. X. Kärtner. „Efficient narrowband terahertz generation in cryogenically cooled periodically poled lithium niobate”. *Opt. Lett.* **40**, 5762 (2015).
- [66] X. Wu, S. Carbajo, K. Ravi, F. Ahr, G. Cirimi, Y. Zhou, O. D. Mücke and F. X. Kärtner. „Terahertz generation in lithium niobate driven by Ti:sapphire laser pulses and its limitations”. *Opt. Lett.* **39**, 5403 (2014).
- [67] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka. „Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃”. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 091106 (2011).
- [68] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard and K. Tanaka. „Erratum: Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ [appl. phys. lett. 98, 091106 (2011)]”. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 259901 (2013).
- [69] H. Hirori and K. Tanaka. „Nonlinear optical phenomena induced by intense single-cycle terahertz pulses”. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **19**, 8401110 (2013).
- [70] S.-C. Zhong, J. Li, Z.-H. Zhai, L.-G. Zhu, J. Li, P.-W. Zhou, J.-H. Zhao and Z.-R. Li. „Generation of 0.19-mJ THz pulses in LiNbO₃ driven by 800-nm femtosecond laser”. *Opt. Express* **24**, 14828 (2016).
- [71] M. Kunitski, M. Richter, M. D. Thomson, A. Vredenburg, J. Wu, T. Jahnke, M. Schöffler, H. Schmidt-Böcking, H. G. Roskos and R. Dörner. „Optimization of single-cycle terahertz generation in LiNbO₃ for sub-50 femtosecond pump pulses”. *Opt. Express* **21**, 6826 (2013).

- [72] M. Kunitski, M. Richter, M. D. Thomson, A. Vredenburg, J. Wu, T. Jahnke, M. Schöffler, H. Schmidt-Böcking, H. G. Roskos and R. Dörner. „https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/37B40548-945D-B0A4-EBD5C21F6BD20064_250769/oe-21-6-6826.PDF?da=1&id=250769&seq=1&mobile=no”.
- [73] S. M. Harrel, R. L. Milot, J. M. Schleicher and C. A. Schmuttenmaer. „Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe(110)”. *J. Appl. Phys.* **107**, 033526 (2010).
- [74] S.-C. Zhong, Z.-H. Zhai, J. Li, L.-G. Zhu, J. Li, K. Meng, Q. Liu, L.-H. Du, J.-H. Zhao and Z.-R. Li. „Optimization of terahertz generation from LiNbO₃ under intense laser excitation with the effect of three-photon absorption”. *Opt. Express* **23**, 31313 (2015).
- [75] K. Polgar, L. Kovacs, I. Foldvari and I. Cravero. „Spectroscopic and electrical conductivity investigation of mg doped LiNbO₃ single crystals”. *Solid State Commun.* **59**, 375 (1986).
- [76] L. Kovacs, G. Ruschhaupt, K. Polgar, G. Corradi and M. Wohlecke. „Composition dependence of the ultraviolet absorption edge in lithium niobate”. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2801 (1997).
- [77] C. Bäumer, C. David, A. Tunyagi, K. Betzler, H. Hesse, E. Krätzig and M. Wöhlecke. „Composition dependence of the ultraviolet absorption edge in lithium tantalate”. *J. Appl. Phys.* **93**, 3102 (2003).
- [78] W. T. Hsu, Z. B. Chen, C. C. Wu, R. K. Choubey and C. W. Lan. „Optical properties of Mg, Fe, co-doped near-stoichiometric LiTaO₃ single crystals”. *Materials* **5**, 227 (2012).
- [79] A. L. Alexandrovski, G. Foulon, L. E. Myers, R. K. Route and M. M. Fejer. „UV and visible absorption in LiTaO₃” (1999).
- [80] S. B. Bodrov, A. A. Murzanev, Y. A. Sergeev, Y. A. Malkov and A. N. Stepanov. „Terahertz generation by tilted-front laser pulses in weakly and strongly nonlinear regimes”. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 251103 (2013).
- [81] P. L. Richards. „Bolometers for infrared and millimeter waves”. *J. Appl. Phys.* **76**, 1 (1994).
- [82] F. Sizov and A. Rogalski. „THz detectors”. *Progress in Quantum Electronics* **34**, 278 (2010).
- [83] <https://en.wikipedia.org/wiki/Bolometer>.

- [84] <http://www.rfwireless-world.com/images/Infrared-Pyroelectric-Detector.jpg>.
- [85] <http://www.lasercomponents.com/de-en/news/pyroelectric-detectors-materials-applications-and-working-principle/>.
- [86] Q. Wu and X. C. Zhang. „Ultrafast electro-optic field sensors”. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1604 (1996).
- [87] Y.-S. Lee. Principles of Terahertz Science and Technology. Springer Publishing Company, Incorporated, 1st ed. (2008).
- [88] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X. C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin and M. Alexander. „Terahertz optical rectification from (110) zinc-blende crystals”. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1324 (1994).
- [89] Q. Wu and X.-C. Zhang. „Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses”. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1285 (1997).
- [90] T. Hall, R. Jaura, L. Connors and P. Foote. „The photorefractive effect - a review”. *Progress in Quantum Electron.* **10**, 77 (1985).
- [91] A. C. Boccara, D. Fournier and J. Badoz. „Thermo-optical spectroscopy: Detection by the mirage effect”. *Appl. Phys. Lett.* **36**, 130 (1980).
- [92] L. Pálfalvi and J. Hebling. „Z-scan study of the thermo-optical effect”. *Appl. Phys. B* **78**, 775 (2004).
- [93] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. Fundamentals of Photonics. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley (2013).
- [94] W. T. White, W. L. Smith and D. Milam. „Direct measurement of the nonlinear refractive-index coefficient γ at 355 nm in fused silica and in BK-10 glass”. *Opt. Lett.* **9**, 10 (1984).
- [95] E. Nibbering, M. Franco, B. Prade, G. Grillon, C. L. Blanc and A. Mysyrowicz. „Measurement of the nonlinear refractive index of transparent materials by spectral analysis after nonlinear propagation”. *Opt. Commun.* **119**, 479 (1995).
- [96] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan and E. W. V. Stryland. „Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam”. *IEEE J. Quant. Electron.* **26**, 760 (1990).
- [97] J. A. Hermann and R. G. McDuff. „Analysis of spatial scanning with thick optically nonlinear media”. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2056 (1993).

IRODALOMJEGYZÉK

- [98] Peter Günter, Jean-Pierre Huignard. Photorefractive Materials and Their Applications I, vol. 113. Springer New York (2006).
- [99] Pálfalvi László. „A LiNbO₃ nemlineáris optikai tulajdonságainak vizsgálata z-scan módszerrel”. Ph.D. thesis, Szegedi Tudományegyetem (2003).
- [100] D. H. Jundt. „Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate”. *Opt. Lett.* **22**, 1553 (1997).
- [101] U. Schlarb and K. Betzler. „Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength, and composition: A generalized fit”. *Phys. Rev. B* **48**, 15613 (1993).
- [102] U. Schlarb and K. Betzler. „Influence of the defect structure on the refractive indices of undoped and Mg-doped lithium niobate”. *Phys. Rev. B* **50**, 751 (1994).
- [103] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun and A. Arie. „Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃”. *Appl. Phys. B* **91**, 343 (2008).
- [104] W. Wen-Le, L. You-Wen and Z. Xiao-Qi. „Temperature-dependent sellmeier equation for 1.0 mol% Mg-doped stoichiometric lithium tantalate”. *Chin. Phys. Lett.* **25**, 4303 (2008).
- [105] D. R. Bosomworth. „The far infrared optical properties of LiNbO₃”. *Appl. Phys. Lett.* **9**, 330 (1966).
- [106] W. D. Johnston and I. P. Kaminow. „Temperature Dependence of Raman and Rayleigh Scattering in LiNbO₃ and LiTaO₃ ”. *Phys. Rev.* **168**, 1045 (1968).
- [107] A. Ridah, P. Bourson, M. D. Fontana and G. Malovichko. „The composition dependence of the Raman spectrum and new assignment of the phonons in LiNbO₃ ”. *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 9687 (1997).
- [108] A. Ridah, M. D. Fontana and P. Bourson. „Temperature dependence of the raman modes in LiNbO₃ and mechanism of the phase transition”. *Phys. Rev. B* **56**, 5967 (1997).
- [109] L. J. Hu, Y. H. Chang, C. S. Chang, S. J. Yang, M. L. Hu and W. S. Tse. „Raman and NMR Study in MgO-doped LiNbO₃ crystal”. *Mod. Phys. Lett. B* **5**, 789 (1991).
- [110] T. Qiu and M. Maier. „Long-distance propagation and damping of low-frequency phonon polaritons in LiNbO₃”. *Phys. Rev. B* **56**, R5717 (1997).

IRODALOMJEGYZÉK

- [111] U. T. Schwarz and M. Maier. „Frequency dependence of phonon-polariton damping in lithium niobate”. *Phys. Rev. B* **53**, 5074 (1996).
- [112] H. J. Bakker, S. Hunsche and H. Kurz. „Investigation of anharmonic lattice vibrations with coherent phonon polaritons”. *Phys. Rev. B* **50**, 914 (1994).
- [113] G. P. Wiederrecht, T. P. Dougherty, L. Dhar, K. A. Nelson, D. E. Leaird and A. M. Weiner. „Explanation of anomalous polariton dynamics in LiNbO_3 ”. *Phys. Rev. B* **51**, 916 (1995).
- [114] M. Schall, H. Helm and S. R. Keiding. „Far infrared properties of electro-optic crystals measured by THz time-domain spectroscopy”. *Int. J. Infrared Millimeter Waves* **20**, 595 (1999).
- [115] I. P. Kaminow and W. D. Johnston. „Quantitative determination of sources of the electro-optic effect in LiNbO_3 and LiTaO_3 ”. *Phys. Rev.* **160**, 519 (1967).
- [116] A. F. Penna, A. Chaves, P. d. R. Andrade and S. P. S. Porto. „Light scattering by lithium tantalate at room temperature”. *Phys. Rev. B* **13**, 4907 (1976).
- [117] S. Kojima, H. Kitahara, S. Nishizawa and M. W. Takeda. „Dielectric properties of ferroelectric lithium tantalate crystals studied by terahertz time-domain spectroscopy”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **42**, 6238 (2003).
- [118] A. S. Barker, A. A. Ballman and J. A. Ditzenberger. „Infrared study of the lattice vibrations in LiTaO_3 ”. *Phys. Rev. B* **2**, 4233 (1970).
- [119] N. E. Yu, K.-S. Lee, D.-K. Ko, S. Takekawa and K. Kitamura. „Optical constants measurement of nonlinear crystals for terahertz generation”. In 2015 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim. Optical Society of America (2015).
- [120] R. S. Weis and T. K. Gaylord. „Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure”. *Appl. Phys. A* **37**, 191 (1985).
- [121] V. G. Dmitriev, D. N. Gagik, G. G. and Nikogosyan and H. V. Lotsch. Handbook of Nonlinear Optical Crystals, vol. 64. Springer Berlin Heidelberg (1999).
- [122] I. Dolev, A. Ganany-Padowicz, O. Gayer, A. Arie, J. Mangin and G. Gadret. „Linear and nonlinear optical properties of $\text{MgO}:\text{LiTaO}_3$ ”. *Appl. Phys. B* **96**, 423 (2009).
- [123] W. Martienssen and H. Warlimont. Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 ed. (2005).
- [124] T. Suhara and M. F. Waveguide Nonlinear-Optic Devices, vol. 11. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2003).

- [125] K. Kitamura, Y. Furukawa, S. Takekawa, T. Hatanaka, H. Ito and V. Gopalan. „Non-stoichiometric control of LiNbO_3 and LiTaO_3 in ferroelectric domain engineering for optical devices”. *Ferroelectrics* **257**, 235 (2001).
- [126] Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, K. Niwa and H. Hatano. „Stoichiometric Mg:LiNbO_3 as an effective material for nonlinear optics”. *Opt. Lett.* **23**, 1892 (1998).
- [127] H. Ishizuki and T. Taira. „High energy quasi-phase matched optical parametric oscillation using Mg-doped congruent LiTaO_3 crystal”. *Opt. Express* **18**, 253 (2010).
- [128] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, Y. Kitaoka and M. Kato. „Frequency doubling: blue light and UV generation in periodically poled $\text{LiTaO}_3/\text{LiNbO}_3$ ”. In Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1997. LEOS '97 10th Annual Meeting. Conference Proceedings., IEEE (1997), vol. 1, 110–111 vol.1.
- [129] S. Kumaragurubaran, S. Takekawa, M. Nakamura and K. Kitamura. „Growth of 4-in diameter mgo-doped near-stoichiometric lithium tantalate single crystals and fabrication of periodically poled structures”. *J. Cryst. Growth* **292**, 332 (2006).
- [130] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt and R. L. Byer. „Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances”. *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 2631 (1992).
- [131] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh and K. Watanabe. „First-order quasi-phase matched LiNbO_3 waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation”. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
- [132] C. Zhang, Y. Avetisyan, A. Glosser, I. Kawayama, H. Murakami and M. Tonouchi. „Bandwidth tunable thz wave generation in large-area periodically poled lithium niobate”. *Opt. Express* **20**, 8784 (2012).
- [133] J. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan and R. Beigang. „Generation of thz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – part 2: Experiments”. *Appl. Phys. B* **86**, 197 (2007).
- [134] Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T. B. Norris and A. Galvanauskas. „Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate”. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2505 (2000).
- [135] Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, T. B. Norris and A. Galvanauskas. „Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate”. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1244 (2000).

- [136] N. E. Yu, C. Kang, H. K. Yoo, C. Jung, Y. L. Lee, C.-S. Kee, D.-K. Ko, J. Lee, K. Kitamura and S. Takekawa. „Simultaneous forward and backward terahertz generations in periodically poled stoichiometric LiTaO₃ crystal using femtosecond pulses”. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 041104 (2008).
- [137] J. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan and R. Beigang. „Generation of thz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – part 1: Theory”. *Appl. Phys. B* **86**, 185 (2007).
- [138] E. W. Van Stryland and M. Sheik-Bakae. *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials*. Marcel Dekker, New York (1998).
- [139] R. E. Samad and N. D. Vieira. „Analytical description of z-scan on-axis intensity based on the huygens–fresnel principle”. *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2742 (1998).
- [140] B. Yao, L. Ren and X. Hou. „Z-scan theory based on a diffraction model”. *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1290 (2003).
- [141] S.-Q. Chen, Z.-B. Liu, W.-P. Zang, J.-G. Tian, W.-Y. Zhou, F. Song and C.-P. Zhang. „Study on z-scan characteristics for a large nonlinear phase shift”. *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1911 (2005).
- [142] C. H. Kwak, Y. L. Lee and S. G. Kim. „Analysis of asymmetric Z-scan measurement for large optical nonlinearities in an amorphous As₂S₃ thin film”. *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 600 (1999).
- [143] P. B. Chapple, J. Staromlynska and R. G. McDuff. „Z-scan studies in the thin- and the thick-sample limits”. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 975 (1994).
- [144] G. Toci, M. Vannini, R. Salimbeni, M. Dubinskii and E. Giorgetti. „First z-scan n_2 measurements on crystal hosts for ultraviolet laser systems”. *Appl. Phys. B* **71**, 907 (2000).
- [145] H. A. Haus, J. G. Fujimoto and E. P. Ippen. „Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking”. *IEEE J. Quant. Electron.* **28**, 2086 (1992).
- [146] K.-H. Lin and W.-F. Hsieh. „Analytical design of symmetrical kerr-lens mode-locking laser cavities”. *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 737 (1994).
- [147] K.-H. Lin, Y. Lai and W.-F. Hsieh. „Simple analytical method of cavity design for astigmatism-compensated kerr-lens mode-locked ring lasers and its applications”. *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 468 (1995).
- [148] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan, M. J. Soileau and E. W. Van Stryland. „Nonlinear refraction and optical limiting in "thick" media”. *Opt. Eng.* **30**, 1228 (1991).

- [149] P. P. Banerjee, R. M. Misra and M. Maghraoui. „Theoretical and experimental studies of propagation of beams through a finite sample of a cubically nonlinear material”. *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1072 (1991).
- [150] E. R. Lara, Z. N. Meza, M. D. I. Castillo, C. G. T. Palacios, E. M. Panameno and M. L. A. Carrasco. „Influence of the photoinduced focal length of a thin nonlinear material in the z-scan technique”. *Opt. Express* **15**, 2517 (2007).
- [151] L. Pálfalvi, B. C. Tóth, G. Almási, J. A. Fülöp and J. Hebling. „A general z-scan theory”. *Appl. Phys. B* **97**, 679 (2009).
- [152] R. D. Guenther. *Modern Optics*. John Wiley and Sons (1990).
- [153] F. Z. Henari, K. Cazzini, F. El Akkari and W. J. Blau. „Beam waist changes in lithium niobate during z-scan measurement”. *J. Appl. Phys.* **78**, 1373 (1995).
- [154] X. Liu, S. Guo, H. Wang and L. Hou. „Theoretical study on the closed-aperture Z-scan curves in the materials with nonlinear refraction and strong nonlinear absorption”. *Opt. Commun.* **197**, 431 (2001).
- [155] Y. Kong, S. Liu, Y. Zhao, H. Liu, S. Chen and J. Xu. „Highly optical damage resistant crystal: Zirconium-oxide-doped lithium niobate”. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081908 (2007).
- [156] L. Kovács, Z. Szaller, K. Lengyel, A. Péter, I. Hajdara, G. Mandula, L. Pálfalvi and J. Hebling. „Photorefractive damage resistance threshold in stoichiometric LiNbO₃:Zr crystals”. *Opt. Lett.* **38**, 2861 (2013).
- [157] G. Nava, P. Minzioni, W. Yan, J. Parravicini, D. Grando, E. Musso, I. Cristiani, N. Argiolas, M. Bazzan, M. V. Ciampolillo, A. Zaltron, C. Sada and V. Degiorgio. „Zirconium-doped lithium niobate: photorefractive and electro-optical properties as a function of dopant concentration”. *Opt. Mater. Express* **1**, 270 (2011).
- [158] I.-C. Ho, X. Guo and X.-C. Zhang. „Design and performance of reflective terahertz air-biased-coherent-detection for time-domain spectroscopy”. *Opt. Express* **18**, 2872 (2010).
- [159] P. Y. Han, M. Tani, M. Usami, S. Kono, R. Kersting and X.-C. Zhang. „A direct comparison between terahertz time-domain spectroscopy and far-infrared fourier transform spectroscopy”. *J. Appl. Phys.* **89**, 2357 (2001).
- [160] M. Naftaly and R. Dudley. „Methodologies for determining the dynamic ranges and signal-to-noise ratios of terahertz time-domain spectrometers”. *Opt. Lett.* **34**, 1213 (2009).

IRODALOMJEGYZÉK

-
- [161] M. Unferdorben, Z. Szaller, I. Hajdara, J. Hebling and L. Pálfalvi. „Measurement of refractive index and absorption coefficient of congruent and stoichiometric lithium niobate in the terahertz range”. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **36**, 1203 (2015).
 - [162] J. S. Browder and S. S. Ballard. „Thermal expansion data for eight optical materials from 60 K to 300 K”. *Appl. Opt.* **16**, 3214 (1977).
 - [163] S. Kojima, N. Tsumura, H. Kitahara, M. Takeda and S. Nishizawa. „Terahertz time domain spectroscopy of phonon-polaritons in ferroelectric lithium niobate crystals”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 7033 (2002).
 - [164] S. Kojima. „Composition variation of optical phonon damping in lithium niobate crystals”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 4373 (1993).
 - [165] J. Liu, W. Zhang and G. Zhang. „Defect chemistry analysis of the defect structure in Mg-doped LiNbO₃ crystals”. *Phys. Status Solidi A* **156**, 285 (1996).
 - [166] K. Lengyel, Á. Péter, K. Polgár, L. Kovács and G. Corradi. „UV and IR absorption studies in LiNbO₃:Mg crystals below and above the photorefractive threshold”. *Phys. Status Solidi C Current Topics* **2**, 171 (2005).
 - [167] K. Wiesauer and C. Jördens. „Recent advances in birefringence studies at THz frequencies”. *J. Infrared Milli. Terahz. Waves* **34**, 663 (2013).
 - [168] S. Wang, Q. Liang, X. Tao and T. Dekorsy. „Optical properties and birefringence in LiInS₂ in the terahertz frequency range”. *Opt. Mater. Express* **4**, 575 (2014).
 - [169] P. U. Jepsen and B. M. Fischer. „Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy”. *Opt. Lett.* **30**, 29 (2005).
 - [170] S. B. Bodrov, M. I. Bakunov and M. Hangyo. „Efficient cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core”. *J. Appl. Phys.* **104**, 093105 (2008).
 - [171] S. B. Bodrov, A. N. Stepanov, M. I. Bakunov, B. V. Shishkin, I. E. Ilyakov and R. A. Akhmedzhanov. „Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO₃ core”. *Opt. Express* **17**, 1871 (2009).
 - [172] S. B. Bodrov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin and A. N. Stepanov. „Efficient terahertz generation by optical rectification in si-LiNbO₃-air-metal sandwich structure with variable air gap”. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 201114 (2012).

IRODALOMJEGYZÉK

- [173] M. I. Bakunov, E. A. Mashkovich, M. V. Tsarev and S. D. Gorelov. „Efficient cherenkov-type terahertz generation in si-prism-LiNbO₃-slab structure pumped by nanojoule-level ultrashort laser pulses”. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 151102 (2012).
- [174] K. Suizu, K. Koketsu, T. Shibuya, T. Tsutsui, T. Akiba and K. Kawase. „Extremely frequency-widened terahertz wave generation using cherenkov-type radiation”. *Opt. Express* **17**, 6676 (2009).
- [175] L. Palfalvi, J. A. Fulop and J. Hebling. „Absorption-reduced waveguide structure for efficient terahertz generation”. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 233507 (2015).
- [176] G. Almási, J. A. Fülöp, J. Hebling and L. Palfalvi. „Optikai egyenirányításon alapuló gerjesztésű THz-es sugárforrás” (2015). Magyar Szabadalom, 229 943.
- [177] J. Hebling, G. Almási, L. Palfalvi and J. Fülöp. „Pulse excited THz waveguide source based on optical rectification” (2015). US Patent 9,128,349.
- [178] www.tydexoptics.com/products/thz_optics/thz_materials/forre-fractiveindicesandTHzabsorptioncoefficientofPMP.
- [179] D. Grischowsky. „An ultrafast optoelectronic THz beam system: Applications to Time-Domain Spectroscopy”. *Opt. Photon. News* **3**, 21 (1992).
- [180] Y. S. Jin, G. J. Kim and S. G. Jeon. „Terahertz dielectric properties of polymers”. *J. Korean Phys. Soc.* **49**, 513 (2006).
- [181] J. Jiang, Z. Zhang and T. Hasama. „Evaluation of chirped-pulse-amplification systems with offner triplet telescope stretchers”. *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 678 (2002).
- [182] E. Goulielmakis, G. Nersisyan, N. Papadogiannis, D. Charalambidis, G. Tsakiris and K. Witte. „A dispersionless michelson interferometer for the characterization of attosecond pulses”. *Appl. Phys. B* **74**, 197 (2002).
- [183] L. Palfalvi, J. A. Fulop, G. Almasi and J. Hebling. „Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification”. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 171107 (2008).
- [184] J. A. Fülöp, L. Palfalvi, G. Almási and J. Hebling. „Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification: erratum”. *Opt. Express* **19**, 22950 (2011).
- [185] J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal and K. A. Nelson. „Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities”. *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, B6 (2008).

- [186] T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E.-B. Kley, A. Tünnermann, A. V. Tishchenko and O. Parriaux. „Highly-dispersive dielectric transmission gratings with 100% diffraction efficiency”. *Opt. Express* **16**, 5577 (2008).
- [187] K. Nagashima, A. Kosuge, Y. Ochi and M. Tanaka. „Improvement of diffraction efficiency of dielectric transmission gratings using anti-reflection coatings”. *Opt. Express* **21**, 18640 (2013).
- [188] L. Tokodi, J. Hebling and L. Pálfalvi. „Optimization of the tilted-pulse-front terahertz excitation setup containing telescope”. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **38**, 22 (2017).
- [189] Z. Ollmann, J. Hebling and G. Almási. „Design of a contact grating setup for mJ-energy THz pulse generation by optical rectification”. *Appl. Phys. B* **108**, 821 (2012).
- [190] M. I. Bakunov and S. B. Bodrov. „Terahertz generation with tilted-front laser pulses in a contact-grating scheme”. *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2549 (2014).
- [191] Z. Ollmann, J. Fulop, J. Hebling and G. Almasi. „Design of a high-energy terahertz pulse source based on ZnTe contact grating”. *Opt. Commun.* **315**, 159 (2014).
- [192] K. Nagashima and A. Kosuge. „Design of rectangular transmission gratings fabricated in LiNbO₃ for high-power terahertz-wave generation”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **49**, 122504 (2010).
- [193] K. Nagashima and A. Kosuge. „Erratum: “design of rectangular transmission gratings fabricated in LiNbO₃ for high-power terahertz-wave generation””. *Jpn. J. Appl. Phys.* **51**, 119201 (2012).
- [194] M. Tsubouchi, K. Nagashima, F. Yoshida, Y. Ochi and M. Maruyama. „Contact grating device with fabry-perot resonator for effective terahertz light generation”. *Opt. Lett.* **39**, 5439 (2014).
- [195] F. Yoshida, K. Nagashima, M. Tsubouchi, Y. Ochi, M. Maruyama and A. Sugiyama. „High-efficiency contact grating fabricated on the basis of a fabry-perot type resonator for terahertz wave generation”. *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 012201 (2016).
- [196] L. Pálfalvi, Z. Ollmann, L. Tokodi and J. Hebling. „Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses”. *Opt. Express* **24**, 8156 (2016).
- [197] L. Tokodi, A. Buzády, J. Hebling and L. Pálfalvi. „Possibility of high-energy THz generation in LiTaO₃”. *Applied Physics B* **122**, 235 (2016).

- [198] U. Linz and J. Alonso. „What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy?” *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 094801 (2007).
- [199] A. Chhabra, K. Langen and M. P. Mehta. „An overview of modern proton therapy”. *Chinese Clinical Oncology* **5** (2016).
- [200] H. Wiedemann. Particle Accelerator Physics. Springer, 4. ed. (2015).
- [201] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry and E. M. Campbell. „Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids”. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2945 (2000).
- [202] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pepin and P. Audebert. „Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase”. *Nature Phys.* **2**, 48 (2006).
- [203] L. Robson, P. T. Simpson, R. J. Clarke, K. W. D. Ledingham, F. Lindau, O. Lundh, T. McCanny, P. Mora, D. Neely, C.-G. Wahlstrom, M. Zepf and P. McKenna. „Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions”. *Nature Phys.* **3**, 58 (2007).
- [204] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey, D. C. Gautier, K. A. Flippo, S. Letzring, R. P. Johnson, T. Shimada, L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, J. C. Fernández, S. G. Rykovanov, H.-C. Wu, M. Zepf, D. Jung, V. K. Liechtenstein, J. Schreiber, D. Habs and B. M. Hegelich. „Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime”. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 045002 (2009).
- [205] R. Prasad, A. A. Andreev, S. Ter-Avetisyan, D. Doria, K. E. Quinn, L. Romagnani, C. M. Brenner, D. C. Carroll, N. P. Dover, D. Neely, P. S. Foster, P. Gallegos, J. S. Green, P. McKenna, Z. Najmudin, C. A. J. Palmer, J. Schreiber, M. J. V. Streeter, O. Tresca, M. Zepf and M. Borghesi. „Fast ion acceleration from thin foils irradiated by ultra-high intensity, ultra-high contrast laser pulses”. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 121504 (2011).
- [206] D. Haberberger, S. Tochitsky, F. Fiuza, C. Gong, R. A. Fonseca, L. O. Silva, W. B. Mori and C. Joshi. „Collisionless shocks in laser-produced plasma generate monoenergetic high-energy proton beams”. *Nature Phys.* **8**, 95 (2012).
- [207] T. Tajima. „Laser driven ion accelerator” (2005). US Patent 6,906,338.

- [208] T. Tajima. „Laser driven compact ion accelerator” (2005). US Patent 6,867,419.
- [209] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter and V. Y. Bychenkov. „Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser”. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4108 (2000).
- [210] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, R. Polster, P. Nickles and W. Sandner. „First demonstration of collimation and monochromatisation of a laser accelerated proton burst”. *Laser Part. Beams* **26**, 637 (2008).
- [211] M. Schollmeier, S. Becker, M. Geißel, K. A. Flippo, A. Blažević, S. A. Gaillard, D. C. Gautier, F. Grüner, K. Harres, M. Kimmel, F. Nürnberg, P. Rambo, U. Schramm, J. Schreiber, J. Schütrumpf, J. Schwarz, N. A. Tahir, B. Ather-ton, D. Habs, B. M. Hegelich and M. Roth. „Controlled transport and focusing of laser-accelerated protons with miniature magnetic devices”. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 055004 (2008).
- [212] O. Willi, T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs, E. D’Humières, P. Antici, P. Audebert, E. B. C. Cecchetti, A. Pipahl and L. Romagnani. „Laser triggered micro-lens for focusing and energy selection of mev protons”. *Laser Part. Beams* **25**, 71 (2007).
- [213] T. Toncian, M. Borghesi, J. Fuchs, E. d’Humières, P. Antici, P. Audebert, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, A. Pipahl, L. Romagnani and O. Willi. „Ultrafast laser-driven microlens to focus and energy-select mega-electron volt protons”. *Science* **312**, 410 (2006).
- [214] A. Sharma, Z. Tibai and J. Hebling. „Intense terahertz laser driven proton acceleration in plasmas”. *Phys. Plasmas* **23**, 063111 (2016).
- [215] P. Antici, M. Migliorati, A. Mostacci, L. Picardi, L. Palumbo and C. Ronsi-valle. „A compact post-acceleration scheme for laser-generated protons”. *Phys. Plasmas* **18**, 073103 (2011).
- [216] P. Antici, M. Migliorati, A. Mostacci, L. Picardi, L. Palumbo and C. Ronsi-valle. „Sensitivity study in a compact accelerator for laser-generated protons”. *J. Plasma Phys.* **78**, 441 (2012).
- [217] T. Plettner, P. P. Lu and R. L. Byer. „Proposed few-optical cycle laser-driven particle accelerator structure”. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9**, 111301 (2006).
- [218] T. Plettner, R. L. Byer, C. McGuinness and P. Hommelhoff. „Photonic-based laser driven electron beam deflection and focusing structures”. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12**, 101302 (2009).

IRODALOMJEGYZÉK

-
- [219] T. Plettner, R. Byer and B. Montazeri. „Electromagnetic forces in the vacuum region of laser-driven layered grating structures”. *J. Mod. Opt.* **58**, 1518 (2011).
 - [220] E. A. Peralta, K. Soong, R. J. England, E. R. Colby, Z. Wu, B. Montazeri, C. McGuinness, J. McNeur, K. J. Leedle, D. Walz, E. B. Sozer, B. Cowan, B. Schwartz, G. Travish and R. L. Byer. „Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure”. *Nature* **503**, 91 (2013).
 - [221] B. R. Frandsen, S. A. Glasgow and J. B. Peatross. „Acceleration of free electrons in a symmetric evanescent wave”. *Laser Phys.* **16**, 1311 (2006).
 - [222] T. H. Koschmieder. „Evanescent wave acceleration of electrons from $0.2c$ to $0.95c$ ”. *Part. Accel.* **48**, 75 (1994).
 - [223] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Tóth and J. Hebling. „Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse”. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **17**, 031301 (2014).
 - [224] E. Esarey, P. Sprangle and J. Krall. „Laser acceleration of electrons in vacuum”. *Phys. Rev. E* **52**, 5443 (1995).
 - [225] E. Esarey, C. B. Schroeder and W. P. Leemans. „Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators”. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
 - [226] P. Schmuser, M. Dohlus, J. Rossbach and C. Behrens. Free-Electron Lasers in the Ultraviolet and X-Ray Regime. Springer International Publishing (2014).
 - [227] P. Schmuser, J. Rossbach and M. Dohlus. Ultraviolet and Soft X-Ray Free-Electron Lasers: Introduction to Physical Principles, Experimental Results, Technological Challenges. Springer (2008).
 - [228] T. Eichner, F. Grüner, S. Becker, M. Fuchs, D. Habs, R. Weingartner, U. Schramm, H. Backe, P. Kunz and W. Lauth. „Miniature magnetic devices for laser-based, table-top free-electron lasers”. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10**, 082401 (2007).
 - [229] M. Fuchs, R. Weingartner, A. Popp, Z. Major, S. Becker, J. Osterhoff, I. Cortie, B. Zeitler, R. Horlein, G. D. Tsakiris, U. Schramm, T. P. Rowlands-Rees, S. M. Hooker, D. Habs, F. Krausz, S. Karsch and F. Gruner. „Laser-driven soft-x-ray undulator source”. *Nature Phys.* **5**, 826 (2009).
 - [230] G. Almási, J. A. Fülöp, J. Hebling, M. Mechler and L. Pálfalvi. „összeállítás és eljárás elektromosan töltött részecskék manipulálására” (2015). Magyar szabadalom, 230 293.

IRODALOMJEGYZÉK

- [231] G. Almási, J. Fülöp, J. Hebling, M. Mechler and L. Pálfalvi. „Method and setup to manipulate electrically charged particles” (Benyújtás éve: 2015). US Patent 9,497,848 B2.
- [232] G. Almási, J. Fülöp, J. Hebling, M. Mechler and L. Pálfalvi. „Method and setup to manipulate electrically charged particles” (Benyújtás éve: 2014). Európai szabadalom, megadási szándéknyilatkozat kibocsájtva, lajstromszámra vár.