

Válasz Dr. Hopp Béla bírálatára

Köszönöm Dr. Hopp Béla professzor úrnak dolgozatom gondos és precíz bírálatát, támogató és elismerő véleményét. Köszönöm a méltató szavakat, szintűgy a kritikai megjegyzéseket és a releváns kérdéseket. A bírálat tükrében az értekezés bizonyos részeit újraolvasva megállapítottam, hogy néhány ponton hiányérzete támadhat az olvasónak, amire a bírálat is rávilágít. Ezeket a bírálói kérdések megválaszolásával igyekszek eloszlatni.

A kérdések megválaszolása előtt reagálnék az 1. és 8. tézispontokkal kapcsolatban megfogalmazott kritikákra.

E tézispontokban tudatosan használtam többes számot, illetve az „irányításommal” kifejezést. A mintát az MTA Fizikai Osztályához benyújtott, és sikeresen megvédett (2011-) értekezésekből vettem, melyekben hasonló esetekben hasonlóan jártak el.

Az 1. tézispontbeli távoli infravörös mérések röviddel Ph.D fokozatom megszerzése után történtek a stuttgarti Max Planck Intézetben. A mérések végzését Hebling János javasolta, a méréseket a Max Planck Intézetben dolgozó asszisztens végezte Stuttgartban, a kiértékelési módszer kidolgozását, és magát a kiértékelést pedig magam tettem meg itthon. A THz-es spektroszkópiai méréseket – melyek a közelmúltban történtek – pedig Unferdorben Márta, általam témavezetett doktorandusz végezte irányításommal.

A 8. tézisponthoz kapcsolódó numerikus szimulációkat, melyek a leképezési hibák, és a diffrakciós hatások modellezésére irányultak Tokodi Levente, általam témavezetett doktorandusz hallgató végezte vezetésemmel.

Egyet értek azzal a megállapítással, miszerint az 1. tézispont terjengősre sikeredett annak ellenére, hogy a terjedelmet tudatosan igyekeztem visszafogni.

1.kérdés: „A 3.2. fejezetben a z-scan elmélettel kapcsolatos számítások során a jelölt az n törésmutató és az α abszorpciós együttható egyenletében szereplő n_0 értékét 1-nek az α_0 -ét pedig nullának választotta meg. Ez a közelítés valóban egyszerűsíti a számításokat, de meg tudná becsülni, mekkora hibát okoz a végeredményt tekintve? (41. old.)”

Általános esetben ($n_0 \neq 1, \alpha_0 \neq 0$) az értekezés (3.5) egyenlete (41. old.) helyett a

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial A}{\partial \rho} \right) + \left[\frac{2n_2}{n_0} |A|^2 + \frac{n_2^2}{n_0^2} |A|^4 - \frac{(\alpha_0 + \beta |A|^2)^2}{4k^2} \right] k^2 A - 2ik \frac{\partial A}{\partial \xi} - ik \left(1 + \frac{n_2}{n_0} |A|^2 \right) (\alpha_0 + \beta |A|^2) A = 0$$

hullámegyenletet kell megoldani, melyhez peremfeltételként az értekezés (3.6) egyenlete (41. old.) helyett

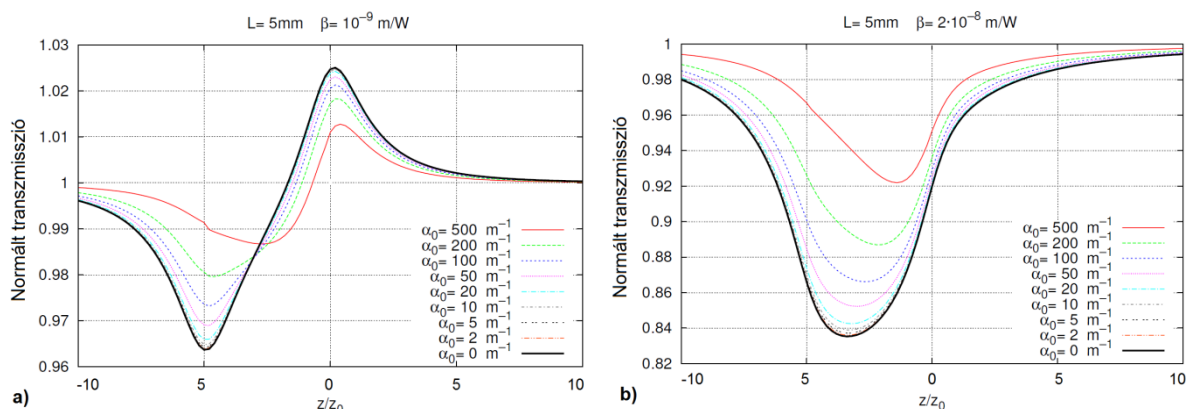
$$A_{be}(\rho, z) = \sqrt{I_0} \frac{w_0}{w(z)} \exp \left(-\frac{\rho^2}{w(z)^2} + i \left[\arctg \left(\frac{z}{z_0} \right) - \frac{k_0 \rho^2}{2n_0 R(z)} \right] \right) \cdot t$$

kell választani. E peremfeltétel mindössze az utolsó tag nevezőjében megjelenő n_0 (lineáris törésmutató) tényezőben különbözik az értekezésben szereplőtől. E tényező felel ugyanis a nyaláb görbületi sugarában bekövetkező változásért a közegetáron való törés során.

Az átláthatóság kedvéért az n_0 hatására irányuló számítások során az $\alpha_0 = 0$ választással, az α_0 (lineáris abszorpció együttható) hatásának vizsgálata során pedig az $n_0 = 1$ választással éltem.

A lineáris törésmutatót illetően (mintavastagságtól függetlenül) megállapítottam, hogy n_0 értéke nincs hatással a z-scan jelre.

A lineáris abszorpció hatása nemlineáris abszorpció hiányában (pusztán nemlineáris törésmutató jelenlétében) nem mutatható ki. α_0 hatásának vizsgálatához az értekezés 3.8 ábrájához (46. old.) tartozó kis ($\beta = 10^{-9}$ m/W), és nagy ($\beta = 2 \cdot 10^{-8}$ m/W) nemlineáris abszorpció értékeket tételeztem fel az ott szereplő n_2 érték mellett. A mellékelt 1(a) és (b) ábrákon láthatjuk a lineáris abszorpció hatását különböző α_0 értékek esetén. Megállapítható pl., hogy az értekezés fókuszában álló LiNbO₃ esetén a látható tartományon a lineáris abszorpció hatása ($\alpha_0 = 2 - 8 \text{ m}^{-1}$ [1]) nem számottevő. Nagy α_0 értékek esetén viszont a z-scan görbék sajátos jelleget mutatnak.



1.ábra z-scan görbék nemlineáris törésmutató valamint lineáris- és nemlineáris abszorpció szimultán jelenléte esetén. Kis nemlineáris abszorpció esetére vonatkozik az (a), nagy nemlineáris abszorpció esetére a (b) ábra.

2.kérdés: „A 3.3. fejezet végén a szerző levonja a következtetést, a z-scan módszer alkalmazása esetén tisztában kell lenni az érvényességi körrel. Kifejtené, mit kell ez alatt érteni? Mutatna egy gyakorlati példát egy ilyen ellenőrzésre? (46. old.)”

Elsődleges ellenőrzési lépésként meg kell vizsgálnunk, hogy a minta pásztázása során tapasztalunk-e tengelyszimmetrikustól eltérő nyalábtorzulást (pl. fotorefraktív anyagokra jellemző elliptikus torzulást, holografikus szórást), ami komplexebb modellekkel vizsgálható. A pumpáló lézer paramétereinek, és a minta jellemzőinek ismeretében érdemes megbecsülni, hogy fellép-e pl. termális lencse hatás, amit szintén speciális z-scan modellekkel kell kezelni. Ha meggyőződünk arról, hogy $\Delta n(r, z) = n_2 \cdot I(r, z)$ formában adható meg a mintában

indukálódott törésmutató-változás, akkor a következőket kell tisztázni az érvényes modell kiválasztásához:

Egyrészt meg kell ítélnünk, hogy a vizsgált minta *vékony*nak, vagy *vastag*nak számít-e a z -scan kiértékelés szempontjából. Ez megítélhető úgy, hogy a mintavastagságot (L) a Rayleigh-hosszal (z_0) összehasonlíttjuk. A Rayleigh-hosszt ismerhetjük (legalább hozzávetőlegesen), vagy független mérésből meghatározhatjuk. Ha $L \ll z_0$ teljesül, akkor a vékony-mintás elméletek problémamentesen alkalmazhatók (ha más korlátozó tényező nincs). A sikeres illesztés után arról is meggyőződhetünk, hogy a feltételezett z_0 érték helyes-e, hiszen az illesztő függvény azt is tartalmazza. Vékonymintás összefüggéssel való illesztés $L \approx z_0$ esetén még becslés jelleggel elfogadható, $L \geq z_0$ esetben viszont félrevezető eredményt ad. Ilyenkor feltétlenül vastag mintára érvényes elméletet kell használni.

Másik ellenőrizendő pont, hogy *kis* vagy *nagy* mértékű-e az optikai nemlinearitás. Ez az értekezés (2.1) összefüggésével (26. old.) definiált $|\Delta\phi_0| = k|n_2|I_0L$ nemlineáris fázistolás megbecslésével dönthető el. A képletben az ismeretlen paraméter az n_2 , hiszen azt szeretnénk mérni. Ehhez a szakirodalomból kereshetünk kiindulópontot (pl. más hullámhosszon mért érték, rokon viselkedésű anyag, stb...). Irodalmi adatok hiányában célszerű az illesztést egyszerűbb, kis nemlinearitás fázistolásra vonatkozó modellel megtenni. Ha ezután úgy ítéltetik, hogy átléptük a *kis/nagy* nemlinearitás határát, akkor nagy nemlinearitásra érvényes modellhez (pl. az értekezésben bemutatotthoz) kell nyúlni.

3.kérdés: „A 4. fejezet bevezetésében a jelölt leírja a vizsgálandó kongruens kristályok adalékoltsági arányát. Különböző koncentráció értékek vannak itt megadva ezred mol% pontossággal. Itt a bevezetőbe hasznos lett volna leírni, miért is ezek az értékek lehetnek érdekesek a kutató számára. (47. old.)”

A megjegyzés teljesen jogos. Annyit pontosítanék, hogy az említett ezred mol% pontosságú Zr-adalékolású minták sztöchiometrikus összetételűek. Való igaz viszont, hogy a koncentrációk ilyen pontossággal történő megadása felesleges és értelmetlen.

A Mg-adalékolású LiNbO_3 mintákon tapasztaltakhoz hasonlóan a küszöbkonzentráció jelentősen a kongruens összetételre megállapított érték (2.0-2.5 mol% [2]) alatt volt várható. A minták adalékkonzentrációja ennek megfelelően volt beállítva. Ezt valóban hasznos lett volna előzményként leírni azzal együtt, hogy a szóban forgó mintasorozaton más típusú, szintén küszöbkonzentrációra irányuló méréseket már végeztek vizsgálataimat megelőzően.

4.kérdés: „A 4.1. fejezetben a szerző megállapítja, hogy különböző adalékanyagok esetén hol van a fotorefrakciós küszöb. Koncentráció tartományokat ad meg, ami a gyakorlati alkalmazás szempontjából kicsit bizonytalanra teszi a lehetséges felhasználót. Nem lehetett volna legalább egy-egy körülbelüli értéket megadni az egyes esetekre? (49. old.)”

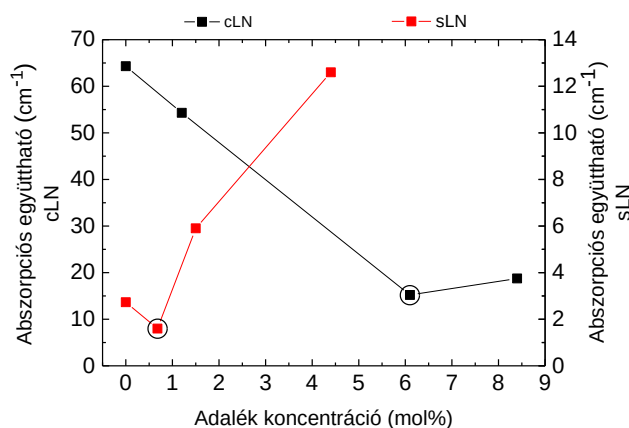
Mindenekelőtt helyreigazítást szeretnék tenni. Az értekezés 4.2(b) ábráján (48. old.) a piros körök 1,5 mol%, a fekete négyzetek pedig 2,0 mol% In koncentrációhoz tartoznak, ahogy az az ábraaláírásban helyesen (de az ábracímken helytelenül) szerepel. Ennek megfelelően a 4.1 alfejezet 49. oldalán található bekezdésében 1,0 helyett 1,5 mol% értendő, 1,5 helyett pedig 2,0 mol% értendő.

A kérdésre pedig a válasz:

A tartomány megadásának fő oka a rendelkezésre álló minták számának korlátos volta. Való igaz, hogy a megadott tartományokat célszerű lehet majd szűkíteni a jövőben. Megjegyzem azonban, hogy a tapasztalatok azt mutatják, hogy sok esetben (főleg három- és négyvegyértékű adalékok esetén) éles küszöbről nem lehet beszélni: különböző típusú mérések (UV, IR, Raman, z-scan) kissé eltérő küszöbértéket jósolnak.

5.kérdés: „Az 5.1. fejezetben az 5.5, 5.6. grafikon mellett még hasznos lehetett volna egy abszorpciós együttható – koncentráció függés görbe bemutatása is. (58. old.)”

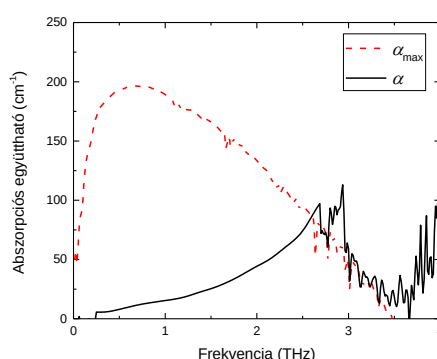
Egyet értek a megjegyzéssel, miszerint az eredmények ilyen típusú feldolgozása és bemutatása hasznos lett volna, hiszen a koncentrációfüggéssel kapcsolatban fontos állítások olvashatók ebben a fejezetben. Bár e függés az 5.7 ábra (59. old.) alapján kikövetkeztethető, mégis hasznos lett volna a szemléltetéshez egy abszorpciós együttható – koncentráció függést mutató ábra, mint például a mellékelt 2. ábra. A küszöbkonzentrációkhoz közeli pontok (minimumok) körrel vannak megjelölve.



2.ábra. Az abszorpciós együttható Mg-adalékkoncentráció függése 10 K hőmérsékletű kongruens (fekete négyzetek, bal oldali skála, cLN) és sztöchiometrikus (piros körök, jobb oldali skála, sLN) LiNbO₃ esetén 75 cm⁻¹ frekvencián.

6.kérdés: „Az 5.2. fejezetben az időtartománybeli THz-es spektroszkópai mérésekről azt írja a szerző, hogy $\sim 2\text{THz}$ felett nem megbízhatók a mért értékek. Mi ennek az oka? (63. old.)”

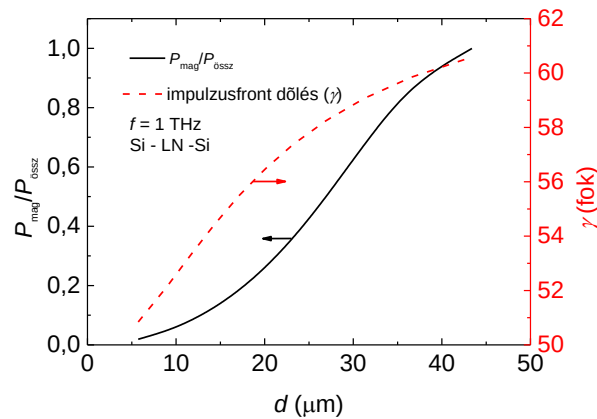
Az időtartománybeli THz-es spektroszkópai mérések megbízhatósági tartományának határaként azt a frekvenciát tekintik, melyen a mintán átmenő jel a zajszintre esik [3]. Ez a THz-es impulzus spektrumával van összefüggésben. A [3] közlemény összefüggést ad meg (az értekezés 61. oldalán az (5.5) összefüggés) arra vonatkozóan, hogy az adott frekvencián legfeljebb mekkora abszorpciós együtthatót fogadhatunk el megbízható eredménynek ($\alpha_{\max}$). Eszerint a megbízhatósági tartomány másik interpretációja: azon tartomány, melyen a mérésből meghatározott α abszorpciós együttható kisebb e bizonyos $\alpha_{\max}$ -nál. A mellékelt példa (3. ábra) 0.68 mol%-os sztöchiometrikus LiNbO_3 -ra vonatkozik (lásd úgyszintén az értekezés 62. oldalán található 5.10(d) ábra szaggatott görbáját). A 3. ábra alapján a megbízhatósági tartomány felső határa kb. 2,5 THz.



3.ábra. Illusztráció az időtartománybeli THz-es spektroszkópai mérések megbízhatósági tartományának értelmezéséhez.

7.kérdés: „A 6.2. fejezetben a jelölt írja: „A vastagságok alkalmas beállításával elérhető, hogy a keltett THz-es impulzus energiájának túlnyomó része a kis abszorpciójú köpenyben terjedjen, ...”. Mit ért alkalmas beállításon? (67. old.)”

Az értekezésben bemutatott hullámvezető struktúra döntött impulzusfrontú pumpáló nyalábbal történő gerjesztése során sebességillesztési feltételt kell kielégíteni a jó hatásfokú THz-keltés érdekében. E feltétel teljesítéséhez a magvastagság és az impulzusfront dőlés közül az egyiket szabad paraméternek tekinthetjük. A magvastagság megválasztásának fő szempontja, hogy a keletkezett THz-es sugárzás teljesítményének csupán csekély hányada terjedjen a magban. Szempont ugyanakkor az is, hogy a megmunkálhatóság határánál vastagabb legyen a mag. A 4. ábrán a mag vastagságának függvényében látható a magban terjedő THz-es teljesítmény és a teljes THz-es teljesítmény hányadosa, illetve a sebességillesztés által megkövetelt impulzusfront dőlés szöge. A 4. ábra alapján a 5-20 μm -es magvastagság választás alkalmas beállításnak tekinthető. E választás előnye az is, hogy viszonylag moderált impulzusfront döntést igényel. A köpenyt illetően a mm nagyságrendjébe eső vagy azt meghaladó vastagság szükséges.



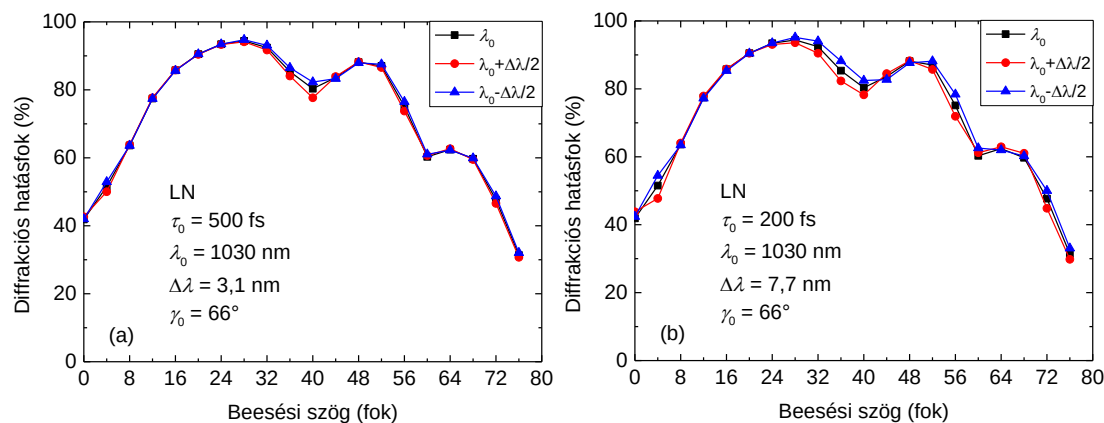
4.ábra. A Si – LiNbO₃ – Si hullámvezető esetén a magban terjedő THz-es teljesítményhányad (bal oldali skála) illetve a szükséges impulzusfront-dőlés (jobb oldali skála) a mag vastagságának függvényében.

8.kérdés: „A szerző sok számításában felhasználja az alkalmazott nemlineáris kristályok törésmutatóját a pumpálás központi hullámhosszán. Ez elfogadható közelítés viszonylag kis sávszélességek esetén. Mennyiben várhatók más eredmények szélessávú pumpáló impulzusok alkalmazása esetén?”

A különféle THz-es sugárforrások optimalizálására vonatkozó levezetésekben az anyagok fázis- és csoport-törésmutatóit valóban a pumpálás λ_0 központi hullámhosszán vettem. A levezetett összefüggések a geometriai jellemzőket (egyres elemek helyei, orientációi), rácsok esetén azok paramétereit adják meg. Véleményem szerint helyesen jártam el a törésmutatók használatával.

A leképező optikát tartalmazó elrendezéseken numerikusan vizsgáltam a leképezési hibák okozta impulzuskiszélesedéseket. E szimulációk tipikusan a majdani megvalósításhoz tervezett kisebb ($\tau_0 = 500$ fs) és nagyobb sávszélességű ($\tau_0 = 200$ fs) pumpálásra vonatkoztak. A szimulációkban az anyagok törésmutatóját természetesen a $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$ hullámhosszakon vettem figyelembe, ahol $\Delta\lambda$ a sávszélesség (FWHM).

Való igaz viszont, hogy a kontaktrács (hibrid sugárforrás) diffrakciós hatásfokát csak a λ_0 központi hullámhosszon vizsgáltam. A bírálói kérdésnek köszönhetően késztetést éreztem arra, hogy megvizsgáljam, hogy a központi hullámhosszra tervezett kontaktrács diffrakciós hatásfoka mennyire eltérő eredményt ad a λ_0 és a $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$ hullámhosszakon. Ehhez a LiNbO₃ alapú hibrid elrendezés kontaktrácsát választottam az optimálisnak ítélt $\gamma_0 = 66^\circ$ -os impulzusfront elődöntés mellett (értekezés 9.1 táblázata, 101. old.). A diffrakciós hatásfokot a mellékelt 5. ábra mutatja a beesési szög függvényében 500 (a) és 200 fs-os (b) impulzushosszakra.



5.ábra. A hibrid típusú impulzusforrás LiNbO₃ kontaktrácsán való diffrakció hatásfoka a pumpálás központi hullámhosszán és a spektrum széleihez tartozó hullámhosszokon 500 (a) és 200 fs (b) impulzushosszak esetén. Az impulzusfront elődöntés mértéke $\gamma_0 = 66^\circ$.

Az 5(b) ábra alapján elmondható, hogy a nagyobb pumpálási sávszélesség esetén a legkedvezőtlenebb konfigurációban (36°-os beesés) is mindössze 6% az eltérés a szélső hullámhosszokon. A THz-keltés szempontjából optimális, 28°-os beesési szög (értékezés 9.1 táblázata, 101. old.) esetén a spektrum széleihez tartozó hatásfok különbség 500 fs-os pumpálás esetén 0,6% (5(a) ábra), 200 fs-os pumpálás esetén pedig 1,5% (5(b) ábra).

Mindezek az eredmények még jobban meggyőzték a tervezett impulzusforrás alkalmazhatóságáról.

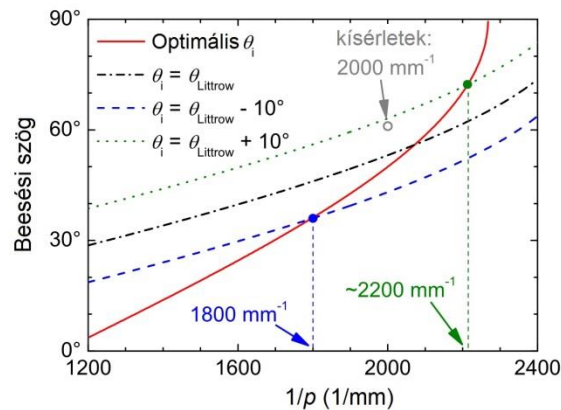
9.kérdés: „A 7.3. fejezetben az optimalizált egylencsés elrendezéssel kapcsolatos szimulációs számítások során említi a jelölt, hogy a feltételezett rács karcolatsűrűsége 1800 1/mm volt, ami közel esett a kísérletekben használt 2000 1/mm-es értékhez. Nem lett volna logikusabb, ha a szimuláció során a valóban alkalmazott rácsparamétert használta volna? (78. old.)”

A 7.3 fejezetben tárgyalt optimalizáció során reflexiós rácsot feltételezek (a hivatkozott kísérletekben szintűgy reflexiós rács szerepel).

A mellékelt 6. ábrán a karcolatsűrűség függvényében láthatjuk az effektív THz keltés által megkívánt optimális beesési szöget (piros folytonos vonal), illetve azt a beesési szöget, melyhez maximális diffrakciós hatásfok tartozik (fekete pontozott-szaggatott vonal). A zöld pontozott és kék szaggatott vonalak közti tartományon a rács diffrakciós hatásfoka elfogadhatóan nagy értékű.

A szimulációk során kézenfekvő lett volna 2000 1/mm-es karcolatsűrűséget feltételezni nem is pusztán azért, mert ilyen szerepelt a kísérletekben, hanem, mert az eredő THz-keltési hatásfok is kb. ennél a karcolatsűrűség értéknél maximális, ugyanis a piros folytonos és a fekete pontozott-szaggatott görbe metszéspontjához kb. 2000 1/mm-es érték tartozik. E metszéspont felel meg ugyanis annak, hogy a rács is a legnagyobb diffrakciós hatásfokon működik (Littrow-geometria), és a THz-es keltés nemlineáris folyamatához is a legkedvezőbb feltétel biztosított. A fekete pontozott-szaggatott görbe pontjaihoz tartozó Littrow-geometriára

reflexiós rács esetén az igaz, hogy a rácsról diffraktálódó nyaláb egybeesik a beeső nyalábbal. Ez THz-keltéshez a gyakorlatban nem megvalósítható elrendezés (nem véletlenül van a kísérleteket reprezentáló szürke pont is távolabb a piros folytonos és fekete pontozott-szaggatott vonalaktól). Ezért választottam olyan rácsot (1800 1/mm), mellyel a 7.3 fejezetben kifejtett optimalizálás Littrow-hoz *közeli* geometriával teljesíthető.



6.ábra. Az értekezés (7.13) egyenlete (78. old.) 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 kísérletekhez használt esetet szürke karika jelzi.

Transzmissziós rácsok esetén természetesen a fenti probléma nem áll fenn, viszont azokkal csak későbbi fejezetekben foglalkoztam.

10.kérdés: „A „Kontaktrács tervezése, a megvalósíthatóság vizsgálata” fejezetben megvizsgálta-e annak lehetőségét, hogy az elrendezéshez szükséges rácsot femtoszekundumos ablációval állítsa elő? Véleménye szerint van-e ennek a technikának realitása? (93. old.)”

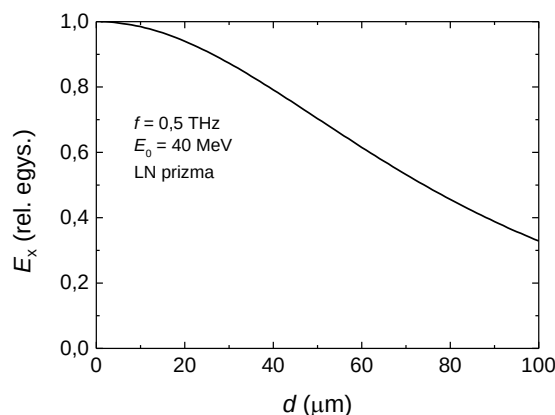
A lézeres ablációs technológia, mint lehetőség röviddel azután felvetődött, ahogy a kontaktrácsos ötlet napvilágot látott. Kezdeményezésünkre a Szegedi Tudományegyetemen történtek is előkísérletek ns-os impulzusokkal. A megmunkálás nem volt tökéletes. Egyrészt a „maratási mélységgel” nem sikerült a kívánt értéket elérni, másrészt a ZnTe kristály elszíneződése volt megfigyelhető, ami arra utalt, hogy bizonyos részekben a tiszta abláción felül olvadás is fellépett.

Rövidebb (a kérdésben felvetett femtoszekundumos) impulzushosszú lézerek alkalmazása reális megoldás lehet az említett problémák orvoslására. E téren nyitottak vagyunk a Szegedi Tudományegyetemmel való együttműködésre a közeljövőben.

11.kérdés: „A 10.2. fejezetben említett evanescens tér milyen geometriai méretekkel rendelkezik, mi lehet a legoptimálisabb távolság a két dielektrikum prizma között a hatékony gyorsítás elérése érdekében? (112. old.)”

A gyorsító (longitudinális) elektromos térkomponens transzverzális koordinátától való függésének jellegét az értekezésbeli 10.7 ábra fekete folytonos görbéje (119. old.) mutatja. A

mellékelt 7. ábrán az értekezésben példaként tárgyalt 40 MeV kezdeti energiájú protonokra optimalizált elrendezés részének közepéhez tartozó gyorsító E_x térkomponens van ábrázolva a rés d szélességének függvényében adott térerősségű beeső nyaláb esetén.



7.ábra. Az evanescens gyorsító szimmetriasíkjához tartozó gyorsító elektromos térkomponens a résszélesség függvényében.

Az optimális résszélesség megválasztásához szempont egyrészt, hogy lehetőség szerint kismértékű legyen a longitudinális térkomponens csökkenése a dielektrikum/levegő határfelület és a rés közepe közt. Másrészt fontos, hogy a rés szélessége igazodjon a részecskenyalábok tipikus méretéhez, és az akadálytalan elhaladást biztosítsa. E szempontok alapján 0,5 THz frekvencián praktikus választás lehet az 50 μm -es résszélesség. Amennyiben szélesebb rés igényeltetik (pl. divergens részecskeforrástól távolabb kell elhelyezni a gyorsító egységet) célszerű kisebb THz frekvenciát választani, mivel a frekvenciával fordított arányban növelhetjük a rés szélességét úgy, hogy a rés közepén a gyorsító térkomponens változatlan maradjon.

Az evanescens tér részecskenyalábbal párhuzamos méretét az optimális gyorsítási hossz határozza meg, ami cm-es nagyságrendű.

Hivatkozások

- [1] J. R. Schwesyg, M. C. C. Kajiyama, M. Falk, D. H. Jundt, K. Buse and M. M. Fejer, „Light absorption in undoped congruent and magnesium-doped lithium niobate crystals in the visible wavelength range” *Appl. Phys. B.* **100**, 109 (2010).
- [2] Y. Kong, S. Liu and J. Wu, „Recent advances in the photorefractive of doped lithium niobate crystals” *Materials* **5**, 1954 (2012).
- [3] P. U. Jepsen and B. M. Fischer, „Dynamic range in terahertz time-domain transmission and reflection spectroscopy” *Opt. Lett* **30**, 29 (2005).

Pál