

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

FIZIKA DOKTORI ISKOLA

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló terahertzes sugárforrások analízise

PhD értekezés

Tokodi Levente

Témavezető:

Dr. Pálfalvi László

egyetemi tanár



PÉCS, 2020

TARTALOMJEGYZÉK

| | |
|---|----|
| 1. BEVEZETÉS | 1 |
| 2. RÖVIDÍTÉSEK | 3 |
| 3. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK | 4 |
| FOLYTONOS SUGÁRZÓK | 4 |
| 3.1. Kvantum kaszkád lézerek..... | 5 |
| 3.2. Hátrahaladó hullám oszcillátor..... | 5 |
| IMPULZUSÜZEMŰ SUGÁRZÓK..... | 5 |
| 3.3. Fotokonduktív antenna..... | 5 |
| 3.4. THz-es impulzuskeltés lézerindukált gáz-plazmában | 6 |
| 3.5. Optikai egyenirányítás..... | 8 |
| 3.6. THz keltés döntött impulzusfrontú gerjesztéssel..... | 14 |
| 3.7. A döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés korlátai..... | 17 |
| 3.8. Pumpáló lézer megválasztása..... | 20 |
| 3.9. Lítium-niobát adalékolása – Fotorefrakció és THz-es abszorpció csökkentése | 21 |
| THZ-ES IMPULZUSOK FELHASZNÁLÁSI TERÜLETEI | 21 |
| DIFFRAKCIÓS RÁCSOK ÖSSZEFOGLALÓJA | 22 |
| 3.10. Diffrakció periodikus struktúrán | 23 |
| 3.11. Diffrakciós rácsok Littrow-konfigurációban..... | 24 |
| IMPULZUSTERJEDÉS DISZPERZÍV KÖZEGBEN, HULLÁMC SOMAGOK FŐBB TULAJDONSÁGAI..... | 27 |
| 4. CÉLKITŰZÉS | 30 |
| 5. ALKALMAZOTT SZOFTVEREK ÉS PROGRAMKÓD..... | 31 |
| SUGÁRKÖVETŐ SZOFTVER - TRACEPRO..... | 31 |
| MATHCAD PROGRAMKÓD | 33 |
| GSOLVER | 35 |
| ALKALMAZOTT SZOFTVEREK KAPCSOLATA | 36 |
| 6. KONVENCIONÁLIS ELRENDEZÉS VIZSGÁLATA, A MÓDSZER ELLENŐRZÉSE | 37 |
| 7. EREDMÉNYEK..... | 40 |
| KÉT LENCSES AFOKÁLIS RENDSZERT TARTALMAZÓ ELRENDEZÉS OPTIMALIZÁCIÓJA | 40 |
| 7.1. Előzmények..... | 40 |
| 7.2. Geometria optimalizálása..... | 41 |
| 7.3. Az elrendezés sugárkövetéses analízise | 45 |
| HIBRID TÍPUSÚ ELRENDEZÉS TERVEZÉSE ÉS VIZSGÁLATA | 50 |
| 7.4. Előzmények..... | 50 |
| 7.5. Kontaktrács diffrakciós határfokának maximalizálása..... | 52 |
| 7.6. Leképezés optimalizálása és az HTPF sugárkövetéses analízise | 54 |
| TERAHERTZ KELTÉSÉNEK LEHETŐSÉGE LÍTIUM-TANTALÁTBAN..... | 59 |
| 7.7. Előzmények; Lítium niobát és lítium tantalát összehasonlítása | 59 |
| 7.8. LT kristály vizsgálata..... | 60 |
| 7.9. LT alapú HTPF THz-es sugárforrás tervezése és vizsgálata..... | 62 |

| | |
|--|----|
| 7.10. Kezdeti, impulzusfront-döntő rács optimalizációja..... | 65 |
| LÉPCSŐS-RÁCS ALAPÚ HIBRID THZ-ES FORRÁS FEJLESZTÉSE | 67 |
| 7.11. Előzmények..... | 67 |
| 7.12. Transzmissziós lépcsős-rács felületű kristály THz keltéshez..... | 68 |
| 7.13. Leképezési hiba hatásának vizsgálata sugárkövetéses analízissel..... | 70 |
| 8. ÖSSZEFOGLALÁS | 72 |
| TÉZISPONTOK | 73 |
| 9. SUMMARY | 75 |
| NEW SCIENTIFIC RESULTS (THESIS POINTS)..... | 78 |
| 10.KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS | 80 |
| 11.SAJÁT PUBLIKÁCIÓK | 81 |
| AZ ÉRTEKEZÉSHEZ KAPCSOLÓDÓ, REFERÁLT FOLYÓIRATBAN MEGJELENT PUBLIKÁCIÓK | 81 |
| ELŐADÁSOK ÉS POSZTEREK..... | 82 |
| 11.1. Referált folyóiratban megjelent, fel nem használt egyéb publikációk..... | 82 |
| 12.IRODALOMJEGYZÉK | 83 |
| 13.FÜGGELÉK | 92 |
| A TERAHERTZES SUGÁRZÁS DETEKTÁLÁSI MÓDSZEREI | 92 |
| 13.1. Bolométerek..... | 92 |
| 13.2. Piroelektromos szenzorok | 93 |
| 13.3. Elektrooptikai mintavételezés | 93 |

„Mindenki elérhet valamit, ha kellő erővel próbálkozik.”

Stephen Hawking (ford.: Dr. Both Előd)

1. Bevezetés

A THz-es sugárzás (0,1 THz – 10 THz) az elektromágneses spektrumon a néhány század millimétertől néhány milliméteres (0,03–3 mm) hullámhosszúságú tartományba esik. Ez a terület sokáig a sugárforrások hiányában kiaknázatlan volt, csupán THz-résként volt emlegetve a tudományokban a mikrohullámok és az infravörös tartomány között.

A THz-es fizika és a THz-es források intenzív fejlődése bő 30 éve, az 1980-as évek közepétől, illetve az 1990-es évek elejétől indult meg igazán, a lézer alapú THz idő-domén spektroszkópia kifejlődése után [1]. Az ilyen spektroszkópiai rendszerben ultrarövid optikai fényimpulzusokat frekvencia konverzióval egy emitter segítségével THz-es sugárzássá alakítják át, mely sugárzást különböző minták vizsgálatára alkalmazzák.

Reflexiós THz-es spektroszkópiát alkalmaznak manapság például fémeket tartalmazó festékek azonosítására műtárgyaknál, de a gyógyszer- és élelmiszeriparban is széleskörben alkalmazzák a minták érintkezésmentes és nem-destruktív vizsgálatára. Hétköznapjaink során az egészségügyben használják például bőrfelszíni elváltozások, (melanóma, égési sérülés) illetve fogszuvasodás diagnosztizálásánál [2-4]. Ezeknél a vizsgálatoknál fontos megemlítenünk, hogy ez a fajta sugárzás az úgynevezett nem-ionizáló sugárzások közé tartozik, szemben például a röntgensugárzással, tehát az ilyen vizsgálatok nem okoznak a mintában további elváltozást. Azonban kifejezetten fontos említést tenni arról a tényről, hogy a THz-es sugárzásra nézve a víz, (ebből következően a pára, a levegő nedvességtartalma) nagyon jó elnyelő közegként viselkedik, ami jól láthatóan a fenti vizsgálati/felhasználási területeknek némileg határt szab. További kiemelendő felhasználási terület a biztonságtechnika, például repterek biztonsági átvilágító kapuinál [5] illetve csomagátvilágító berendezéseknél is egyre több helyen találkozhatunk THz-es képalkotáson alapuló berendezésekkel. Az ilyen berendezések fontos előnye a már említett nem-ionizáló jelleg és a jó térbeli felbontás mellett, hogy a THz-es képalkotással jól felismerhetőek különböző robbanószerkezetek, kábítószerek, illetve az antrax spórái is a csomagolás felbontása nélkül. Hátrányuk azonban, hogy a kicsi behatolási mélység miatt a testüregekben található-csempészett objektumokat nem mutatják ki.

Egy különlegesebb felhasználási lehetőség a THz-es sugárzás alkalmazására az elektromosan töltött részecskék utógyorsítása, mellyel a hadronterápiában tölthet be fontos szerepet.

Manapság THz-es impulzusokat rutinszerűen állítanak elő femtoszekundumos lézerimpulzusok optikai egyenirányításával nemlineáris-optikai kristályokban és félvezetőkben világszerte alacsonytól ($\sim 0,1\text{--}2$ THz) középfrekvenciákig ($\sim 2\text{--}20$ THz). Az eddigi legmagasabb energiákat és térerősségeket [6-8] a dolgozatban tárgyalt döntött impulzusfrontú módszerrel, lítium-niobát kristályban érték el.

Jelen értekezésemben a Pécsi Tudományegyetem Fizikai Intézet PhD hallgatójaként végzett munkámat kívánom bemutatni, mely az intézet világszerte alkalmazott terahertz (THz) keltési eljárásainak, kifejezetten a nem-kollineáris gerjesztésű – döntött impulzusfrontú módszerrel generált kvázi egy-ciklusú THz-es impulzusforrásainak sugárkövetéses vizsgálata.

A következő, rövidítéseket tartalmazó fejezet után a THz-es források fontosabb típusairól fogok beszélni. Értekezésemben a THz-es impulzusok keltésében jelentősen résztvevő hatásokkal foglalkozom, ezért részletesebben egyes impulzussugárzókat fogok bemutatni, majd a THz keltésének módszereivel fogok foglalkozni. A döntött impulzusfrontú módszernél hagyományosan optikai rácsok szögdiszperzját használják ki az impulzusfront megdöntéséhez, ezért a fejezetet a diffrakciós rácsok, és hullámcsomagok főbb tulajdonságainak rövid, elméleti tárgyalásával zárom. Az ezt követő fejezetben motivációimról esik szó, majd a módszerek tárgyalása után, négy alfejezetben ismertetem a kutatócsoportban elért kutatási eredményeimet. A dolgozatot összefoglalómmal és az azt követő tézispontjaimmal, valamint a saját eredményeket alátámasztó publikációs listával és irodalomjegyzékkel zárom. Függelékben a dolgozathoz szervesen nem kapcsolódó, ám a területen fontos detektálási módszereket mutatom be.

2. Rövidítések

A doktori értekezés megírása során használt rövidítéseket és szimbólumokat jelentésükkel az alábbi táblázatban láthatjuk, melyeket igyekeztem a dolgozat végéig konzisztensen alkalmazni. Ha adott szimbólumnak valahol más jelentése van, azt a szövegben, vagy ábrán jelezni fogom.

| | |
|-----------------------------|--|
| THz | terahertz |
| NLK | nemlineáris kristály/közeg |
| LN | lítium-niobát (LiNbO_3) |
| LT | lítium-tantalát (LiTaO_3) |
| CG | kontaktrács (angol <i>contact grating</i> szóból) |
| NIR | közeli infravörös (angol <i>near-infrared</i> szóból) |
| ps | pikoszekundum |
| fs | femtoszekundum |
| c_0 | fény vákuumbeli sebessége |
| γ | impulzusfront dőlése kristályban |
| γ_0 | impulzusfront elődöntése közvetlenül a kristály előtt a levegőben |
| Ω | THz-es tartományon lévő frekvencia |
| ω | pumpálási (optikai) tartományon lévő frekvencia |
| τ_0 | transzformációlimitált impulzushossz |
| θ_i | beesési szög |
| θ_d | diffrakció szöge |
| p | rácsállandó |
| δ | kristály ékszöge |
| η | adott rendbe diffraktált hatásfok |
| λ_0 vagy ω_0 | pumpálás központi hullámhossza vagy frekvenciája |
| λ_{\min} | pumpáló impulzus spektrális tartományának (FWHM) alsó hullámhossz értéke |
| λ_{\max} | pumpáló impulzus spektrális tartományának (FWHM) felső hullámhossz értéke |

3. Tudományos előzmények

A távoli infravörös – avagy THz-es – sugárzásról beszélünk, ha az adott elektromágneses sugárzás frekvenciája a 10^{11} és 10^{13} Hz közötti intervallumba esik, mely az infravörös- és a mikrohullámok tartományai között helyezkedik el. Az 1 THz frekvenciájú sugárzás (10^{12} Hz) hullámszámban $k = 33,3 \text{ cm}^{-1}$, hullámhosszban $\lambda = 300 \text{ }\mu\text{m}$ -nek, valamint periódus időben 1 ps-nak felel meg. Ezeken a frekvenciákon 1970-ben már ugyan léteztek források, azonban ezek keltési hatásossága igen alacsony volt, illetve közel egy-ciklusú források – anyagok-, minták vizsgálatára – megjelenését az 1980-as évekre datálhatjuk [9-11]. Manapság egyre nagyobb a tudományos érdeklődés az extrém-nagy intenzitású THz-es impulzusok, illetve előállításuk iránt, hiszen olyan egzotikus felhasználási területek nyíltak meg korábbi tudományos eredményeknek köszönhetően, mint a részecskegyorsítás asztali méretekből [12], valamint a hadronterápia, mely ígéretes alternatív kezelés a daganatos megbetegedéseknél [13] (itt a nagy-energiájú THz-es impulzusok evanescens terét használják ki protonok utógyorsítására, mellyel elérhető a rákos daganatok célzott kezelése). A hadronterápia során a rákos sejteket nagyenergiájú ionokkal bombázzák elpusztítva azokat, így szelektívebb kezelés érhető el a szélesebb körben alkalmazott kobaltágyús sugárterápiához képest [13]. A γ -sugárzás exponenciális jellegű lencsengéséhez képest itt az ionok az energiájuk által meghatározott mélységben nyelődnek el, így elérve a mélyszöveti rákos sejteket. Az ilyen berendezésekhez szükséges részecskegyorsítók általában lineáris gyorsítók vagy ciklotronok, melyek mérete igen nagy is lehet.

Az alkalmazott THz-es sugárzás keltési eljárásokat többféle módon csoportosíthatjuk. Lehet a keltett sugárzás típusa szerint impulzus-, vagy folytonos THz sugárzás keltés, illetve lehet a keltési eljárás alapján besorolni, hogy az adott módszer milyen fizikai alapokon nyugszik.

Folytonos sugárzók

Az értekezéshez nem kapcsolódó folytonos sugárzók alkalmazása leginkább spektroszkópiában kiemelkedő (pl: kvantum kaszkád lézerek), illetve olyan képalkotó rendszereknél, ahol jó térbeli felbontás a cél (pl: hátrahaladó hullám oszcillátor). Ezeken kívül a THz-es spektrum teljes tartományában találhatóak más források: szabadelektron lézer, távoli infravörös gázlézer, p-germánium lézer [14].

3.1. Kvantum kaszkád lézerek

A kvantum kaszkád lézerek (QCL) működése az alagúteffektuson alapul egymáshoz csatolt kvantumárok között. Két árok közötti alagúteffektus létrejöttének kritériuma, hogy ez a két elemből álló rendszer azonos energiaszintekkel rendelkezzen, mely energiaszintek szabályozhatóak a rétegvastagsággal, illetve az eszközre kapcsolt feszültség megválasztásával. Egy periódus esetén az elektronok a legkisebb energiaszinten felhalmozódnának, ennek megakadályozására egymás után több kvantumárokot kapcsolnak, mellyel biztosítható a magasabb energiaszinteken a populációtöbbletet. A QCL-ek könnyen hangolhatóak és keskeny sávszélességűek

3.2. Hátrahaladó hullám oszcillátor

A haladóhullámú elektroncsövek családjába tartozó, alacsony frekvenciájú THz-es sugárzás előállítására alkalmas eszköz a hátrahaladó hullám oszcillátor [15, 16]. A sugárzás egy intenzív elektronnyaláb és egy hátrafelé haladó elektromágneses sugárzás kölcsönhatása révén jön létre. Az eszköz fő alkotóelemei az anód és a katód, melyekre egyenfeszültséget kapcsolva létrejön közöttük az intenzív elektronnyaláb, valamint másik főbb része egy periodikusan ismétlődő fém struktúra, mely az elektromos mező modulációjáért felelős. Ennek a modulációnak a hatására az elektronok csomósodnak, mely a periodikus struktúra felületén hullámokat kelt. A keltett hullámok és az elektronnyaláb kölcsönhat egymással, és ha az elektronnyaláb sebessége megegyezik a keltett hullámok fázissebességével, koherens elektromágneses sugárzást kapunk [14]. A keltett sugárzás frekvenciája hangolható az elektronok sebességével, mely a csomósodás gyakoriságát határozza meg.

Impulzusüzemű sugárzók

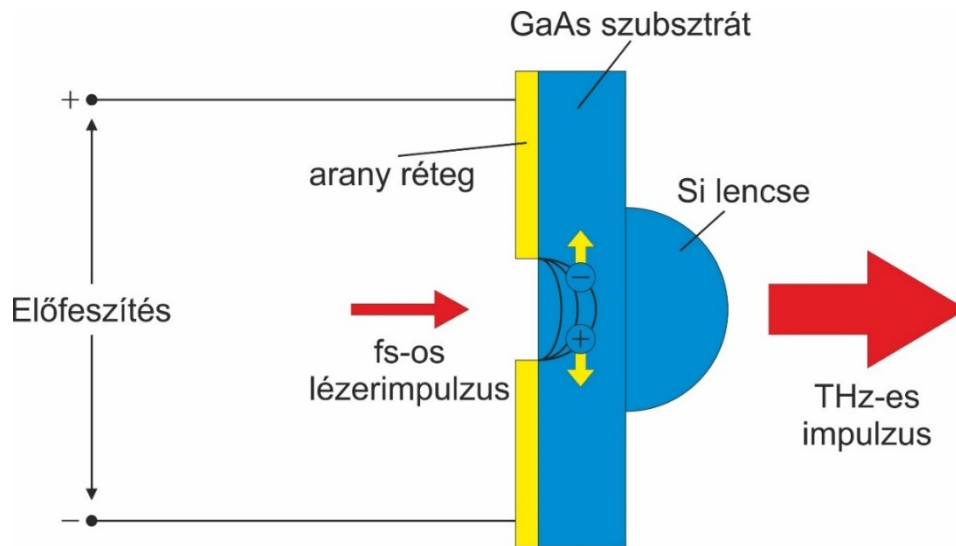
3.3. Fotokonduktív antenna

Az egyik első, lézerimpulzusok felhasználásával történő THz generátor eszköz a fotovezető antenna, melyek kis átlagteljesítményűek és mindössze néhány μJ impulzusenergiájú THz-es impulzust tudnak keltetni. Ezek az eszközök egy általában GaAs (gallium arzenid) félvezető anyagból készült hordozó felületből és rápárolgatott többnyire arany elektródapárból állnak, melyeket úgy alakítanak ki, hogy közöttük néhány tíz mikrométer nagyságú rés legyen (lásd: 3.1. ábra). Terahertzes impulzus előállításához ezt az elektródapárt sztatikusan előfeszítik és a köztük lévő rést fs-os lézerimpulzussal világítják meg, ami a félvezető rétegben szabad töltéshordozók keltődnek. Az előfeszítés néhány kV/cm-es elektromos teret hoz létre a

kapcsolón, aminek hatására az impulzus által keltett töltéshordozók gyorsulnak, ezáltal THz-es frekvenciatartományba eső koherens elektromágneses sugárzást keltenek, melynek térerőssége

$$E_{THz} \propto \frac{d^2 J}{dt^2}, \quad (3.1)$$

ahol J az áramsűrűség [17].



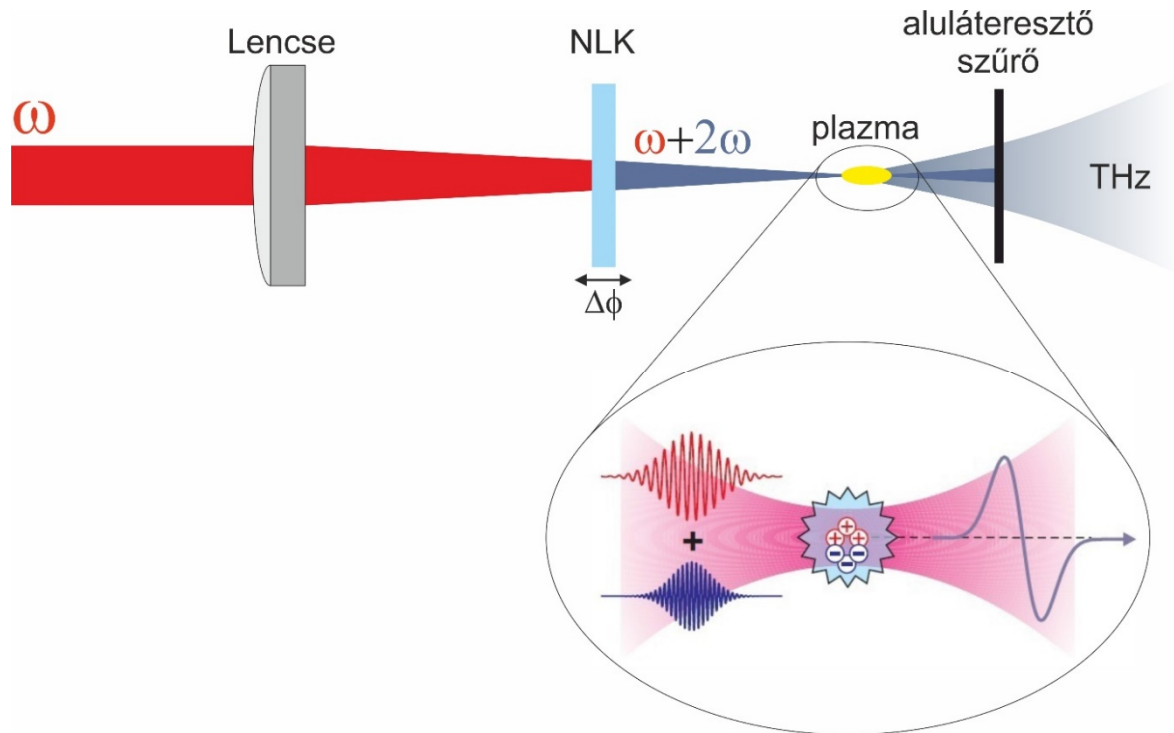
3.1. ábra - Fotovezető kapcsoló működésének sematikus ábrája

Ezeket az eszközöket tipikusan lineáris THz-es spektroszkópiában alkalmazzák, illetve detektorként is használhatók, a kapcsoló elektródáin feszültség mérhető, amikor az elektródák közötti résre a lézerpulzuson kívül THz-es impulzus is érkezik.

3.4. THz-es impulzuskeltés lézerindukált gáz-plazmában

A nagy térerősségű THz-es impulzusok előállításának egy nagyon ígéretes alternatív lehetősége a néhány tíz μJ impulzusenergiájú fs-os lézernyaláb ionizálható gáz közegbe történő fókuszálása [18-20]. Ez az optikai lézernyaláb, amennyiben a küszöbintenzitása eléri, illetve meghaladja a fókuszban a néhány TW/cm^2 -es nagyságrendet, gáz-plazmát kelt, melyben a gerjesztő nyaláb sugárirányú intenzitásgradiense által keltett ponderomotoros erő hatására a töltéshordozók (elektronok) sugárirányban gyorsulni kezdenek, és ezen gyorsuló elektronok keltik a kúpszerű THz-es teret. Ilyen sugárzást először 1993-ban TW-os lézerral sikerült előállítani Hamsternek és munkatársainak [19]. Az így keltett THz-es térerősség azonban tovább növelhető, a fotovezető kapcsolók fejezetben már bemutatott statikus előfeszítés alkalmazásával, illetve nemlineáris közeg, avagy nemlineáris effektus kiaknázásával, mely manapság erre az egyik leggyakoribb módszer [21, 22]. Egy ilyen tipikus elrendezést láthatunk

a 3.2 ábrán. Az ω központi frekvenciájú lézerpulzust egy leképező optika segítségével lefókuszáljuk a gázba, hogy létrejöjjön a plazma, azonban a fókusz előtt elhelyezve egy NLK-t, előállítjuk a pumpálás központi frekvenciának a kétszeresét. Az így kialakuló kétszínű elektromos tér aszimmetrikus áramot kelt a plazmában, és a korábbiakban említett módon (gyorsuló töltéshordozók) létrejön a THz-es sugárzás. Azonban ehhez finomhangolni kell a relatív fázist a pumpa központi frekvenciája és a keltett másodharmonikus között, melyet általában a NLK mozgatásával (pumpálás terjedési iránya mentén) lehet megtenni.



3.2. ábra - Fényindukált gáz-plazmában való THz keltési elrendezés sematikus ábrája. A rajzon látható $\Delta\phi$ reprezentálja a pumpa impulzus központi frekvenciája és a keltett másodharmonikusa közötti relatív fázist, mely a NLK finom mozgatásával hangolható [23].

Keltő közegként általában nemesgázokat – úgy, mint Kr (kripton) vagy Xe (xenon) – alkalmaznak, mely gázok nyomásának precíz szabályzásával a keltés hatásossága növelhető. Az egyik nagy előnye ennek a módszernek a keltő közeg (ez esetben gáz) roncsolási küszöbének gyakorlatilag végtelen mivolta, hiszen a gázt folyamatosan cseréljük, továbbá szintén előny a keltett THz-es sugárzás sáv szélességének csak a pumpáló lézerpulzus impulzushosszától való függése, mely a sáv szélesség jó beállíthatóságát biztosítja. Ilyen THz-es sugárforrásokat többnyire olyan spektroszkópiai vizsgálatoknál alkalmazzák, ahol a nagy sáv szélesség fontos.

3.5. Optikai egyenirányítás

Napjaink egyik kiemelt fontosságú, THz-es impulzus generálási módszere a nemlineáris optikai folyamatokon alapuló optikai egyenirányítás. Itt az anyag, a megvilágító fényre adott válaszát használják ki. Pontosabban az anyagban a pumpáló impulzus által keltett nemlineáris polarizációt. A következőkben olvasható nemlineáris optikai egyenletek, formulák és levezetések részletezve megtalálhatóak közismert szakirodalmakban [14, 24-26].

Amikor egy diszperzív médiumba lézernyalábot csatolunk be, a polarizációs függvény a következőképpen írható le:

$$\begin{aligned} P(t) &= P_L(t) + P_{NL}(t) = \\ &= \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \dots \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

ahol ϵ_0 a vákuum permittivitása, $P_L(t)$ a lineáris, $P_{NL}(t)$ pedig a nemlineáris tagot reprezentálja, mely utóbbi a (3.2) egyenletben is látható módon felbontható másodrendű, harmadrendű, illetve magasabb rendű tagok összegére. Az egyes tagokhoz tartozó $\chi^{(i)}$ nem más, mint az adott rendhez tartozó lineáris, (elsőrendű – $\chi^{(1)}$), illetve nemlineáris szuszceptibilitás (másodrendű – $\chi^{(2)}$). Ezen szuszceptibilitás, illetve szuszceptibilitás tenzor elsőrendű perturbációs elmélet segítségével történő részletes levezetését lásd B. D. Guenther - Modern Optics második, bővített kiadásának nemlineáris optikát tárgyaló fejezetében, illetve a közvetlenül hozzá tartozó függelékben [26].

Az optikai egyenirányítás a másodrendű nemlineáris folyamatok közé tartozik. Annak érdekében, hogy teljesebb képet kapjunk ezekről a folyamatokról tételezzük fel, hogy van két, egymástól különböző ω_1 és ω_2 központi frekvenciákon működő pumpáló lézernyaláb. A két nyaláb ugyanabban az izotróp közegben

$$c_1 = \frac{c_0}{n(\omega_1)} \text{ és } c_2 = \frac{c_0}{n(\omega_2)}$$

fázissebességgel halad, ahol $n(\omega_1)$ és $n(\omega_2)$ az anyag, adott frekvenciájú fényre vonatkozó törésmutatója, valamint a két nyaláb elektromos tere pedig:

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_1 e^{(-i \omega_1 t)} + \text{c.c.} \\ E_2(t) &= E_2 e^{(-i \omega_2 t)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Ha az így leírt különböző frekvenciájú nyalábokat egy médiumba csatolunk be, azok elektromágneses hullámokra ható nemlineáris polarizáció miatt különböző effektusokat eredményeznek. A polarizációs függvény így a két nyalábra:

$$P_{NL}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \left[E_1^2 e^{-i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + \text{c.c.} \right] + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \left[E_1 E_1^* + E_2 E_2^* \right], \quad (3.4)$$

ahol az egyes tagok különböző másodrendű nemlineáris optikai hatásokért felelősek. A szögletes zárójelben lévő első két tag a másodharmonikus keltésért- (röviden SHG, az angol *second harmonic generation* kifejezésből), majd ezt követi az összegfrekvencia keltésért-, (röviden SFG, az angol *sum-frequency generation* kifejezésből), végül a különbségi frekvencia keltésért felelős tag (röviden DFG, az angol *difference-frequency generation* kifejezésből). A különálló tag az optikai egyenirányításért felelős (röviden OR, az angol *optical rectification* kifejezésből), mely nevezhető a különbségi frekvencia keltés egy speciális esetének is, aminél csupán egyetlen fs-os lézerimpulzus spektrális komponensei vannak jelen, és a különbségi frekvencia keltés ezen komponensek között jön létre. Azonban mindezen hatások közül nem valósul meg egyszerre az összes, hiszen sértené mind az energia-, mind pedig az impulzusmegmaradás törvényét. Az úgynevezett fázisillesztés megfelelő beállításával azonban eldönthető, melyik effektus realizálódjon a közegben.

Optikai egyenirányítással történő THz-es impulzus generálásánál a pumpáló fs-os impulzus által keltett nemlineáris polarizáció a következőképpen számolható:

$$P_{NL}(\Omega) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \int_0^\infty A(\omega + \Omega) A^*(\omega) d\omega, \quad (3.5)$$

ahol $A(\omega)$ a keltő elektromos tér komplex amplitúdója, ω az optikai-, Ω pedig a keltett THz-es impulzus frekvenciája. Egy kijelölt z irányban terjedő THz-es impulzus tere generátor médiumban a közeg THz-re vonatkozó abszorpcióját is figyelembe véve

$$\frac{\partial E(\Omega, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \alpha(\Omega) E(\Omega, z) - \frac{i\mu_0 \Omega c_0}{2n(\omega)} P_{NL}(\Omega, z) e^{-i\Delta k z} \quad (3.6)$$

mely esetben az egyenlet jobb oldalán lévő első tag leírja az anyag abszorpciója ($\alpha(\Omega)$) által okozott veszteséget, a második tag pedig a nemlineáris polarizációból eredő nyereséget. A formula végén található exponens tagban feltüntetett Δk az úgynevezett fáziskülönbség, mely

kardinális szerepet játszik magára az optikai egyenirányítás hatásosságára nézve is. Ez magától értetődően akkor lesz maximális, ha

$$\Delta k = k(\Omega) + k(\omega) - k(\Omega + \omega) = 0. \quad (3.7)$$

Ha optikai egyenirányítással THz-es sugárzás előállítása a cél, könnyen belátható, hogy mivel $\Omega \ll \omega_0$, a (3.7) egyenlet közelítést alkalmazva:

$$\begin{aligned} \Delta k(\Omega) &\cong k(\Omega) - \Omega \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0}, \\ &\cong \frac{\Omega}{c_0} [n(\Omega) - n_{cs}(\omega_0)] \end{aligned} \quad (3.8)$$

ahol ω_0 a pumpálás központi frekvenciája, $n(\Omega)$ a médium fázistörésmutatója a (keltett) THz-es sugárzásra, $n_{cs}(\omega_0)$ pedig a közeg csoporttörésmutatója pumpáló impulzus frekvenciáján. Avagy egyszerűbben a fázisillesztés felírható úgy, mint a keltendő (THz-es) sugárzás fázissebességének és a pumpáló optikai lézimpulzus csoportsebességének egyenlőségeként:

$$v(\Omega) = v_{cs}(\omega_0) \quad (3.9)$$

Ebből könnyen belátható, hogy olyan nemlineáris anyagoknál, mely pumpálási tartományon vett csoporttörésmutatója megegyezik (vagy közel megegyezik) az előállítandó THz-es frekvencián vett fázistörésmutatójával, a kollineáris fázisillesztés automatikusan teljesül és – amennyiben elhanyagoljuk a THz-es tartományra vonatkozó anyagi diszperziót – a THz-es impulzus elektromos terét egyedül a pumpáló impulzus burkolójának időbeli deriváltja fogja csak meghatározni [27], mely Gauss burkolójú optikai nyalábok esetében egyciklusú (vagy kvázi-egyciklusú) THz-es impulzusokat fog eredményezni, ami a felhasználás szempontjából kiemelkedő fontossággal bírhat.

Tökéletes fázisillesztés esetén ($\Delta k = 0$), síkhullámot feltételezve az optikai-THz átalakítási hatásosság kiszámításához adódik a képlet, melyet a (3.6) egyenletből levezetve kaphatunk meg a pumpa és a keltett THz-es sugárzás energiasűrűségéből [28, 29]:

$$\eta = \frac{2\Omega^2 d_{eff}^2 L^2 I}{\epsilon_0 n^2(\omega) n(\Omega) c_0^3} e^{[-\alpha(\Omega)L/2]} \frac{\sinh^2 \left[\alpha(\Omega) L/4 \right]}{\left[\alpha(\Omega) L/4 \right]^2}, \quad (3.10)$$

ahol L az interakció (vagy közeg) hossza, d_{eff} a nemlineáris optikai együttható effektív értéke (mely általában direkt mérésekből kapható meg), I pedig a pumpáló lézer intenzitása. A keltés lehetséges hatásosság maximumának meghatározásához a (3.10) egyenlet nagy abszorpciót feltételezve ($\alpha(\Omega) \cdot L \gg 1$) a következőt adja:

$$\eta \propto \frac{8I d_{eff}^2 \Omega^2}{\epsilon_0 n_{cs}^2(\omega) n(\Omega) c_0^3 \alpha(\Omega)^2} \quad (3.11)$$

A nemlineáris optikai együttható effektív értékét az ismert összefüggéssel meghatározhatjuk, [30]:

$$d_{eff} = -\frac{n(\omega)^4 r}{4}, \quad (3.12)$$

azonban ehhez szükséges a kérdéses médium elektrooptikai tenzorának megfelelő eleme, melyet itt r -rel jelöltünk. A gyakorlatban szokás a THz generátor kristályok és anyagok kvantitatív összehasonlításának céljából egy újabb értéket bevezetni, mely csak jósági tényezőnek, avagy FOM-nek (az angol *Figure of merit* szóból) nevezünk. Ezt az értéket a következőképp adhatjuk meg:

$$FOM_{SA} = \frac{d_{eff}^2}{n^2(\omega) n(\Omega) \alpha^2(\Omega)} \quad (3.13)$$

$$FOM_{WA} = \frac{d_{eff}^2}{n^2(\omega) n(\Omega)}, \quad (3.14)$$

mellyel a médium azon tulajdonságára adhatunk mérőszámot, hogy a kívánt keltendő frekvencia előállítására mennyire lesz effektív. A két egyenlet közül erős abszorpció ($\alpha_{THz} > 1$) esetén a (3.13), míg gyenge abszorpció ($\alpha_{THz} \leq 1$) esetén a (3.14) formulát alkalmazzuk.

A 3.1. Táblázatban összegyűjtve láthatunk néhány széles körben használt, THz-es impulzusok előállítására alkalmas anyagot és azok tulajdonságait. A paraméterek mindegyik anyagtípusnál a Ti:Zafír lézerekre jellemző, tipikusan 800 nm-es központi hullámhosszra, illetve a terahertzes tartományon vett fázistörésmutató, illetve abszorpció 1 THz-en lettek mérve [31].

| anyag | r (pm/V) | d_{eff} (pm/V) | $n_{fázis}^{pump.}$ | $n_{cs}^{pump.}$ | $n_{fázis}^{THz}$ | α_{THz} (cm ⁻¹) | FOM |
|-------|------------|------------------|---------------------|------------------|-------------------|------------------------------------|-------|
| GaAs | 1,43 | 65,6 | 3,68 | 4,18 | 3,61 | 0,5 | 87,9 |
| GaP | 0,97 | 24,8 | 3,18 | 3,57 | 3,34 | 1,9 | 5,04 |
| ZnTe | 4,04 | 68,5 | 2,87 | 3,31 | 3,17 | 1,3 | 106,4 |
| LT | 30,5 | 161,4 | 2,145 | 2,22 | 6,42 | 46 | 0,4 |
| LN | 30,9 | 167,8 | 2,159 | 2,23 | 5,16 | 16 | 4,6 |
| DAST | 77 | 617,6 | 2,38 | 3,31 | 2,4 | 150 | 1,2 |

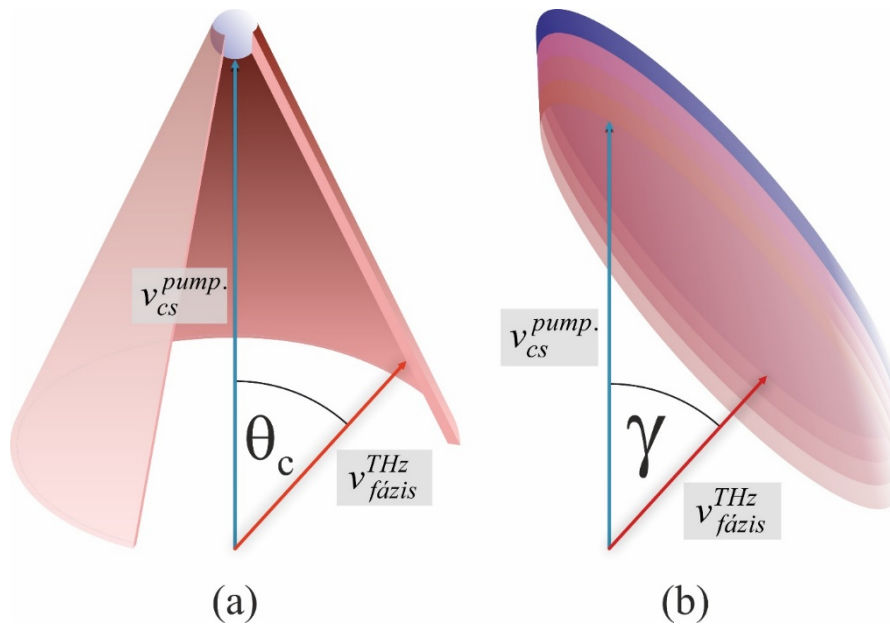
3.1. Táblázat – Terahertz keltés szempontjából a fontosabb anyagok és optikai paraméterei 800 nm pumpálási hullámhossz és 1 THz esetén

Ahogy azt a táblázatból is jól látszik bizonyos anyagoknál (pl: GaP, ZnTe) a pumpálás tipikus hullámhosszán és a keltendő THz-es frekvencián mért, a fázisillesztésben szerepet játszó törésmutatók igen közel vannak egymáshoz, tehát logikusan következik, hogy a fázisillesztés automatikusan teljesül, tehát ilyen anyagokban a kollineáris – avagy egyenes irányú – gerjesztés elérhető. Azonban ezek az anyagok általában jóval alacsonyabb nemlinearitással rendelkeznek, mely viszont az intenzív, nagy-energiájú THz-es impulzusok előállításában kardinális. További hátrányuk, hogy félvezető mivoltukból adódóan a tiltott sáv szélességük igen keskeny, ezért a kétfotonos abszorpció jelenségének elkerülése érdekében pumpálásként – nehezen hozzáférhető – ~2 μm központi hullámhossz környékén működő lézere van szükség, hogy nagy-energiájú THz-es impulzusokat állíthassunk elő [32].

A táblázatban összegyűjtött anyagok közül ígéretes jelöltek ezen területen a lítium-niobát és lítium-tantalát (LiNbO_3 és LiTaO_3) melyek kiemelkedően nagy effektív nemlineáris együttthatókkal rendelkeznek, és esetükben pumpálásként alkalmazhatóak a könnyen hozzáférhető, tipikusan 0,8 μm és 1,03 μm környékén működő lézerek, mivel csak a háromfotonos- vagy magasabb rendű abszorpció jelentős. Azonban ezen anyagoknál a fázisillesztés komoly nehézségbe ütközik, hiszen mindkét kristály esetén a pumpálás központi frekvenciáján vett csoport- és a keltendő THz-es frekvencián vett fázistörésmutatók között extrém nagy különbség van. Ennek megoldására később egy elterjedt módszerré vált, a dielektrikumban relativisztikus sebességgel mozgó töltött részecske sugárzásához hasonló, az úgynevezett Cherenkov-típusú gerjesztési módszer. Ennél az eljárásnál a részecske által kibocsájtott sugárzás a pumpálással θ_c szöveget bezáróan terjed kúp-szerűen a térben (3.3. ábra (a) része) [33], így eleget téve a

$$v_{\text{fázis}}^{\text{THz}} = v_{\text{cs}}^{\text{pump}} \cdot \cos \theta_c \quad (3.15)$$

fázisillesztésnek [11].



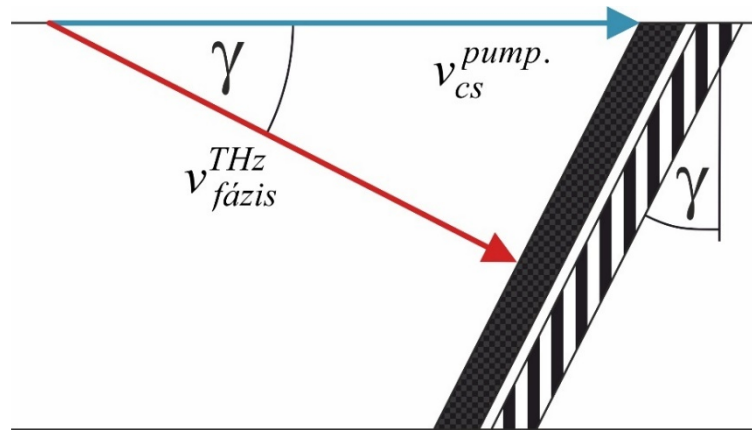
3.3. ábra - Cherenkov-típusú THz-keltési geometria vázlat (a), illetve a nem-kollineáris fázisillesztésre kínált alternatív megoldás vázlatos rajza (b) [34].

Ezzel a keltési módszerrel sikeresen keltettek ps-os, kvázi egyciklusú THz-es impulzusokat LT-ban [35] majd LN-ban is [36], melyek mintegy 10 V/cm elektromos térerősséggel rendelkeztek, alkalmassá téve őket lineáris THz-es spektroszkópai felhasználásra. Azonban a Cherenkov-típusú módszer komoly hátránya maga a terjedés kúpszerű mivolta, mely miatt a felhasználása komoly nehézségeket okozott, továbbá a keltés hatásossága is igen alacsony volt. Ennek megoldásként kínálkozott Stepanov és munkatársai [33] által javasolt módosítás, hogy a korábbi gömbi lencse helyett azt cilindrikus lencsére cserélve a pumpáló nyalábot gyakorlatilag egy vonallá fókuszálták, amivel (3.3. ábra – (b) része) komoly előrelépés nyílt meg a THz-es impulzusok generálásában. A módszerrel 2 μJ pumpáló impulzusokkal sztöchiometrikus LN kristályban 35 pJ energiájú THz-es impulzust sikerült előállítaniuk.

Összegezve, olyan THz keltésére alkalmas anyagoknál, ahol a pumpáló lézerimpulzus központi hullámhosszán adódó csoport-, és a keltendő THz-es frekvencián lévő fázistörésmutató megegyezik (vagy nagyon közeli a két érték egymáshoz), kollineáris fázisillesztés könnyedén megoldható, azonban sajnos a kimagaslóan jó nemlineáris optikai tulajdonságokkal bíró médiumoknál (pl: LN, LT), ezen optikai paraméterek közötti extrém nagy különbség miatt a fázisillesztés komoly akadályba ütközik, megvalósítása igen nehézkes/körülményes volt csupán.

3.6. THz keltés döntött impulzusfrontú gerjesztéssel

Az eddigiekben tárgyaltuk a félvezetőkben (ZnTe, GaP) könnyen elérhető fázisillesztést kollineáris geometriában, illetve részben szót ejtettünk a nagyon jó nemlinearitással rendelkező kristályokban történő fázisillesztés problematikájáról is, miszerint csupán nem-kollineáris módon, igen körülményesen oldható meg az optikai egyenirányítással történő THz-es impulzusfeltételhez kritériumként megszabott fázisillesztés. Erre egy igen kreatív megoldásként született meg 2002-ben a Pécsi Tudományegyetemen Hebling János és munkatársai által: az úgynevezett döntött impulzusfrontú gerjesztés (TPF az angol *tilted-pulse-front* szóból) [34]. A módszerben lényegében a pumpáló lézernyaláb impulzusfrontja egy bizonyos γ szögben meg van döntve a nyaláb fázisfrontjához képest (3.4. ábra), így a sebességillesztési feltétel úgy teljesül, hogy a pumpálás csoportsebességének a keltendő THz-es impulzus terjedési irányára vett vetülete fog megegyezni a keltett THz-es sugárzás fázissebességével. A szóba jöhető nemlineáris kristályok erős anizotropiával rendelkeznek. Kísérletekben azonban megoldott és általánosan bevett módszer, hogy az elrendezést úgy állítják be, hogy a pumpálás és a THz-es térerősség párhuzamos legyen a z kristálytani tengellyel. Ez a beállítás azért fontos, mert az ide tartozó, a THz keltés szempontjából fontos d nemlineáris koefficiens kimagaslóan nagyobb a többi együtthatóhoz képest. Emiatt a kísérleteknél az extraordinárius törésmutatókat használják, így a dolgozat folyamán én is végig ezeket alkalmaztam.



3.4. ábra - Sebességillesztés vázlatos rajza a döntött impulzusfrontú módszernél [37]

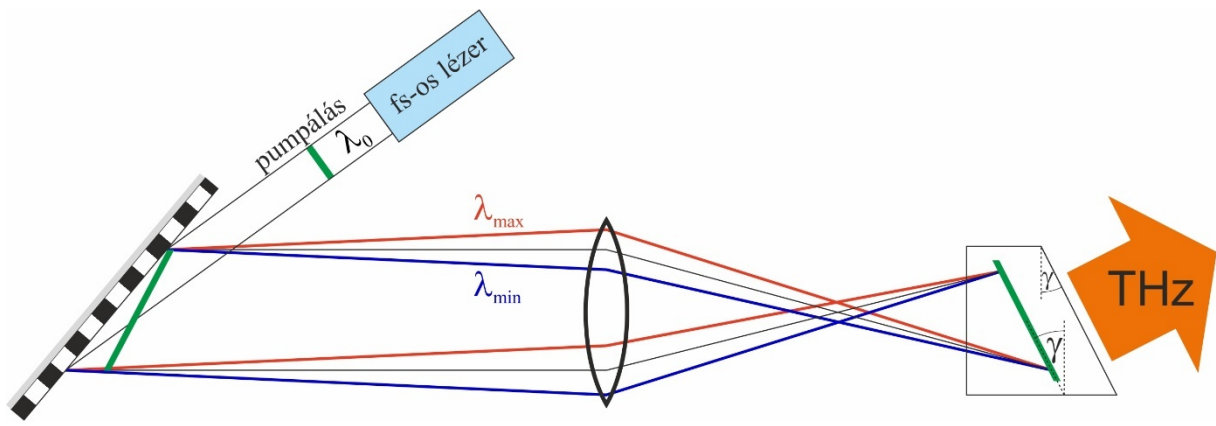
Ez felírható a korábbi (3.15) formulával identikus módon az alábbi képlettel,

$$v_{fázis}^{THz} = v_{cs}^{pump} \cdot \cos \gamma \quad (3.16)$$

ahol γ szög a már korábban említett pumpa-impulzusfrontjának dőlésszöge (3.4. ábra). A gyakorlatban elterjedt megoldásokban, az említett impulzusfront döntést szögdiszperzió létrehozásával érik el, mivel ehhez

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{n}{n_{cs}} \lambda_0 \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \quad (3.17)$$

impulzusfront dőlés társul [38]. Ezt a laboratóriumi elrendezéseknél egy diszperziós elemmel – rendszerint optikai (reflexiós vagy transzmissziós) ráccsal – hozzák létre, melyen így a pumpáló impulzus a szögdiszperzió miatt impulzusfront dőlést szerez.



3.5. ábra – Konvencionális – avagy „hagyományos” – döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés sematikus ábrája jelölve a pumpáló impulzusforrás központi hullámhosszának útját (fekete vonallal, illetve λ_0 jelöléssel), a szögdiszperzió miatt irányok szerint szétváló spektrális komponenseket (piros és kék színű vonalakkal), valamint az impulzusfront dőlése is jelölésre került sötétzöld színű vastagabb vonalakkal.

Természetesen a képtérben az impulzusfront valójában nem lesz egyenes, hiszen a leképező elem miatt gömbhullám lesz, az ábra pusztán nagyon sematikus módon mutatja be az impulzusfront döntést. Az ábrán, a diffrakciós rács által okozott szögdiszperzió miatt szétváló, a pumpaimpulzus spektrális tartományának két szélső komponensét λ_{\max} , illetve λ_{\min} értékekkel jelöltük. Ezek a teljesség kedvéért $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ alakban írhatóak fel, ahol a $\Delta\lambda$ érték a következőképp adható meg:

$$\Delta\lambda = \text{TBWP} \cdot \frac{\lambda_0^2}{c_0 \cdot \tau_0} \quad (3.18)$$

ahol τ_0 a pumpáló forrás impulzushossza, a TBWP paraméter pedig az úgynevezett idő-sávszélesség szorzat (az angol *Time-Bandwidth Product* szóból). Ez utóbbi kiszámolható ismert központi frekvenciával és impulzushosszal rendelkező forrás esetében, Gauss burkolójú, ideális transzformáció limitált impulzusokat feltételezve:

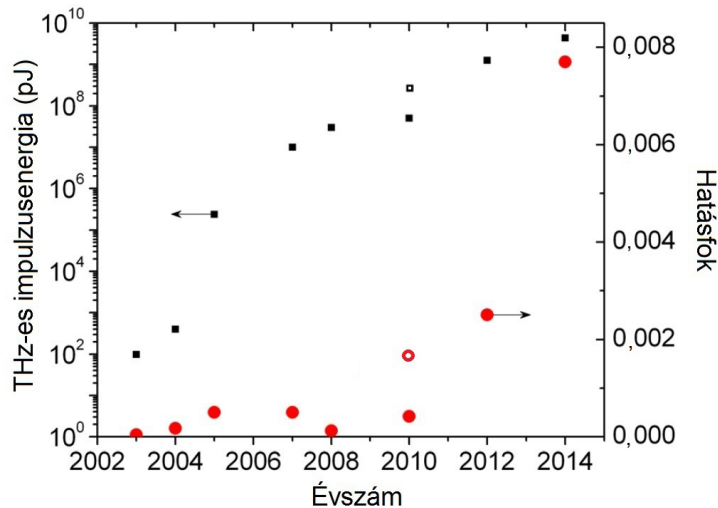
$$\text{TBWP} = \frac{\Delta\omega_p \cdot \tau_p}{2\pi} \cong 0,441 \quad (3.19)$$

ahol a $\Delta\omega_p$ és τ_p paraméterek standard impulzusokra jellemző paraméterek (részletesebben: [39]).

Terahertz keltéséhez szükséges feltétel, hogy az impulzusfront-döntő rács képe a kristály belsejében jöjjön létre valamint szintén szükséges, hogy a pumpáló impulzus impulzusfrontjának (a 3.5. ábra zöld színű vastagított vonallal jelölve) dőlése feleljen meg a (3.16) egyenlet által támasztott kritériumnak (γ szög). Mindez megvalósítható a teljes elrendezés precíz beállításával, vagyis megfelelő diffrakciós rács alkalmazásával, továbbá a rendszer leképező elemének – mely tipikusan egy lencse, vagy két lencséből álló afokális rendszer – és annak geometriájának jó megválasztásával (nagyítás-, vagy éppen kicsinyítés megfelelő beállítása; elrendezésen belül történő pozíció). A leképező elem(ek) szerepe itt, hogy a rács által létrehozott szögdiszperzió hatását megváltoztatja, ezáltal az eredeti (fs-os) pumpáló impulzushosszat újraalkotja a THz generátor anyagban azáltal, hogy a rács – pumpáló-nyaláb által – megvilágított felületét leképezi a kristály belsejébe. A nemlineáris kristályban keltődő THz-es impulzus terjedési iránya az eddigiekkel egybehangzóan merőleges lesz a gerjesztő impulzus –immár – döntött impulzusfrontjára nézve. Ennek okán és annak érdekében, hogy csökkentsük, – lehetőség szerint minimalizáljuk – a keltett THz-es nyalábra vonatkozó reflexiós veszteségeket a kristály „kimenő” oldalának további megmunkálására van szükség, konkrétan annak – konvencionális gerjesztési séma esetében – a sebességillesztés által kirótt γ szögben történő lemeztzésére, ezáltal egy derékszögű trapéz alapú hasábot hozva létre (3.5. ábra). Az eddigi kísérletek, valamint elméleti vizsgálatok konszenzusa alapján a korábban kiemelt LN kristály a legígéretesebb választás az 1 THz-hez közeli, illetve az alatti frekvenciájú impulzuskeltéshez a gyakorlatban igen gyakran használt $\sim 1 \mu\text{m}$ központi hullámhosszal rendelkező pumpáló lézerek alkalmazása esetén. Ekkor azonban a (3.16) egyenlet által megszabott γ érték igen nagy, minegy 63° -os impulzusfront-dőlési szöget – és így a kristály csúcsszögét, levágását is – irányoz elő a keltett THz-es sugárzás Fresnel-veszteségek csökkentése érdekében [40].

A döntött impulzusfrontú gerjesztés előnyei közé sorolható a keltett THz-es sugárzás hangolhatósága [31] valamint a THz-es impulzusenergia skálázhatósága [33]. A módszer teljesítőképességét jól szemlélteti a 3.6. ábra, melyen az eljárás bejelentésének évétől kezdődő fejlődést láthatjuk. A laboratóriumi úton elért keltett THz-es impulzusenergiákat a 3.6 ábrán

fekete négyzetekkel jelölve, mely adatokhoz a grafikon bal oldali logaritmikus skálája tartozik), illetve az optikai-THz átalakítási hatásfokbeli változásokat (az ábrán piros telikörökkel jelölve, melyekhez a grafikon jobb oldali skálája tartozik) [41]. A döntött impulzusfrontú gerjesztés alkalmazásával bő egy évtized alatt a keltett THz-es impulzusenergiában hét nagyságrendnyi növekedést, az elért konverziós hatásfokban pedig szintén szignifikáns javulást sikerült elérni.



3.6. ábra - Lítium-niobát kristályban döntött impulzusfrontú gerjesztési módszerrel keltett THz-es impulzusok energiájának (fekete négyzetek, bal oldali logaritmikus skála) és konverziós hatásfok (piros körök, jobb oldali skála) fejlődése éves felbontásban [41].

Megjegyzendő, a 2010-es évhez tartozó üres szimbólumokkal jelölt eredmények [42] akkor hibás mérésekből fakadtak, melyeket azonban később a szerzők korrigáltak [43].

3.7. A döntött impulzusfrontú gerjesztési elrendezés korlátai

Az előzőekben bemutatott gerjesztési séma alkalmazásával az elérhető THz-es impulzusenergia felskálázásának egyszerű módja lenne, ha csupán a NLK roncsolási küszöbét figyelembe véve a pumpálás energiáját a pumpáló foltmérettel együtt növelnénk. Természetesen ez a valóságban nem ilyen triviális, hiszen több további tényezővel is számolnunk kell:

1. A NLK THz-es **abszorpciója**, az effektív kölcsönhatási tartományt szobahőmérsékletű LN-nál néhány mm-re csökkenti, ebből következőleg a keltett (és kinyert) THz-es impulzusenergiát is komolyan redukálja. Lítium-niobát kristály THz-es abszorpciójának hőmérséklet függését átfogóan vizsgálták elméleti modellek [44] és kísérletek [45] segítségével. A szerzők megállapításai alapján ez a hatás szignifikánsan csökkenthető a kristály kriogenikus hűtésével [31]. Ezáltal a NLK folyékony nitrogénnel való hűtése ajánlott követelmény nagyenergiájú THz-es impulzusok előállításánál.

2. Nemlineáris kristályon belüli terjedés során természetesen **diszperzióval** is számolnunk kell, mely a keltett THz-es impulzusok időbeli megnyúlásához vezet, ezáltal csökkentve azok csúcs-térerősségét. A LN-ot, mint THz keltő médiumot alkalmazó forrásoknál a szögdiszperzióból eredő csoportkésés diszperzió nagyságrendekkel nagyobb, mint az anyagi diszperzióból származó csoportsebesség diszperzió a pumpálási hullámhossz tartományon, ezért ezt szükséges kezelni. Erre egy kézenfekvő megoldás – a régebben alkalmazott tipikusan ~100 fs-os pumpáló transzformációlimitált impulzusok helyett – hosszabb impulzusok használata. Ennek optimális értékét 350 és 600 fs közötti tartományra jósolták [46-48], mely nemrégiben kísérletileg is igazolva lett [49].

3. Nagy-energiájú THz-es impulzusok keltéséhez természetesen a pumpáló impulzusok nagy intenzitása is szükséges. Ez azonban a NLK belüli szabad töltéshordozók keltését indukálja az anyagra jellemző **többfotonos abszorpció** (TFA) miatt, mely szabad töltéshordozók koncentrációnövekedése hozzájárul a keltett THz-es sugárzás abszorpciójának növekedéséhez [46], így újabb korlátot szabva a keltéshez használandó pumpáló intenzitásnak. Ez a korlátozó tényező kiküszöbölhető a pumpáló lézer hullámhosszának megfelelő megválasztásával. Például a gyakran használt 800 nm-es Ti:Zafír pumpáló impulzusokkal ZnTe-ban történő THz keltésnél már fellép a kétfotonos abszorpció – a félvezetőkre jellemző keskeny tiltott sáv miatt – a keltésre komoly korlátot szabva [50], melyre a hosszabb központi hullámhosszokkal rendelkező pumpa-források érkeztek megoldásnak [32]. Nemlineáris kristályoknál, mint a LN, az említett 800 nm-en a legalacsonyabb rendű TFA a háromfotonos [46, 51, 52], mely jó összhangban van a kristály sztöchiometriájától függő UV abszorpcióval 300 és 325 nm közti pozíciójával [53, 54]. Ezt elkerülendő javasolt a jól hozzáférhető, némileg 1 μm feletti (tipikusan 1030 vagy 1064 nm) központi hullámhosszon működő Yb:YAG lézerek alkalmazása pumpáló forrásként.

4. További limitáló tényezők még a **kaszád effektusok**, vagyis a keltett THz-es impulzusok visszahatása az optikai impulzusokra. 2007-ben Yeh és munkatársai a pumpáló impulzusok spektrumát vizsgálták fázisillesztés nélküli, illetve döntött impulzusfrontú fázisillesztéses esetében is. Tapasztalatuk szerint a nagy energiájú THz-es impulzusok szignifikáns módon befolyásolják a keltő impulzus spektrumát: esetükben az alkalmazott 800 nm-es pumpálás vörös oldalán lévő jelentős kiszélesedésről számoltak be optimális fázisillesztési körülmények mellett [55]. Mindemellett rámutattak, hogy a fázisillesztéstől való eltérés mértékével, illetve a

pumpáló nyaláb polarizációjának elfordításával a spektrális kiszélesedés csökkenthető. Ezzel igazolták, hogy a keltett THz-es sugárzás a pumpáló impulzusok spektrális eltolódását és kiszélesedését okozzák. 2014-ben Ravi és munkatársai szimulációs és kísérleti úton is bemutatták, hogyan csökkentik ezek a kaszkád effektusok a THz keltés hatásfokát [56]. A spektrális kiszélesedés jelenlétében a döntött impulzusfronttal társuló nagy szögdiszperzió fokozza a fáziseltérést, ezáltal csökkentve a kölcsönhatási hosszt. Ez az effektus, a szögdiszperzióból fakadó csoportkésés-diszperzióval együtt jelentik a legnagyobb korlátot LN-ban történő THz keltésnél 1 μm -nél nagyobb pumpálás esetén.

5. A konvencionális döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló elrendezések újabb hátránya a rendszerbe bevitt leképező elem(ek)re jellemző **optikai aberrációk** jelenléte. A görbült felülettel rendelkező lencsék általános leképezési hibájából – szférikus aberrációból – eredeztethető a pumpáló impulzusok, optikai tengelytől való távolodással növekvő torzulása, melynek mértéke jelentősen csökkentheti az átalakítási hatásfok mértékét. Logikus tehát, hogy a leképező elem(ek) jelenlétében a rendszerbe becsatolt pumpáló nyaláb intenzitásának, a nyaláb méretével való növelése csökkenti a THz keltésének hatásfokát, hiszen a nyaláb keresztmetszetének két szélén a torzulás mértéke miatt az impulzusfront erősen görbült lesz, nem teljesül a fázisillesztés által kirótt kritérium. Az ilyen típusú THz-es sugárforrások – avagy elrendezések – leképezési hibáinak vizsgálatára alkalmas és bevált módszer a sugárkövetéses analízis [37, 57]. Ezt a típusú limitáló tényezőt természetesen csak minimalizálni lehet az említett elrendezésben geometriai optimalizációval, illetve a leképezéshez használt lencse vagy lencse-pár (afokális elrendezésben) alapos és körültekintő megválasztásával, akár előzetes – leképezési hibákra vonatkozó – vizsgálatával. Pálfalvi László és munkatársai által 2008-ban elméleti úton levezetett és ezáltal megalapozott javaslata egy olyan kompakt, döntött impulzusfrontú gerjesztési módszeren alapuló elrendezés, ami leképező optikától mentes, a pumpáló impulzus impulzusfrontját a NLK bemeneti felületén kialakított diffrakciós struktúrával érik el [58]. Az elrendezés röviden a kontaktrács (továbbiakban CG az angol *contact-grating* szóból) elnevezést kapta, melyet Ollmann Zoltán és munkatársai már 2012-ben, LN alapú CG diffrakciós felületének megfelelő paramétereinek szisztematikus optimalizációjával, numerikus szimulációkkal és számolásokkal meg is tervezték [59], azonban a tervek alapján megvalósított ilyen THz-es impulzusforrást kísérletileg először Tsubouchi és munkatársai vizsgálták [60]. Az elmélettel összhangban lévő és optimalizált

paraméterekkel rendelkező LN alapú CG vizsgálatánál azonban bizonyossá vált, hogy a NLK felületének mikromegmunkálása jelen technológiai eszközökkel nem megvalósítható: nevezetesen a fázisillesztés által megkövetelt impulzusfront dőlés eléréséhez szükséges diffrakciós struktúra karcolatsűrűsége, a rácprofil legoptimálisabbnak és a numerikus számolások alapján a legnagyobb diffrakciós határfokúnak bizonyuló, tökéletesen bináris (derékszögű árkok) kialakítása nem megoldható.

3.8. Pumpáló lézer megválasztása

Femtoszekundumos lézerimpulzusok optikai egyenirányításával történő THz impulzusok keltésénél az előbbieken bemutatottak alapján fontos a pumpáló forrás megfelelő megválasztása a többfotonos abszorpció elkerülésének érdekében. A központi hullámhossz a (3.16) egyenlet alapján értelemszerűen szerepet játszik az impulzusfront dőlésének mértékében, azonban lényegesebb szerepet kap a kölcsönhatási hossz nagyságában. Ennek meghatározásához a [39] könyvben fellelhetőek alapján felírható a csoportsebesség diszperzió értéke a

$$|k''| = \left| \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = \frac{\lambda_0 n_{cs}^2 \operatorname{tg} \gamma}{2\pi n^2 c_0^2} \quad (3.20)$$

formulával, mellyel megadható az úgynevezett karakterisztikus, avagy kölcsönhatási hossz:

$$L_d = \frac{\tau_0^2}{2|k''|} = \frac{\tau_0^2 \pi n^2 c_0^2}{\lambda_0 n_{cs}^2 \operatorname{tg}^2 \gamma}. \quad (3.21)$$

Megjegyezném, hogy ez a levezetés csupán a szögdiszperziót veszi figyelembe, az anyagi diszperziót, illetve az impulzus torzulásait nem. Ezen a távolságon a transzformáció-limitált impulzushossz kezdeti τ_0 értéke a gyök-kétszeresére szélesedik. Ahogy azt a (3.21) egyenlet is mutatja, ez a hossz fordítottan arányos a pumpáló impulzus központi hullámhosszára, emiatt a rövidebb hullámhosszakon történő pumpálás előnyösebb. A dolgozatban is tárgyalt két nemlineáris kristály 800- és 1030 nm-en történő pumpálásra számolt kölcsönhatási hosszait, illetve az ezeken a hullámhosszakon fellépő legalacsonyabb rendű többfotonos abszorpciót a 3.2. Táblázatban foglaltam össze.

| Közeg | $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ | | | $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$ | | |
|-------|------------------------------|------------|--------------------|-------------------------------|------------|--------------------|
| | $\gamma(^{\circ})$ | TFA rendje | $L_d \text{ (mm)}$ | $\gamma(^{\circ})$ | TFA rendje | $L_d \text{ (mm)}$ |
| LN | 63,9 | 3 | 3,11 | 64,6 | 4 | 2,35 |
| LT | 69,6 | 4 | 1,81 | 70,0 | 4 | 1,38 |

3.2. Táblázat – Lítium-niobát és lítium-tantalát kristályokban szükséges impulzusfront dőlés szögei, legalacsonyabb TFA rendje és kölcsönhatási hosszai 800-, illetve 1030 nm-es pumpálás mellett. (1 THz keltendő frekvenciát feltételezve)

3.9. Lítium-niobát adalékolása – Fotorefrakció és THz-es abszorpció csökkentése

A gyakorlatban leggyakrabban használt LN kristály növesztése során olyan hibák keletkeznek, hogy a nióbbium ionok nem mindig megfelelő helyeken vannak, előfordul, hogy azokon a helyeken is nióbbium van, ahol lítiumnak kellene lenni (*Niobium antisite defect*). Ez a hiba magnézium adalékolással csökkenthető, ugyanis a magnézium ezeket a rossz helyeken lévő nióbbium ionokat kilöki a pozícióikból és elfoglalja a helyüket. Az optimális eset elérhető olyan magnézium küszöbkoncentráció esetén, ahol a legtöbb rossz helyen lévő nióbbium ion helyére magnézium kerül. Tipikusan sztöchiometrikus LN esetén ~0,7mol%, kongruens LN esetén ~6mol% adalékolásnál érhető el például a legalacsonyabb fotorefrakció, valamint szerencsére ezeken a küszöbkoncentrációkon érhető el a legalacsonyabb THz-es abszorpció is. Az ilyen magnéziummal adalékolt kristályoknál érezhető fotorefrakció (nyalábtorzulás vagy holografikus szórás fellépése) ~100 GW/cm² átlagintenzitás mellett érhető el kísérletekből is tapasztalva (roncsolási küszöb). Azonban megjegyezném, hogy az elrendezéseknél általánosan alkalmazott reflexiócs rácscok roncsolódása ennél akár jóval kisebb teljesítménysűrűségeknél is felléphet.

THz-es impulzusok felhasználási területei

Felhasználási területeken belül a keltett THz-es impulzusenergia, illetve az impulzus elektromos tere alapján három területre oszthatjuk:

1. A fJ-os energiájú tartományba eső, egy-néhány száz V/cm elektromos térerősségű THz-es impulzusok a lineáris THz-es spektroszkópiában alkalmazhatóak.
2. Az 1-10 μJ -os energiával és 100 kV/cm nagyságrendű térerősséggel rendelkező impulzusok alkalmazhatóak a nemlineáris THz-es spektroszkópiában, THz-es

pumpa-próba méréseknél (ahol mind a próba-, mind a pumpaimpulzus a THz-es tartományba esik) [61].

3. Az ~1 mJ feletti extrém-nagy energiájú impulzusok néhány 10-100 MV/cm elektromos térerősség mellett (főként elméleti kutatásokra alapozva) alkalmasak lézerrel keltett ionok utógyorsítására [62-65], töltött részecskék manipulálására [66, 67], THz-es impulzusok általi attoszekundumos impulzusok előállítására [68, 69]. Ezen tartomány jelenleg kiemelkedően a THz-es impulzuskeltési kutatásokban. Jelenleg a világon előállított legnagyobb impulzusenergia 0,9 mJ volt [70].

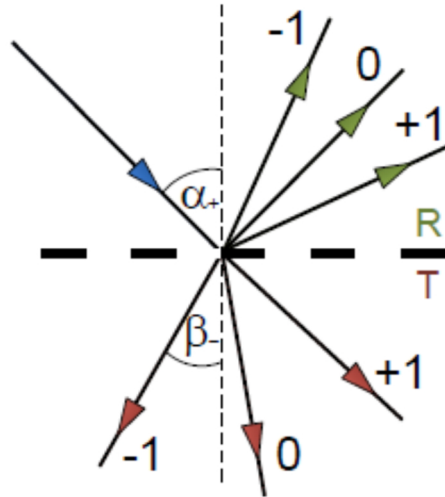
Az évek során az egyre nagyobb-és-nagyobb energiájú THz-es impulzusok előállítására tett elméleti- és kísérleti munkák egyrészt a THz keltésre alkalmas anyagok átfogóbb megismeréséhez és vizsgálatához, másrészt a pumpáló források fejlődésével együtt – az egyre intenzívebb pumpáló- és THz-es terek által indukált – addig ismeretlen jelenségek megjelenéséhez, megismeréséhez és vizsgálatához vezetett. A kísérleteket – általában – megelőző szimulációs és numerikus módszerek, eljárások és számítógépes modellek fejlődése elengedhetetlenné vált, melyek segítségével előzetes kvantitatív információt kaphatunk a megvalósítandó elrendezés THz keltésében szerepet játszó részegységeiről, pumpáló impulzusok terjedéséről-(esetleges)torzulásairól, illetve magáról a THz keltés várható konverziós határfokáról is. A kezdetleges modellektől [29] kezdve, a szimulációk sorra egészültek ki az évek alatt a fentebb már említett effektusokkal úgy, mint a pumpáló impulzushossz változásainak [46], a többfotonos abszorpció [51, 52] figyelembevételével egészen a manapság legteljesebb modellekig, ahol mindezek mellett a már szintén említett kaszkád-effektus és annak limitáló hatása is a kód részét képezi [60, 61].

Diffракciós rácsok összefoglalója

A diffrakciós rácsok az optikával foglalkozó szakterületeken igen széles körben alkalmazott elemek. Felépítésüket tekintve olyan ismétlődő struktúrákról beszélünk, melyek periodicitása összemérhető a használt elektromágneses sugárzás hullámhosszával. Csoportosítás szempontjából tárgyalhatunk domborzati vagy holografikus rácsokról, illetve a hordozófelület geometriájának szempontjából sík, illetve görbül rácsokról. A dolgozat során kizárólagosan sík, domborzati rácsok fognak szóba jönni, ezért a következőkben ezekről fogok beszélni.

3.10. Diffракció periodikus struktúrán

A diffrakciós rácsok felfoghatóak úgy is, mint egymás melletti rések sokasága, melyet egyszínű fénnel megvilágítva a szomszédos réseket elhagyó hullámfrontok diszkrét irányokban azonos fázisban találkoznak. Egy diffrakciós rács lehet reflexiós vagy transzmissziós típusú annak megfelelően, hogy a beeső és diffraktált nyaláb a rács azonos, vagy ellenkező oldalán helyezkedik el (3.7 ábra).



3.7 ábra – Diffракciós rács sematikus ábrája

A diffraktált nyalábokból az említett diszkrét irányoknak megfelelően rendek keletkezhetnek, melyek a 0-ad rendtől pozitív és negatív irányba egész számokkal adhatunk meg, mely rendek előjele eseti konvenció kérdése. A dolgozatban a következő konvenció érvényes a 3.7 ábra alapján: A rácsra beeső nyaláb és a rács normálisa (szaggatott vonal) által közre zárt szög pozitív. A reflexiós diffrakcióhoz tartozó rácsegyenlet a következőképp írható fel:

$$\sin \alpha + \sin \beta_m = -\frac{m \cdot \lambda}{d} \quad (3.22)$$

ahol m a rend számát, λ a megvilágító fény hullámhosszát, d a rácsperiódust, α a beeső fény-, β_m pedig az m -edik rendbe diffraktált fény szögét jelölik. A (3.22)-es egyenletet a rács két oldalán lévő anyagok törésmutatóival kiegészítve megkapjuk a transzmissziós rácsegyenletet:

$$n_1 \sin \alpha + n_2 \sin \beta_m = -\frac{m \cdot \lambda}{d} \quad (3.23)$$

ahol n_1 a beesési oldal-, n_2 a rács anyagának törésmutatója. A (3.22)-es egyenletet alapján belátható, hogy csak azok a rendek fognak megjelenni, melyekre igaz, hogy

$$\left| \frac{m \cdot \lambda}{d} \right| < 2$$

így adott hullámhosszon a diffrakciós rendek száma mindig véges, konkrétan azok számát a beesési szög, a hullámhossz és a rácsperiódus fogja meghatározni. A legtöbb gyártó katalógusaiban gyakran rácsperiódus helyett annak reciprokát, az úgynevezett vonal-, vagy karcolatsűrűséget tünteti fel. Diffrakciós rácsok egy fontos jellemző paramétere a diffrakciós hatások, mely a diffrakciós rendek intenzitásviszonyáról ad információt a megvilágító hullámhossz függvényében. Különböző rendek intenzitását (I_m), a bejövő intenzitásra (I_{be}) normálva az abszolút hatások adja meg:

$$\eta_m = \frac{I_m}{I_{be}}. \quad (3.24)$$

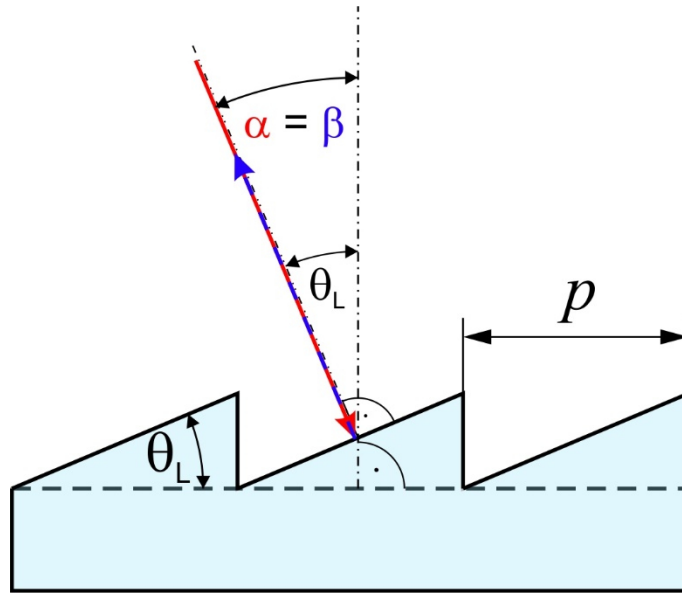
Domborzati rács hatásoknak numerikus meghatározásához úgy lehetséges adott rendre, hogy a periodikus struktúrát egy egyszerű modellel helyettesítjük. Erre alkalmas eljárások például az időtartománybeli véges differenciák módszere [71], a C (avagy Chandezon) módszer [72], vagy a szigorúan csatolt hullám analízis [73]. Az ilyen rácsok diffrakciós hatások erősen függ a rácsfelületen kialakított struktúra típusától (bináris, szinuszos, háromszög, fűrészfog), illetve az adott típushoz rendelhető paraméterektől (horonymélység, kitöltési tényező, falmeredekség, dőlésszög).

3.11. Diffrakciós rácsok Littrow-konfigurációban

A diffrakciós rácsok egy speciális geometriája a domborzati „blézelt” rácsoknál az úgynevezett Littrow-konfiguráció. Lényege, hogy a blézelés szögét úgy választják meg, hogy a beesés- és a diffrakció szöge azonos legyen, mely reflexiós rácsoknál úgy érthető, hogy a diffraktált nyaláb visszareflektálódik a beesés irányába (3.8 ábra). A két nyaláb ezek alapján párhuzamos lesz a felületi lépcsős struktúra normálisával, a rács normálisával pedig

$$\alpha = \beta = \theta_L \quad (3.25)$$

szöget fognak bezárni, ahol α a beesés-, β a diffrakció-, θ_L pedig a blézelés szöge.



3.8 ábra – Diffракció Littrow-konfigurációban blézelt reflexiós rácson

Ilyen konfigurációban a (3.25) konvenció alapján könnyen belátható, hogy a rácsegyenlet a blézelés szögére

$$2p \cdot \sin \theta_L = m\lambda$$

$$\theta_L = \text{asin} \left(\frac{m\lambda}{2p} \right) \quad (3.26)$$

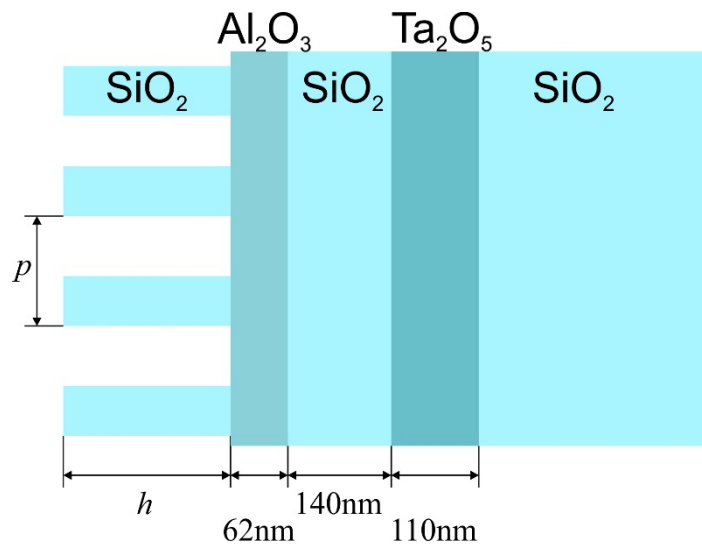
egyenlet adódik, melyet Littrow-szögnek is nevezünk. Jól látható, hogy ez a szög függ a használandó forrás központi hullámhosszától és a rácспериódustól.

Transzmissziós dielektrikum rácson Littrow-konfigurációban való alkalmazása ígéretes olyan alkalmazásoknál, ahol nagy intenzitású fs-os lézereket használnak. Komoly előnye az ilyen típusú rácson a reflexiós típusúakkal szemben, hogy akár jóval magasabb roncsolási küszöbvel rendelkeznek. Bináris rácprofilú transzmissziós dielektrikum rácson elméleti vizsgálatával megmutatták, hogy -1 rendben elérhető 100%-os diffrakciós hatásfok [74], ha a rácспериódus megfelel a

$$\frac{\lambda}{2} < p < \frac{3\lambda}{2n} \quad (3.27)$$

kritériumnak, ahol n a szubsztrát anyagának törésmutatója. Azonban az elméleti modell a reflexiós veszteséget nem vette figyelembe. A reflexiós veszteségek ilyen bináris típusú rácson a diszperzió növekedésével, illetve a rácспериódus és a hullámhossz közötti arány csökkenésével együtt nőnek. A szerzők egy későbbi publikációjukban a modellt kiegészítve a

reflexiós veszteség figyelembevételével, szigorúan csatolt hullámanalízises módszerrel rámutattak, hogy ömlesztett kvarcba ágyazott bináris rácsnál elérhető a közel 100% -os transzmissziós hatások [75] a rácsstruktúra paramétereinek precíz beállításával. Nagashima és munkatársai [76] olyan megoldást kerestek, ahol a transzmissziós rácsot nem szükséges beágyazni más közegbe. Vizsgálataik alapján olyan struktúrát javasoltak, ahol a szubsztrát közeg és a rácsstruktúra közé egy anti-reflexiós (AR) réteg kerül (3.9 ábra).



3.9 ábra – Transzmissziós dielektrikum rács anti-reflexiós réteggel

Munkájukban ömlesztett kvarc és Ta₂O₅ AR réteg alkalmazását vizsgálták, melynek optimalizációjával olyan konfigurációt találtak, ahol elérhető a 99,3%-os diffrakciós hatások. Az 3.9 ábrán is látható rácsnál az AR réteg ek határain létrejövő reflexiós hullámok visszaérve a bemeneti felületre interferálnak a felületen keltett eredeti reflexiós hullámmal. Ez az interferencia kontrollálható a dielektrikum rétegek vastagságával, mellyel elérhető, hogy a reflexió megszűnjön.

A fentieket konkludálva gyakorlatban elérhető (reflexiós rácsokkal szemben) a transzmissziós rácsok Littrow-szögű beesésnél történő alkalmazása. Ilyen megoldással azontúl, hogy a rács alkalmas nagy intenzitású lézeres alkalmazásoknál történő használatra a nagy roncsolási küszöb miatt, rácsparamétereinek optimalizációjával és AR rétegek alkalmazásával megvalósítható a közel 100%-os diffrakciós hatások.

Impulzusterjedés diszperzív közegben, hullámcsomagok főbb tulajdonságai

Annak érdekében, hogy egy közeg diszperziójának, egy impulzus időbeli alakjára gyakorolt hatását vizsgáljuk, vegyünk egy Gauss-burkolójú impulzust. Intenzitásburkolójának félértékszélessége $z = 0$ -ban legyen τ_0 . Az impulzus a következőképpen írható fel:

$$E(z = 0, t) = E_0 \cdot e^{-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_0^2}} \cdot e^{i\omega_0 t + i\phi_0} \quad (3.28)$$

ahol E_0 az impulzus maximális amplitúdója, valamint ω_0 frekvenciájú vivőhullámmal és ϕ_0 kezdőfázissal rendelkezik. Fourier-transzformációval az impulzus komplex térerősség spektruma

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{E_0 \tau_0}{\sqrt{\ln 2}} e^{i\phi_0} \cdot e^{-\frac{\tau_0^2}{8 \ln 2} (\omega - \omega_0)^2} \quad (3.29)$$

lesz, melyben látható, hogy minden spektrális komponens ϕ_0 fázissal fog rendelkezni. Látható továbbá, hogy a τ_0 impulzusidő és az intenzitáspektrum félértékszélessége ($\Delta\omega$) között Gauss impulzusokra felírható a

$$\Delta\omega \cdot \tau_0 = 4 \ln 2 \approx 2,77 \quad (3.30)$$

összefüggés. Ha az impulzus spektrális fázisa nem lenne konstans függvénye a frekvenciának, akkor τ_0 -nál nagyobb lenne az időbeli félértékszélesség. Így adott $\Delta\omega$ félértékszélességű spektrumhoz tartozó minimális impulzusidőt (τ_0) transzformációlimitált impulzusidőnek nevezzük.

Az impulzus alakját diszperzív közegben lineáris z távolságnyi terjedés után leírhatjuk a

$$\begin{aligned} E(z, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i(\omega t - kz)} d\omega = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\omega \left(t - n(\omega) \frac{z}{c} \right)} d\omega \end{aligned} \quad (3.31)$$

összefüggéssel. Bevezetve a z távolsághoz tartozó spektrális fázist

$$\varphi(\omega) = \omega \cdot n(\omega) \cdot \frac{z}{c} \quad (3.32)$$

jellemezhetjük annak ω_0 -nál vett $i = 0, 1, 2, \dots$ rendű deriváltjaival (fázisderiváltak):

$$\varphi^{(i)} = \left. \frac{d\varphi^i(\omega)}{d\omega} \right|_{z, \omega=\omega_0} \quad (3.33)$$

Jelentésük alapján az első két fázisderivált a következő fizikai mennyiségeket reprezentálják:

1. csoportkésleltetés (GD az angol *Group delay* kifejezésből)
2. csoportkésleltetés-diszperzió (GDD az angol *Group delay dispersion* kifejezésből)

A jelentésük értelmezéséhez a spektrális fázis Taylor-sorát másodrendig beírva a (3.31) összefüggésbe és a számolásokat elvégezve a következő függvényt kapjuk az impulzus időbeli alakjára:

$$E(z, t) = E^* e^{-2 \ln 2 \frac{(t-GD)^2}{\tau^2}} \cdot e^{i\phi(z, t)}. \quad (3.34)$$

Az összefüggés alapján belátható, hogy valamilyen z távolságra az impulzus csúcsa a diszperzió nélküli esethez képest a csoportkésleltetésnek megfelelő idővel később ér el, tehát az impulzus nem a spektrális komponensek fázissebességével ($v_{fáz} = c/n(\omega)$) fog terjedni, hanem az impulzusra terjedő csoportsebességgel:

$$v_{csop} = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{k=\frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}} = \frac{z}{GD}. \quad (3.35)$$

A második fázisderivált a csoportkésleltetés frekvenciafüggését fogja jellemezni, innét is ered a csoportkésleltetés-diszperzió elnevezés. A (3.34)-es függvényben szereplő E^* térerősség-burkoló maximális értékére felírható

$$E^* = E_0 \frac{\tau_0}{\sqrt[4]{\tau_0^4 + (4 \ln 2 \cdot GDD)^2}} \quad (3.36)$$

egyenlet alapján megállapíthatjuk, hogy a térerősség-burkoló csökken. Továbbá szintén a (3.34)-es függvényből az impulzus időbeli hosszára felírható

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{GDD \cdot 4 \ln 2}{\tau_0^2} \right)^2} \quad (3.37)$$

összefüggés alapján az impulzus idő egyre hosszabb lesz, illetve a csoportkésleltetés-diszperzió az időbeli fázis alakját is befolyásolni fogja, így az impulzus egyik végén hosszabb, másik végén rövidebb hullámhossz figyelhető meg.

A csoportkésés-diszperzió egységnyi terjedésére vonatkozó értéket csoportsebesség-diszperzióknak nevezzük, mely leírható a

$$GVD = \left. \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \left. \frac{2}{c} \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \left. \frac{\omega_0}{c} \frac{d^2 n(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (3.38)$$

összefüggéssel. A fejezet levezetései megtalálhatóak részletesen a [39, 77] szakirodalmakban.

4. Célkitűzés

Az optikai egyenirányítással történő THz-es impulzuskeltés egyik széleskörűen használt módszere a döntött impulzusfrontú gerjesztés LN kristályban. A kristály, habár kiváló nemlinearitással rendelkezik, mely az egyik leghatékonyabb és legideálisabb kandidátusává teszi az alacsony THz-es frekvenciákon (0,1–2 THz) történő impulzuskeltésre, a sebességillesztési feltétel által kirótt nagymértékű impulzusfront dőlés mellett ($\sim 63^\circ$) a hagyományos gerjesztési elrendezések leképező elemei által a rendszerbe bevitt optikai aberrációk a pumpáló impulzus torzulásaihoz vezetnek, mely a THz keltés hatásosságára és az elérhető keltett THz-es impulzusenergiára nézve kedvezőtlenül hatnak.

Célom volt egy olyan sugárkövetésen alapuló numerikus szimulációs módszer kidolgozása, mely alkalmas a megvalósítandó elrendezéseket, a leképezésből származó hibák okozta impulzustorzulás szempontjából még kísérleteket megelőzően megvizsgálni. Ennek fontossága, hogy a lehetséges elrendezéseken további optimalizációkat lehet végrehajtani megvalósítás előtt, így idő- és költséghatékonyabbá tehetők az intézetben történő forrásfejlesztések. Feladatomból volt, témavezetőm által zárt formulákkal jól leírt geometriájú rendszerek sugárkövetéses vizsgálata, ehhez sugárkövető szoftvert keresni, illetve olyan matematikai kódot megírni, mely alkalmas a sugárkövető szoftver által szolgáltatott adatok alapján a pumpáló impulzus impulzushossz torzulásának és impulzusfront alakjának meghatározására.

Célul tűztem ki a 3.1. Táblázatban is feltüntetett – a LN-tal közel azonos (magas) nemlinearitással rendelkező – LT kristály vizsgálatát abból a szempontból, hogy – a konvencionálistól eltérő – hibrid elrendezésben milyen kontaktrács-paraméterek mellett lehetséges a kristályban nagy-energiájú THz-es impulzusok előállítás.

5. Alkalmazott szoftverek és programkód

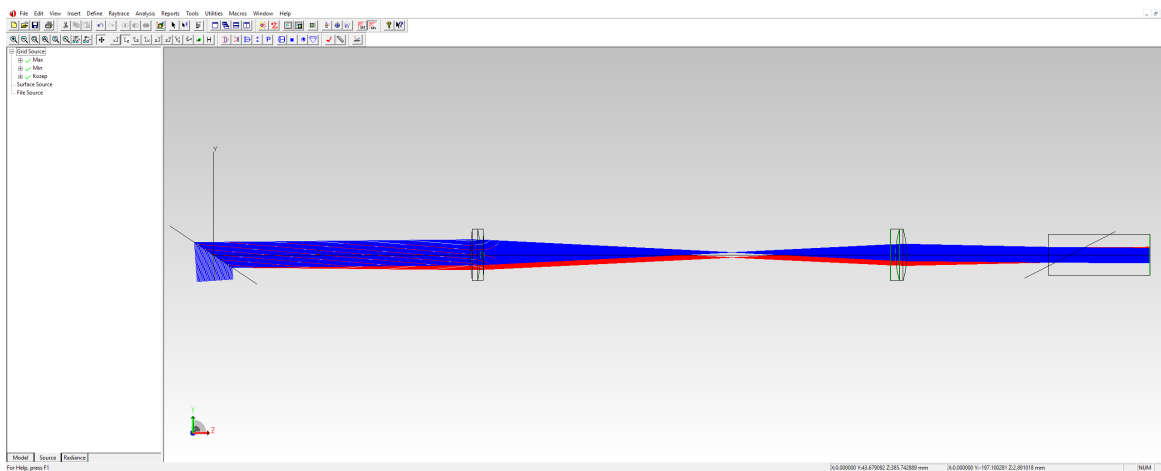
Sugárkövető szoftver - TracePro

A geometriai optika eszközei gyakran nyújtanak hasznos segítséget optikai rendszerek leírásánál. Paraxiális közelítést – az optikai tengelyen, vagy ahhoz nagyon közel haladó; az optikai tengellyel párhuzamos, vagy vele nagyon kis szöget bezáróan haladó sugarak – használva egyszerű- és komplex optikai rendszerek tervezésénél, illetve vizsgálatánál a mátrixoptika nyújt hathatós segítséget. Természetesen a valóságban a fény terjedése nem ilyen egyszerű, hiszen a fény kettős természete miatt egyéb, hullámoptikai hatásokkal is számolni kell egy optikai rendszer tervezésénél.

A sugárkövetés módszere régóta elterjedt eszköz mind optikai/lézerfizikai kutatási területeken, mind pedig az iparban a megvalósítandó eszköz nem csupán kvalitatív hanem kvantitatív vizsgálatára is. Lényege, hogy egy sugár (vagy sugársereg) útját az optika rendszer bemenetétől¹ végig követjük egészen a kimenetig, figyelembe véve az az elrendezés minden elemének (lencsék, tükrök, rácsok, egyéb elemek) hatását a sugármenetre. Ennek megoldására születtek a sugárkövető programok, melyek manapság a szoftver-piacon szép számban megtalálhatóak a felhasználás-, alkalmazás igényének megfelelően. A sugárkövetés módszere igen széles körben alkalmazható a már említett ipari technológiáktól, megvilágítás-technikáktól, kutatói szférától kezdve egészen a szórakoztatóiparig. Manapság az oktatásban is kezdenek szerepet kapni ezek az alkalmazások, segítségükkel a hallgatók – illetve akár már középiskolás diákok is – könnyebben megérthetik és vizsgálhatják az optika kérdéses jelenségeit. Habár a sugárkövetés, illetve sugárkövető szoftverek főként a geometriai optikán alapulnak, bizonyos hullámoptikai jelenségeket is igen jól kezelhetünk segítségükkel (például diffrakció optikai rácson, diszperzió jelensége, kettőtörő anyagokban-, gradiensén változó törésmutatójú anyagokban történő fényterjedés...stb.) és kvantitatív, értékes adatokat szolgáltathatnak a további analízisekhez, feldolgozásokhoz, melynek segítségével már bonyolultabb hullámoptikai következtetéseket is le lehet vonni, illetve iránymutatást adhatnak a rendszer optimalizációjához. Ezek a szoftverek többségében rendelkeznek beépített adatbázissal rengeteg, gyakorlatban használt anyagtípusról, mely a legtöbb kereskedelmi szoftverben tovább bővíthető.

¹ A rendszer első optikai elemének a sugárforrástól számított első felülete.

Kutatói munkámban a számomra elérhető, az intézetben oktatott TracePro sugárkövetőszoftvert használtam. A program egyik előnye más hasonló szoftverekkel szemben a grafikus felhatalnálói interfész (5.1 ábra), kifejezetten felhasználóbarát felépítése. Fontosabb azonban a szoftver (anyagi-, felületi minőségi...stb.) adatbázisának könnyű bővíthetősége, melyhez a szoftverbe épített többféle diszperziós formula áll rendelkezésemre. Optikai rácsok azonban alapértelmezett módon csak igen szűkösen találhatók meg a beépített adatbázisban, a keltési elrendezéseknél alkalmazott rácsok paramétereit manuálisan kellett definiálnom, vagy importálnom.



5.1 ábra - TracePro grafikus felülete. A modelltérben éppen a 7.2-as fejezetben tárgyalt afokális elrendezést láthatjuk.

A szoftver az úgynevezett nemsorrendi sugárkövetésen alapul, vagyis a rendszerbe történő sugárindításnál nem szükséges feltenni, hogy a felületeket és objektumokat milyen sorrendben fogják a sugarak metszeni. Azonban minden egyes metszésnél a sugarak elnyelődhetnek, szóródhatnak, visszaverődhetnek, diffraktálódhatnak vagy refraktálódhatnak, melyről az adott felületen lehetőségünk van információt kinyerni. A szoftver ugyan nem rendelkezik beépített analitikus eszköztárral, melyek azonban a sugárkövetésekből származó összes paraméter exportálható tabulátorokkal tagolt egyszerű szövegfájlba további feldolgozáshoz.

Munkám során a sugárkövető szoftverben a kérdéses elrendezéseket, témavezetőm útmutatása alapján terveztem meg, illetve a pumpáló forrás spektrális tartományának két szélső értékének megfelelő hullámhosszal rendelkező sugárforrásokat definiáltam. Az így szimulált rendszeren elvégezve a sugárkövetést, a képsíkban rögzített ernyőről lekért adatokat exportáltam matematikai kódommal történő feldolgozásra. Maga az optikai rendszer vizsgálata

sugárképben egy közelítés volt ugyan számunkról, de maga a sugárkövetés nem használt más közelítést.

MathCAD programkód

A sugárkövetésből exportált adatokkal való számolások elvégzésére, matematikai kódomat MathCAD környezetben írtam. Ahogy arról korábban már említést tettem, a THz-es sugárzás előállításának egyik komoly limitáló tényezője a pumpáló impulzusnak a rendszer leképező optikája által okozott idő- és térbeli torzulása. Az egy lencsét tartalmazó úgynevezett konvencionális rendszerek vizsgálatára már korábban is alkalmazták a sugárkövetést, mint kísérleteket megelőző analízises módszert a leképezési hibák okozta csoportkések vizsgálatára [37]. Azonban a módszer, habár rávilágított a leképezési hibák hatására, felülvizsgálva azt tapasztalták a kutatócsoport tagjai, hogy keltés szempontjából lényegesen nagyobb szerepe van az optikai aberrációknak.

A közeli infravörös tartományban működő pumpáló impulzus spektrális tartományának két szélső értékén vett hullámhosszon szerepet kap a kromatikus aberráció a leképező optika, illetve a keltő közeg anyagi diszperziója miatt. Az ilyen típusú hibánál a közeg törésmutatójának hullámhossz függése miatt a hosszabb hullámhosszú spektrális komponensek a lencse fókuszpontjától távolabb-, míg a rövidebbek a lencse és a fókuszpont között metszik az optikai tengelyt. Ez a hiba speciálisan az ilyen rendszereknél nem annyira jelentős hosszabb impulzushosszak esetén (gyakorlatban általában 200-600 fs), azonban 100 fs alatti impulzusoknál meghatározó szerepet kap [57]. Sokkal komolyabb limitáló hatással van azonban a gömbi lencsék felületének geometriájából fakadó szférikus aberráció. Az ilyen hibánál a lencsét az optikai tengelytől távolabb érő sugarak a lencsét elhagyva közelebb metszik az optikai tengelyt, mint a fókusz távolság. Ez a pumpáló impulzusfront görbületét-, valamint a pumpáló impulzushossz növekedését okozhatja. Ezek közül az impulzusfront görbület a keltett THz-es nyaláb divergenciáját eredményezi, az optikai tengelytől való távolodással monoton növekvő impulzushossz megnövekedése pedig az optikai-THz átalakítási hatásosság romlásához vezet.

A sugárkövetésből kinyerhető adatok közül kiemelten fontos az impulzusterjedés, az impulzustorzulás leírására az optikai úthossz (OPL), illetve a sugarak koordinátái az ernyőn. A rendszerben lévő ismert anyagú, ezáltal ismert optikai tulajdonságú objektumokon való áthaladás során ennek ismeretében meghatározható, hogy mennyi idő alatt ér el adott referenciaponttól a vizsgálati pontig (homogén térrészben) az impulzusfront:

$$\tau = \frac{OPL \cdot n_{cs}}{c_0 \cdot n_{fázis}}, \quad (5.1)$$

ahol a törésmutatók az adott homogén közeg csoport- illetve fázistörésmutatói. Összegezve ezeket az időket, a spektrális félértékszélességekhez tartozó sugármenetekre meghatároztam a csoportkéséseket. Azonban az összetartozó sugárpárok (kezdeti sík sugárforrásból azonos pontokból induló spektrális komponensek) az ernyőt nem azonos pontban bökték. Ezért lineáris interpolációval azon a síkon, ahol az összes sugár megtalálható (folt mérete a kristály belsejében a képsíkon), kiszámoltam azonos metszési koordinátákra a csoportkésésidőket spektrális komponensenként. Így olyan adathalmaz birtokában lettem, ahol azonos metszési koordinátán szerepeltek a spektrális komponens-párok és a hozzájuk tartozó interpolált csoportkésésidők. Ezekből meghatározhattam a csoportkésés időkülönbségeket és az impulzushossz megváltozását, melyekre az alábbi képletet alkalmaztam:

$$\tau = \sqrt{\tau_0^2 + (\tau_{\max} - \tau_{\min})^2} \quad (5.2)$$

ahol τ_0 a transzformációlimitált impulzushossz értéke, τ_{\max} és τ_{\min} pedig a spektrális tartomány FWHM szélsőértékeinél vett csoportkésés idők. Ez a formula, Gauss impulzusokat feltételezve levezethető a transzformációlimitált hullámcsomag másodrendűen diszperzív közegben történő impulzus-kiszélesedésének képletéből, és a csoportsebesség-diszperzió (GVD) a csoporttörésmutatótól való függéséből [39].

A matematikai kódom másik része az impulzusfront görbületének meghatározására írt algoritmusból áll. Ehhez a sugárkövetőszoftverből a központi hullámhosszon vett optikai úthosszak, koordináták és irányvektorokat használtam fel. Lényegében a teljes csoportkésést határoztam meg a képsíkban, az optikai tengelyre – most – merőleges ernyőig. Ezután az optikai tengelyen haladó sugárhoz képest a többi sugár relatív késésével megkaptam az impulzusfront alakját.

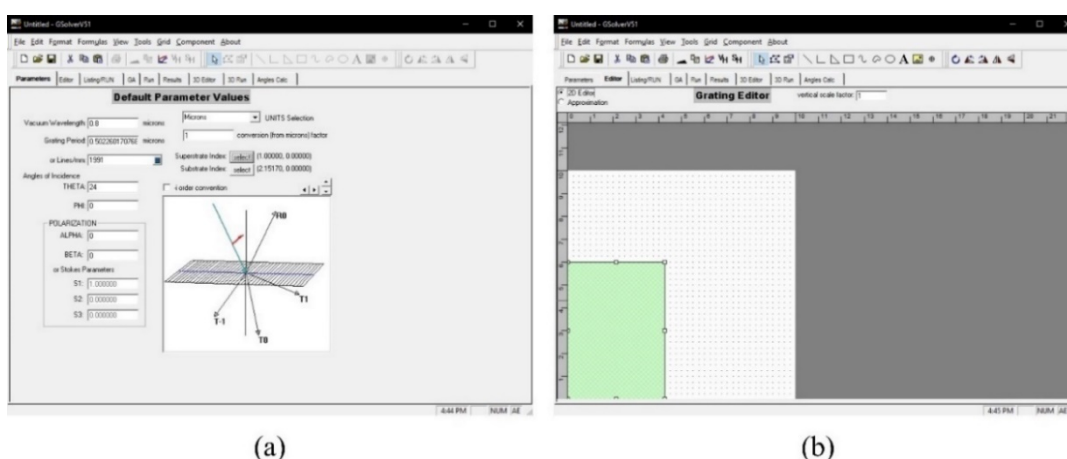
Konkludálva tehát a teljes kód megadott bemenő pumpálási- és használandó lencseparaméterek (fókusz távolság, fókuszpontok, központi vastagság, anyag típus) alapján az első szekcióban megadja a rendszer optimális geometriáját, illetve a sugárkövető szoftverben történő tervezéshez szükséges távolságokat és szögeket. Második szekcióban pedig a teljesen általam írt algoritmus található, mely a sugárkövetésből importált optikai úthosszak, koordináták és irányvektorok alapján kiszámolja az impulzushossz változását és az impulzusfront alakját. Az impulzushossz-változás és az impulzusfront görbületének alakja

alapján a keltés hatásfokára is lehet következtetéseket levonni modellek segítségével [29, 46, 51, 52, 56, 78].

GSolver

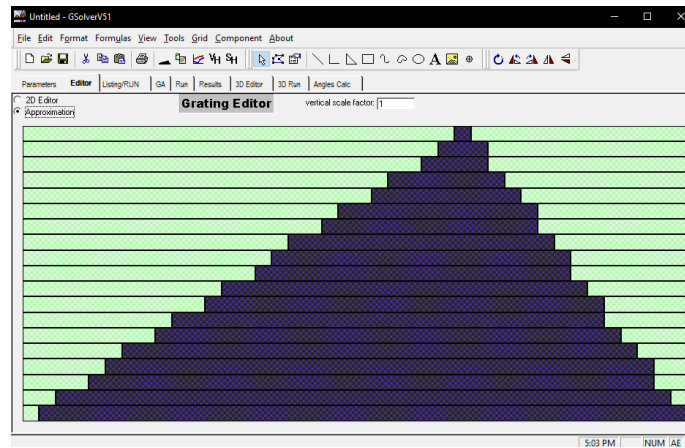
Rácshatásfok vizsgálatokhoz a Grating Solver Development Company gondozásában fejlesztett GSolver célszoftvert alkalmaztam. A szoftver az úgynevezett szigorúan csatolt hullám analízisen alapuló algoritmust használja, mely a Maxwell egyenletek numerikus megoldását adja olyan modelleknél, ahol a struktúra periodikusan ismétlődik, illetve a két vizsgálandó réteg (hordozó és bevonat) homogénnek és izotrópnak tekinthetőek.

A szoftver viszonylag felhasználóbarát felülete és egyszerűbb rácsstruktúrák gyors vizsgálatára igen hatásos eszköznek tekinthető, habár bizonyos paraméterek (pl: kitöltési tényező) szabadon futó változóként történő kezelésének hiánya adott esetekben a szimulációk és számolások időigényességéhez vezetnek.



5.2 ábra - GSolver felhasználói felülete. Az ábrán a 7.5-os fejezetben részletezett kontaktrács vizsgálatának néhány lépése látható.

A program egyszerű egy dimenziós bináris rácsprofilon kívül természetesen jól kezeli a blézelt- illetve szinuszos típusú profillal rendelkező rácsokat is, valamint lehetőség van fűrészfogas, illetve akár teljesen egyéni görbéljű rácsprofil modellezésére. A rácsprofil megalkotása után a végelem analízis módszerből ismert hálózás („mesh”) a profilt négyzetes elemi cellákra osztja és így végzi el az analízist. A szoftvert elsődlegesen a 7.5-ös és 7.9-es fejezetekben bemutatásra kerülő hibrid kontaktrácsos elrendezések diffrakciós hatásfokainak vizsgálatára és a rács kitöltési tényezőjének, illetve maratási mélységének változtatásával történő optimalizációjára használtam. A vizsgálatok során minden esetben a TE polarizációnál kaptam magasabb diffrakciós hatásfok értéket, ezért a dolgozat során csak ezeket az eredményeket mutatom be.

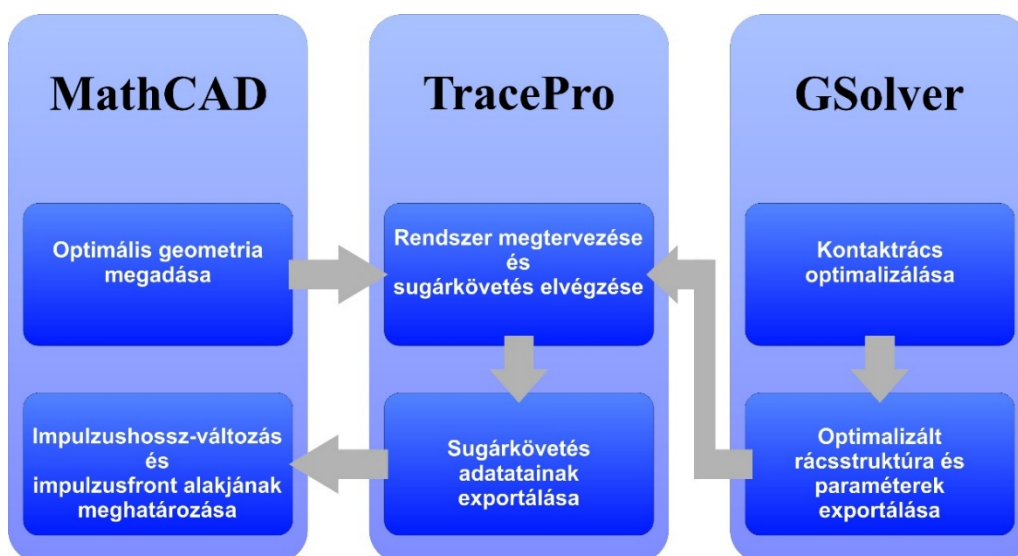


5.3 ábra - GSolver hálózása egy blézelt rácprofilnál.

Itt megjegyezném, hogy a dolgozat során jelzett százalékos diffrakciós hatásfok értékek az optimalizált -1 rendbe transzmittált diffrakció hatásfoka a teljes bemenő intenzitáshoz képest, ugyanis a szoftver a kiszámolt adatok kírásánál figyelembe veszi a reflexiós veszteségeket is. A futtatások után az adatokat ömlesztett táblázatban prezentálja a szoftver, oszloponként jelölve az egyes reflexiós-, transzmissziós-, illetve összes reflexiós-, összes transzmissziós rendhez tartozó relatív diffrakciós hatásfokokat a teljes bemenő intenzitáshoz képest. A szoftver egy számomra fontos és kiemelendő előnye, hogy az általam választott és használt TracePro-val képes közvetlen adatexportálásra, vagyis az itt optimalizált rác-struktúra felhasználható a sugárkövető szoftverben.

Alkalmazott szoftverek kapcsolata

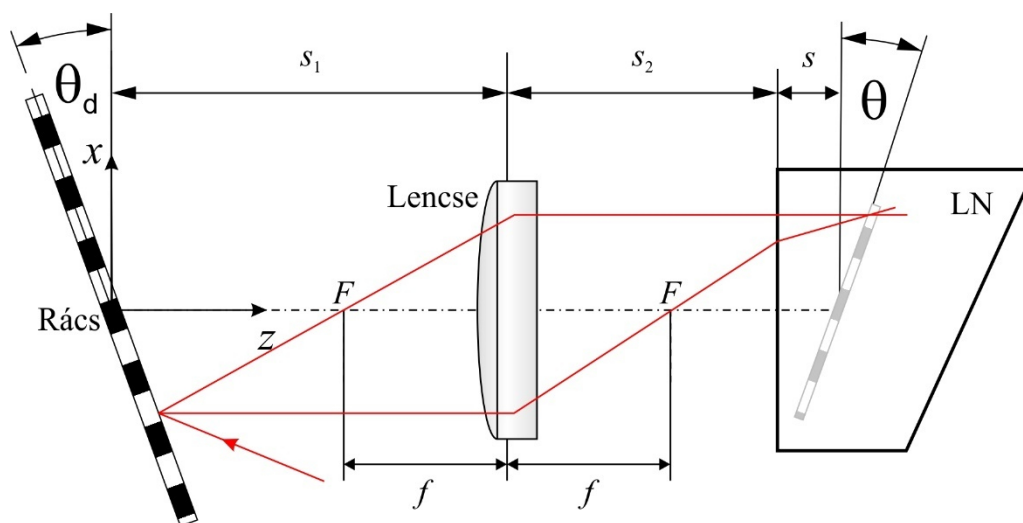
A munkám során használt szoftverek egymással való kapcsolata az 5.4. ábrán látható



5.4 ábra – Szoftverek kapcsolatának diagramja

6. Konvencionális elrendezés vizsgálata, a módszer ellenőrzése

A kísérletekben korábban használt konvencionális elrendezést témavezetőm alkalmasnak találta a módszerem ellenőrzésére, ezért analitikus módszerrel, egy egyszerűbb MathCAD kóddal ellenőrizte eredményeimet. A következőkben az egy lencsét tartalmazó elrendezést mutatom be röviden, illetve a rendszeren az általam végzett sugárkövetéses analízis eredményét összehasonlítva témavezetőm analitikus eredményeivel alátámasztandó a módszer alkalmasságát. Az elrendezés sugárkövető szoftverben történő megtervezésénél, témavezetőm által megadott geometriát alkalmaztam.



6.1 ábra – Konvencionális elrendezés sematikus ábrája jelölve az egyes elemek egymástól mért távolságait

Az egyes elemek távolságai a [46, 47] cikkekben megtalálható útmutató alapján megadhatóak a 6.1. Táblázatban látható formulákkal:

| | |
|---------------------------------------|--|
| Rács és leképező elem távolsága | $s_1 = f(\sqrt{a} + 1)$ |
| Leképező elem és a kristály távolsága | $s_2 = \frac{f \cdot s_1}{s_1 - f} - \frac{s}{n(\lambda_0)}$ |
| Rács dőlésszöge | $\theta_d = \text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{n(\lambda_0)n_{\text{csop}}(\lambda_0)p} \cdot a\right)$ |
| Rácsra való beesés szöge | $\theta_i = \text{asin}\left(\frac{\lambda_0}{p} - \sin(\theta_d)\right)$ |

6.1. Táblázat – Konvencionális elrendezés geometriájának jellemzői

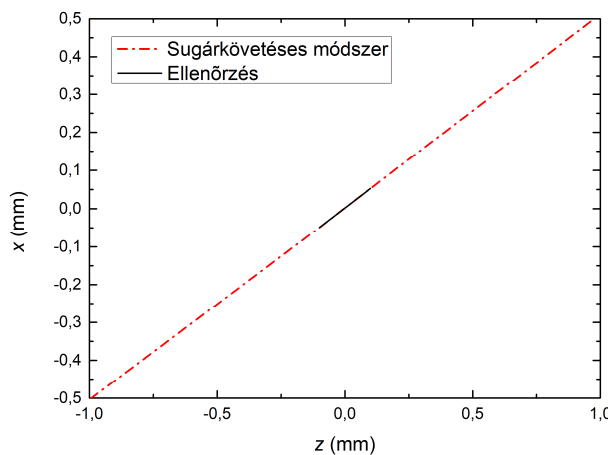
ahol a egy leképezésre jellemző függvény:

$$a = \frac{n^2(\lambda_0)n_{csop}(\lambda_0)p}{2\lambda_0} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{n_{csop}^2(\lambda_0)p^2\text{tg}^4\gamma} + \frac{4}{n^2(\lambda_0)}} - \frac{n^2(\lambda_0)}{2\text{tg}^2\gamma}. \quad (5.3)$$

A szimuláció során 200 mm-es fókusztávolságú BK7-es lencse volt feltételezve (Edmund Optics #45-151), 1400-as karcolatsűrűségű rács, 1030 nm-es központi hullámhossz, 200 fs-os transzformációlimitált impulzushosszal, melyhez a spektrális tartomány két szélső értékén vett hullámhosszak 1026,1 nm és 1033,9 nm voltak. Itt megjegyezném, hogy mindkét módszernél γ értékének kerekén 63° lett választva. A sugárkövetések a rendszer bemenetétől kezdve – mely egy sík sugárforrás volt a diszperziót behozó első optikai elem előtt – egészen a rendszer kimenetéig (mely a kristályban elhelyezett γ szögben megdöntött ernyő) történtek. A módszerem validálásához az ellenőrzés során kirótt feltételek a következők voltak:

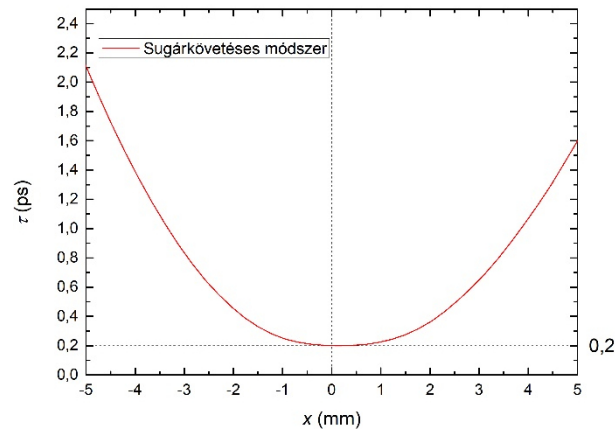
- A képsíkban az impulzusfront érintőjének meredeksége-dőlésszöge legyen egyenlő a sebességillesztés által kirótt feltételnek ($\gamma_{\text{kép}} = \gamma$)
- impulzushossz rekonstruálódjon a képsík és az optikai tengely metszéspontjában ($\tau = \tau_0$)
- Az optikai tengely mentén (ahol nincsenek leképezési hibák) az impulzushossz a szögdiszperzió folytán úgy változzon, ahogy a szakkönyvek jósolják

Az impulzusfront görbületének eredményét az ábrán láthatjuk kinagyítva az optikai tengely közelében lévő tartományt, ahol az ellenőrzés történt. A kapott adatok alapján meghatározható volt az impulzusfront dőlésszöge, mely sugárkövetéses analízissel $62,943^\circ$ -nak adódott, az ellenőrző MathCAD kódban kapott impulzusfront dőlésszöge $63,06^\circ$.



6.2 ábra – Konvencionális elrendezés impulzusfront vizsgálat

Az impulzushossz rekonstruálásának vizsgálatánál az optikai tengelyen a pumpáló impulzushossznak 201,79 fs-os időt kaptam, mely közel teljesítette a kirótt követelményt, miszerint az optikai tengelyen legyen megegyező a transzformációlimitált értékkel, vagyis 200 fs-al (6.3 ábra). A kapott eredményemet témavezetőm megnyugtatóan egybecsengőnek találta, a jövőben történő vizsgálatokhoz a módszer elfogadásra került.



6.3 ábra – Pumpáló impulzushossz változása

A dolgozat során bemutatásra kerülő elrendezések vizsgálatánál egységesen elmondható, hogy az általam kapott eredmények paraxiálisan ellenőrizve lettek továbbra is, hasonló egybehangzó konklúzióval. Ezért azok nem kerülnek feltüntetésre.

7. Eredmények

Két lencses afokális rendszert tartalmazó elrendezés optimalizációja

7.1. Előzmények

A konvencionális döntött-impulzusfrontú gerjesztési módszeren alapuló THz-es sugárforrás, ahogy azt korábban láthattuk is a 3.5. ábra, tartalmaz egy reflexiós rácsot¹, leképező optikát² és magát a NLK-t. Az ilyen típusú elrendezések optimális geometriája korábban már zárt formulák segítségével jól leírásra került [46]. A szükséges impulzusfront dőlése a kristályban leírható (3.16) egyenlet alapján a kristály anyagának a pumpálás hullámhosszán vett csoport-, és a keltendő THz-es frekvencián vett fázis-törésmutatójának aránya segítségével:

$$\frac{c}{n_{cs}^{pump}} \cos \gamma = \frac{c}{n_{fázis}^{THz}}, \quad (6.1)$$

mely LN – mint NLK – esetén $\sim 63^\circ$ (0,5 THz keltendő impulzust, és $\lambda_0 \sim 1 \mu\text{m}$ Yb:YAG pumpa-forrást feltételezve).

Annak érdekében, hogy minél legnagyobb THz konverziós hatásfokot érhessük el az alábbi kondíciók teljesülése szükséges:

- sebességillesztési kritérium teljesülése, ehhez az impulzusfront dőlésének szöge az (6.1) egyenlet által adott
- a pumpáló impulzus impulzusfrontja a kristályban legyen teljesen sík
- a pumpáló impulzus időbeli hossza (leképezési hibáktól eltekintve) a kristályban kialakult kép síkjában legyen ugyanannyi, mint az optikai rácson, azaz Fourier-transzformációlimitált legyen. Az így kialakult rács-képe legyen párhuzamos a döntött impulzusfronttal, mely a keltendő THz-es sugárzás fázisfrontja lesz

Ezen feltételek egy leképezési hibáktól mentes rendszerben teljesíthetőek, viszont valós elrendezésekben az optikai aberrációk (kiemelten a szférikus aberráció) a pumpáló impulzus görbületét okozzák, így az ideális rendszer modellje paraxiális közelítésben írható fel. Azonban ezen korlátokon belül vizsgálva a rendszer leképezését, megtehetünk egyfajta elsőd-rendű

¹ korábbi kísérletek során reflexiós rácsok alkalmazása volt az általános megoldás, manapság azonban egyre elterjedtebb a transzmissziós rácsok használata.

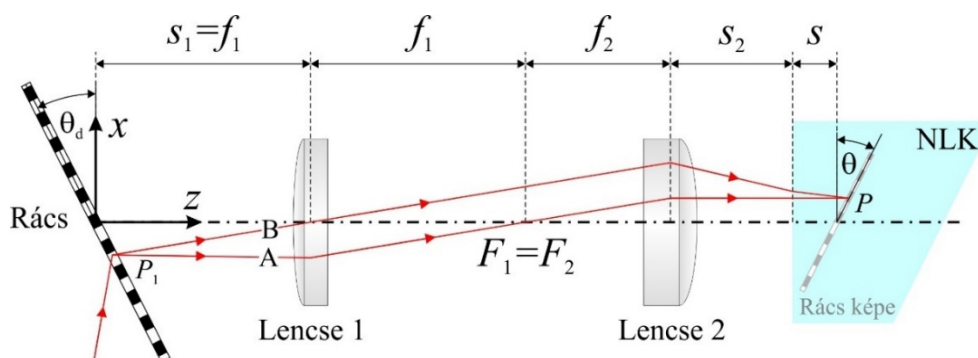
² tipikusan BK7-es koronaüvegből készült lencse, ám egyre elterjedtebb a NIR aktromát-lencsék alkalmazása.

optimalizációt és felírhatjuk az egyes elemek elhelyezkedését, egymástól való távolságát, vagyis megadhatjuk a teljes rendszer optimális geometriáját.

Mint említettük már, a korábbi kísérletekben egy lencsét alkalmaztak a leképezés megvalósításához, azonban szimulációs eredmények a leképezési hibákból eredő impulzustorzulás enyhülését jósolták, ha egy helyett két darab leképező elemet alkalmazunk a rendszer leképező részeként [37]. Kunitski és munkatársai saját fejlesztésű sugárkövetésen alapuló kódjukkal vizsgálták, optimalizálták és rangsorolták az egy lencsét, két lencséből álló afokális rendszert, illetve a gyakorlatban nem igen alkalmazott egy tükröt, illetve két tükörből álló afokális rendszert tartalmazó elrendezéseket. Rangsorolásukat az egyes sémák leképezési hibái alapján tették meg, az elrendezések optimalizálását pedig a pumpáló lézerezés FWHM-jéhez tartozó hullámhossz minimum és maximum értékek csoportkésés-különbségével kapcsolatos – általuk definiált – paraméter alapján tették meg [57]. A kódjuk futtatása alapján, az általuk legelőnyösebbnek és legoptimálisabbnak vélt elrendezések azonban megkérdőjelezhetőek, hiszen a rendszerek geometriájának leírására elméletileg megalapozott háttér nem volt adott: Feltételezhetően a szerzők nem törekedtek paraxiális recept szerinti elsőrendű beállításra. A házon-belül fejlesztett kód közzéadásra nem került, így nem zárható ki, hogy az algoritmus segítségével lokális szélső-érték helyeket találtak csupán meg.

7.2. Geometria optimalizálása

Mindezek után tehát igény volt egy általános, erős elméleti alapokon nyugvó és jól leírt elrendezés-geometria megadására két leképező elemet tartalmazó rendszerekre is. A gyakorlatban általánosan afokális leképezéseknél széles körben alkalmazott módszer a 4-f leképezés, mely esetben a rendszer egyes elemei között úgy választják meg a távolságokat, hogy az egyes elemek éppen fókusz távolságnyira helyezkedjenek el egymástól, ahogy azt a 7.1 ábrán is láthatjuk [S1].



7.1. ábra - Afokális döntött impulzusfrontú THz-keltési elrendezés sematikus ábrája

A következőkben témavezetőm által leírt rendszer geometriáját mutatom be. Az elrendezés paraxiális vizsgálatához elsőként az impulzusfront döntő rács, optikai tengelyhez képesti merőlegeshez viszonyított dőlésszögének és a kristályban kialakult kép dőlésének kapcsolatát szükséges vizsgálni. Ehhez a kép egy P pontját meghatározzuk a rács egy önkényesen vett P_1 pontjából kiinduló két sugármenet segítségével (ábrán A és B sugarak). A két sugármenetet végig követve azok x távolságaira rendre

$$x = -x_1 \frac{f_2}{f_1}, \quad (6.2)$$

és

$$x = \frac{x_1}{f_1 - z_1} \left(\frac{f_1}{f_2} s_2 + \frac{f_1}{n f_2} z - f_1 - f_2 \right) \quad (6.3)$$

adódnak, ahol f_1 és f_2 az első, illetve második lencse fókusz távolsága, n a NLK fázistörésmutatója a pumpálás központi hullámhosszán.

Felhasználva a diffrakció szögére kapható

$$\operatorname{tg} \theta_d = \frac{z_1}{x_1} \quad (6.4)$$

kifejezést a (6.2) és (6.3) egyenletekből megkaphatjuk általánosan valamennyi x koordinátára z (terjedési irány) függvényében:

$$x(z) = \frac{f_1}{n f_2 \operatorname{tg} \theta_d} (n f_2 - n s_2 - z) \quad (6.5)$$

mely egyenlet megadja egy egyenes képét. Ha önkényesen választunk a kristály belsejében egy s távolságot (mely a kép általunk várt helye) és $x = 0$ pontban nézzük a kép helyét, felírhatjuk

$$s_2 = f_2 - \frac{s}{n} \quad (6.6)$$

egyenletet a második lencse és a kristály bemeneti síkja közötti távolságra. Továbbá a rács képének dőlésére deriválással megkaphatjuk:

$$\operatorname{tg} \theta = \left(\frac{dx}{dz} \right)^{-1} = -\operatorname{tg} \theta_d \frac{n f_2}{f_1} \quad (6.7)$$

A rendszerben fellépő szögdiszperziók (rács által indukált, illetve kristályban fellépő) közötti kapcsolat megtalálása is kiemelten fontos lépés. A 7.2 ábrán látható kis szögek ($\varepsilon_1 > 0$ és $\varepsilon < 0$) közötti kapcsolatára felírható:

$$\varepsilon_1 f_1 + \varepsilon n s_2 + \varepsilon s = 0 \quad (6.8)$$

melyet kombinálva (6.6)-el és ε -ra deriválással kapjuk:

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = -\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} \frac{f_1}{n f_2} \quad (6.9)$$

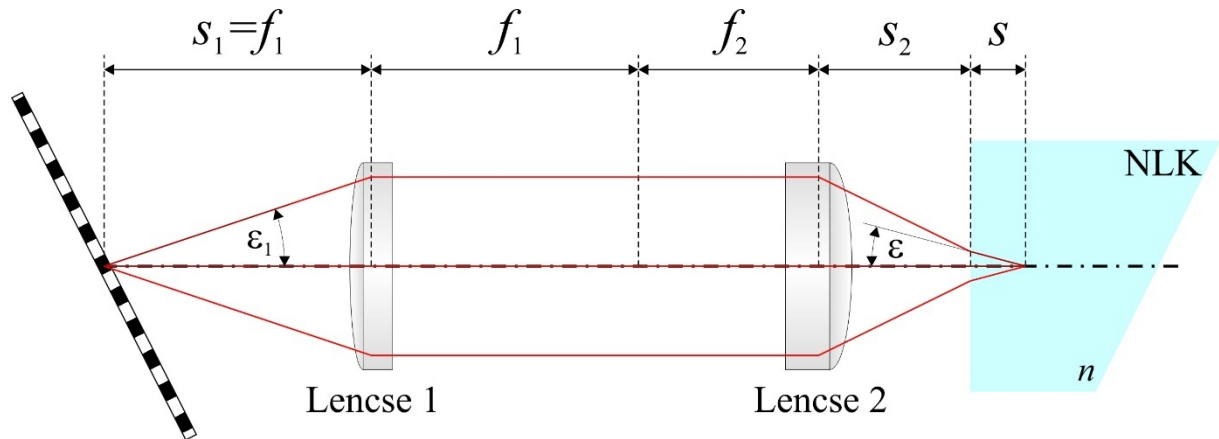
A rácsegyenlet

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p} - \sin \theta_d, \quad (6.10)$$

melyből a nyaláb szögdiszperziót szenved

$$\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} = \frac{1}{p \cos \theta_d}, \quad (6.11)$$

mikor egy p periódusú rácson diffraktálódik.



7.2. ábra - A rács által létrehozott- és a kristályon belüli szögdiszperzió kapcsolatának illusztrációja

Az (6.9) és (6.11) egyenleteket összevonva és az impulzusfront dőlésének valamint szögdiszperzió kapcsolatát figyelembe véve felírhatjuk az impulzusfront dőlésszögének tangensére

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\lambda_0 f_1}{n_{cs} f_2 p \cos \theta_d} \quad (6.12)$$

adódik. A korábbiakban kirótt követelmények harmadik pontja szerint a

$$\theta = -\gamma \tag{6.13}$$

kritériumnak teljesülnie kell. Mindezen szempontokat figyelembe véve az eddigiek felhasználásával egy optimális 4- f elrendezés geometriája (rácsra való beesés szöge, rács-első lencse távolság, második lencse-kristály távolsága) megadható.

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p} \left(1 - \frac{a}{nn_{cs}} \right) \tag{6.14}$$

$$s_1 = f_1 \tag{6.15}$$

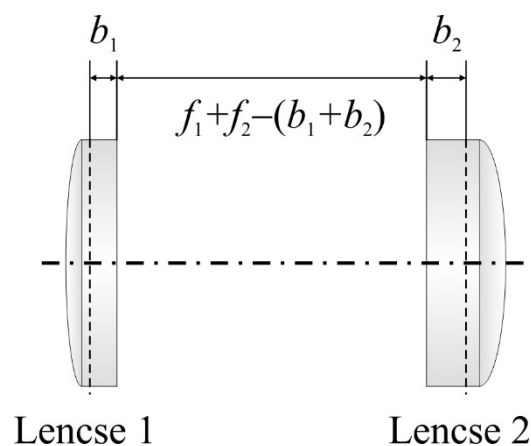
$$s_2 = f_2 - \frac{s}{n} \tag{6.16}$$

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{a} \tag{6.17}$$

ahol

$$a = \frac{n^2 n_{cs} p}{2\lambda_0} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{n_{cs}^2 p^2 \text{tg}^4 \gamma} + \frac{4}{n^2}} - \frac{n^2}{2\text{tg}^2 \gamma} \tag{6.18}$$

melyek közül a beesés szögére adott formula, illetve az a kicsinyítési tényező pontosan ugyanaz, mint a korábbi optimalizált egy-lencses elrendezésnél megadott [46, 47]. Vastaglencse-közelítésben azonban a távolságok során, a lencsék főtávjainak távolságát is figyelembe kell vennünk.



7.3. ábra – Két lencse közötti távolság

Az optimális leképezés megoldása mellett szükséges a rács diffrakciós hatásfokának maximalizálása is. Közel 100%-os hatásfok bináris profilú transzmissziós rácsok esetén Littrow-konfiguráció alkalmazásával érhető el [75]

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{2p} \quad (6.19)$$

beesési szög mellett. Ha ezt kombináljuk a korábbi (6.14) és (6.18) egyenletekkel az optimális rácsperiódusra megadható

$$p = \frac{\lambda_0}{2} \sqrt{1 + \frac{2n}{n_{cs} \operatorname{tg}^2 \gamma}} \quad (6.20)$$

valamint a hozzá tartozó beesési szög, melynél a diffrakciós hatásfok maximális

$$\sin \theta_i = \left(1 + \frac{2n}{n_{cs} \operatorname{tg}^2 \gamma} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (6.21)$$

Ezen kívül az optimalizált 4-*f* afokális elrendezés lencséinek fókusztávolságára a

$$\frac{f_1}{f_2} = \sqrt{\frac{nn_{cs}}{2}} \quad (6.22)$$

adódik a korábbi egyenleteket felhasználva.

Az eddigiek alapján a rendszer geometriája megadható. Lítium-niobátra és két darab BK7-es lencsére vonatkozó adatokat (hullámhossz, rácsállandó, törésmutatók, impulzusfront dőlés, elődöntés a kristály előtt, illetve a 7.2. ábrán látható távolságok) a 7.1. Táblázatban foglaltam össze.

| λ_0 (nm) | p (μm) | $n_{pump}^{fázis}$ | $n_{pump}^{csoport}$ | $n_{THz}^{fázis}$ (1 THz) | γ ($^\circ$) | γ_0 ($^\circ$) | s_1 (mm) | s_2 (mm) |
|------------------|-----------------------|--------------------|----------------------|---------------------------|-----------------------|-------------------------|------------|------------|
| 800 | 0,483 | 2,175 | 2,264 | 5,16 | 63,973 | 77,58 | 304,7 | 151,5 |
| 1030 | 0,618 | 2.157 | 2.216 | 5,16 | 64.572 | 77,32 | 302,5 | 150,4 |

7.1. Táblázat – Optimális elrendezés paraméterei két darab BK7 lencsét tartalmazó afokális rendszerre.

7.3. Az elrendezés sugárkövetéses analízise

Numerikus szimulációk és számolások elvégzéséhez az intézetben már megvalósított kísérleteknél alkalmazott körülményeihez igazodtam: A pumpáló lézerimpulzus központi hullámhosszát 800 nm-nek, illetve 1030 nm-nek vettem. Ezek közül előbbi egy stabil és

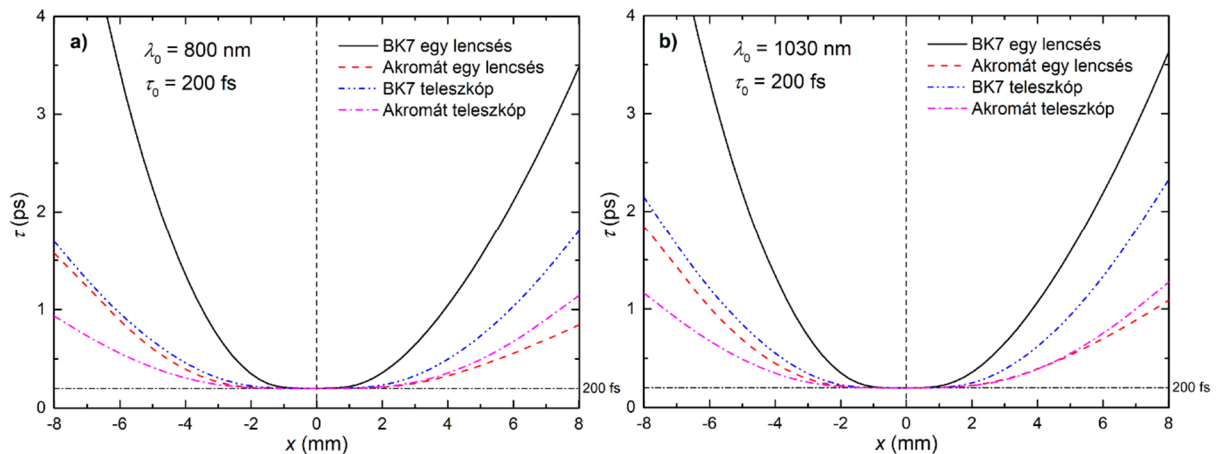
könnyen hozzáférhető Ti:Zafír lézer-, utóbbi pedig egy Yb:YAG lézer központi hullámhosszának felel meg. A pumpáló lézerimpulzus transzformációlimitált impulzushosszát egységesen 200 fs-nak vettem, mely korábbi vizsgálatok alapján optimálisnak mondható [78, 79]. Nemlineáris médiumként 0,67 mol% magnézium adalékolású LN-ot, a sebességillesztési feltételhez pedig 1 THz-es frekvenciájú keltendő sugárzást feltételeztem. Impulzusfront-döntő rácsnak a szimulációkban egy 1400-as karcolatsűrűségű transzmissziós rácsot vettem alapul Littrow elrendezésben, leképező optikák szempontjából pedig egyszerű plán-konvex szinglet, illetve NIR akromát lencsét használtam, melyek részletes paramétereit a 7.2. Táblázatban foglaltam össze. A lencsék kiválasztásánál fontos szempont volt a fókusztávolság, illetve a hullámhossz tartomány, melyre az adott gyártó javasolja, valamint a lencsék átmérője, mely praktikussági szempontok alapján ~50 mm (2 inch).

| 800 nm 200 fs | f_1 (mm) | f_2 (mm) | Lencse 1 anyaga(i) | Lencse 2 anyaga(i) | Kat. szám 1 | Kat. szám 2 |
|---------------------------|---------------|---------------|-----------------------|-----------------------|-----------------|-------------|
| BK7 egylencse | 200 | – | BK7 | – | EO: #45-151 | n.r. |
| Akr. egylencse | 200 | – | NLAK22 / NSF6 | – | EO: #47-319 | n.r. |
| BK7 afokális | 300 | 150 | BK7 | BK7 | TL: LA1256-B | EO: #48-799 |
| Akr. afokális | 300 | 150 | NLAK22 / NSF6 | NSF6 / NLAK22 | TL: AC508-300-B | EO: #47-318 |
| 1030 nm 200 fs | f_1 (mm) | f_2 (mm) | Lencse 1 anyaga(i) | Lencse 2 anyaga(i) | | |
| BK7 egylencse | 200 | – | BK7 | – | EO: #45-151 | n.r. |
| Akr. egylencse | 200 | – | NLAK22 / NSF6 | – | EO: #47-319 | n.r. |
| BK7 afokális | 250 | 150 | BK7 | BK7 | EO: #48-802 | EO: #48-799 |
| Akr. afokális | 250 | 150 | NBAK4 / NSF10 | NSF6 / NLAK22 | EO: #49-393 | EO: #47-318 |

7.2. Táblázat – Szimulációkhoz és számolásokhoz használt lencsék paramétereit

A 5. fejezetben bemutatottak alapján sugárkövető szoftverrel és matematikai kódommal vizsgáltam valamennyi elrendezést (BK7 szinglet, akromát szinglet, BK7 afokális-, akromát lencsét tartalmazó afokális rendszer), és a paraxiális képsíkban meghatároztam a pumpálóimpulzus időbeli torzulását a korábbi (5.2) formula alapján. Az impulzustorzulásokat a szögdiszperzió síkjában vizsgáltam (ábra $x-z$ síkja), mivel az erre merőleges síkban kísérletek alapján a leképezési hibák által okozott időbeli torzulás nem szignifikáns [40]. Az optimalizált

elrendezések teljesítőképességének szemléltetése végett összehasonlítást tettem a kinyert eredmények alapján mely az alábbi diagramokon látható:

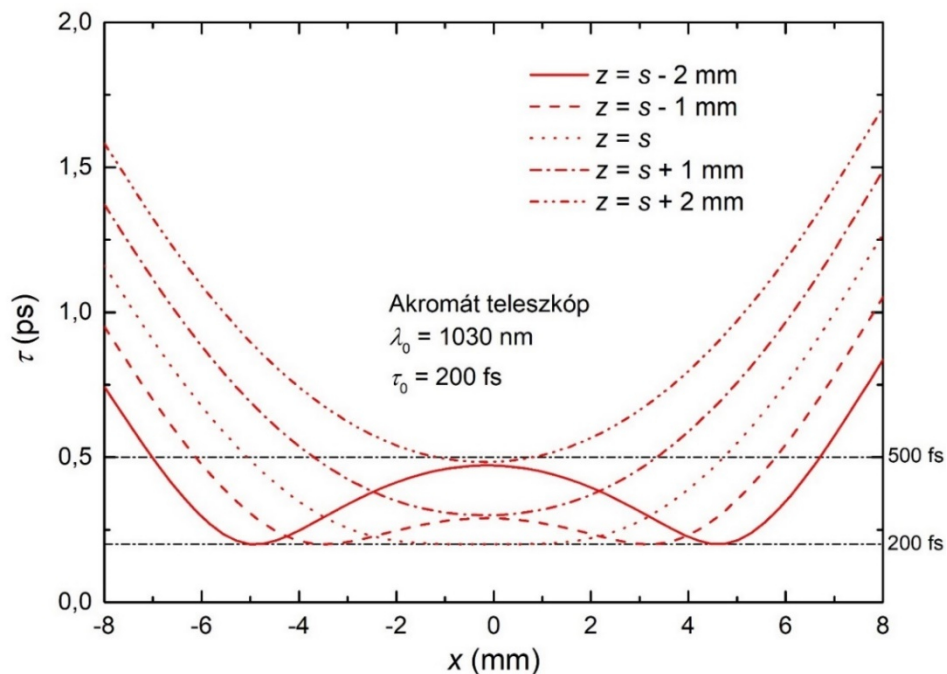


7.4. ábra - Lokális impulzushosszak a képsíkban 800 nm-es 200 fs-os (a) és 1030 nm-es 200 fs-os (b) pumpáló impulzus alkalmazása esetén

Ahogy azt látjuk, leképezési hibák okozta impulzutorzulás szempontjából már az egyszerű BK7-es üveglencse, akromát lencsével történő felváltásával komoly javulást tud hozni: az időbeli kiszélesedés a konvencionális (egy lencsét tartalmazó) elrendezésnél a pumpáló nyaláb szélein 6 ps-ról 1,5 ps-ra csökkent a diszperzió síkjában³. A fejezet első felében levezetett optimális geometriájú afokális rendszer esetén azonban közel ugyanez a torzuláscsökkenés érhető el a rendszerbe elhelyezett két BK7-es lencsével és még tovább javítható, ha két megfelelő akromát lencsét alkalmazunk. Ilyen esetben a kiszélesedés 1 ps alatti marad 800 nm-es és 200 fs-os pumpáló impulzus alkalmazásánál. Hasonlóan impozáns eredményeket olvashatunk le az 1030 nm-es pumpáló impulzust feltételező szimulációból kapott eredményeiről is. Habár a 800 nm-re kapott eredmények tűnnek jobbnak, természetesen ehhez még szükséges hozzávennünk egyéb limitáló tényezőket is, mint például a többfotonos abszorpció jelenlétét is, mely a pumpáló forrás megválasztásakor (a nemlineáris médiumot tekintve) lehet kritikus. A számolt impulzuskiszélesedések alapján a konvencionális BK7 egy lencsés elrendezésnél a pumpáló nyaláb kristályra beeső foltméretének átmérője ~10 mm, akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezés használatánál ~20 mm a praktikus limit az pompa-THz átalakítási határfok szempontjából. Mivel az effektív THz keltés a kristály belsejében nem csupán egy szeletben történik, hanem a képsík véges nagyságú környezetében, ezért a vizsgálandó síkokat a képsíktól az optikai tengelyen $z = s \pm 2$ mm távolságra helyeztem

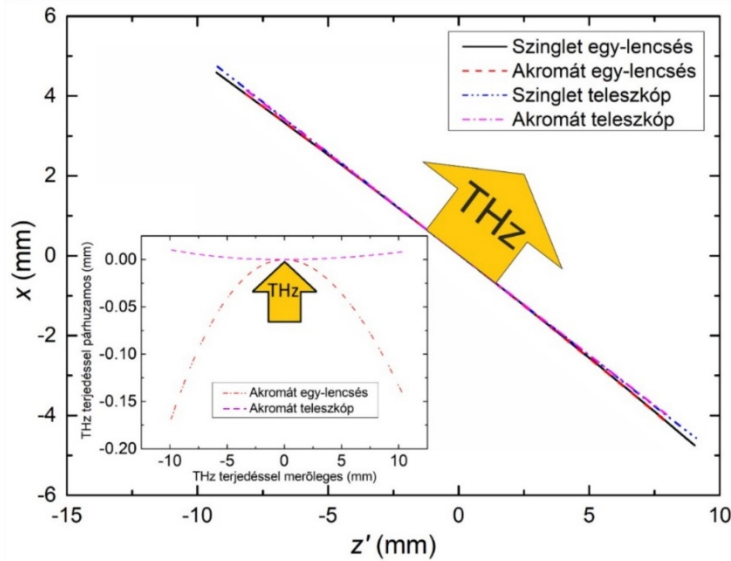
³ Bár a 7.4 ábrán az y tengely 4 ps-ig van kirajzolva, a görbe jellege is jól mutatja a javulást. Konkrétan a 800 nm-es pumpálás esetén $x = -6,3$ mm-nél egy darab BK7-es lencsével az impulzushossz 3,97 ps, míg két darab BK7-es lencsét tartalmazó afokális elrendezésnél ugyanitt 1,08 ps.

milliméterenként egyfajta szkennelést végezve. A vizsgálatok eredményét összesítve a 7.5 ábrán láthatjuk, a legígéretesebb, akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezés esetére. Az impulzushossz – a pumpáló nyaláb középső tartományán – monoton növekedése látható a képsíktól távolodva, azonban a görbék karakterisztikája különbözik a képsíktól $+z$ és a $-z$ irányban. Ez előnyös is lehet a keltés szempontjából, hiszen ahogy a 7.5 ábrán is láthatjuk az impulzus kiszélesedése a képsíktól -2 mm távolságban (ábrán tömör piros görbe) a vizsgált, transzverzális tartományon szinte teljes szélességben (~ 10 mm) 500 fs alatt maradt. Ezzel szemben a $+2$ mm távolságban a kiszélesedés – a pumpa nyaláb teljesen középső részét kivéve – a még jónak számító 500 fs-ot meghaladja. Tehát a THz keltés hatásosabb a képsík előtt, mint utána.



7.5. ábra - Lokális impulzushossz változása a paraxiális képsík ± 2 mm-es régiójában

A sugárkövetéses módszer a fejlesztett kóddal alkalmas továbbá a pumpáló impulzusfront alakjának meghatározására a kristályban, mely a keltett THz-es sugárzás hullámfrontjának felel meg. Ehhez csoportkésés időket határoztam meg a pumpálás központi hullámhosszán, majd ezekből az impulzusfront-alak megadhatóvá vált.



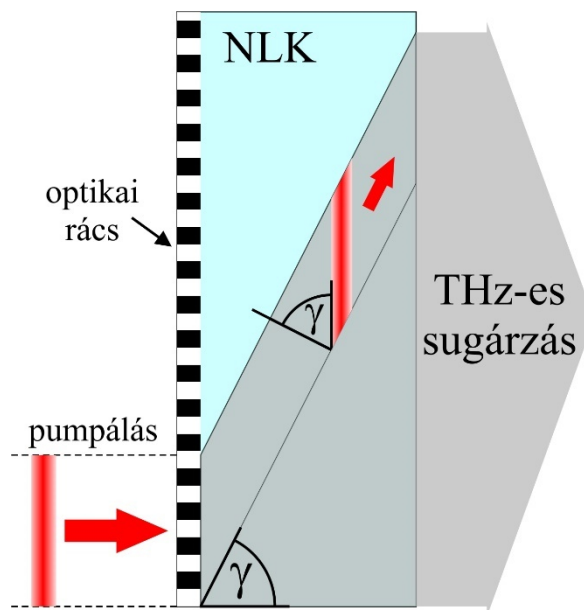
7.6. ábra - Impulzusfront görbületek a paraxiális képsíkban valamennyi említett elrendezés esetén (az ábrán látható esetek az 1030 nm központi hullámhosszú pumpálásra vonatkoznak). Az ábra bal alsó részén látható betétben az akromát egylencses és akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezéshez tartozó pumpáló impulzusfrontok láthatóak kiemelve (a betét koordinátarendszerének origója és a paraxiális képsík $x = 0$ pontja egybeesik).

Az impulzusfront görbületének meghatározásából számunkra olyan információ nyerhető ki, melynek segítségével jó becslés adható a keltődő THz-es nyaláb divergenciájára, ami a felhasználások szempontjából kardinális fontossággal bírhat, ugyanis a THz-es nyalábok nehéz fókuszálhatósága komoly problémákat jelent. A vizsgált elrendezések közül az akromát lencses rendszerek THz terjedési irányában vizsgált impulzusfront-görbületére illesztett parabola-szerű görbék, kiemelve a 7.6. ábra bal alsó betétjén láthatjuk. Az akromát egylencses esetben egy erősebben domboruló frontot látunk, mely a nyaláb természetes divergenciáját tovább növeli. Ezzel szemben az akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezés esetében homorú frontot tapasztaltunk, ami a keltett THz-es nyaláb – annak optikai tengelye felé – konvergáló hatását okozza. Ezek az eredmények nagyjából konzisztensek a kísérleti eredményekkel [40], a cikk szerzői kísérletileg az általam kimondottakkal konzisztensen megállapították, hogy a konvencionális egy darab BK7-es lencsét tartalmazó gerjesztési rendszernél határozottan jobb a két lencses afokális rendszer illetve az egy darab akromát lencsét tartalmazó elrendezés. Azonban míg az én eredményeim az egy darab akromát lencsét tartalmazó elrendezést mutatták e kettő közül jobbnak, a kísérletekben a két darab BK7-es lencsét tartalmazó afokális elrendezés bizonyult némileg jobbnak. Az illesztett parabola-görbék középső tartományának sugara az egy darab akromát lencsét tartalmazó rendszer esetében 326 mm, míg a két darab akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezés esetében – 5400 mm-nek adódott, mely a kristály kilépő felülete után mintegy ötödére csökkennek a refrakció miatt.

Hibrid típusú elrendezés tervezése és vizsgálata

7.4. Előzmények

Ahogy 3.7, illetve az 7.1 fejezetben is kiemelten tárgyalva lett, a hagyományos THz gerjesztő rendszerek a leképezés miatti pumpáló impulzus torzulásai miatt limitáltak a keltés hatásfokára és a keltett THz-es impulzus energiájára nézve. Az optikai aberrációkat kiküszöbölendő javaslat született egy leképező optikától mentes elrendezésre, mely a kontaktrács (CG) elnevezést hordozza bejelentése óta [58]. Az impulzusfront dőlés egy ilyen eszköznél is diffrakciós elem segítségével jön létre, azonban a konvencionális elrendezéstől eltérően itt az optikai rács a NLK „bemeneti” felületén lenne létrehozva (7.7 ábra). Az elmélet szerint a kristály plán-parallel szerkezetű és mind a pumpálás, mind a keltett THz-es sugárzás terjedési iránya merőleges lenne a NLK be-, illetve kimeneti felületeire. Ez úgy valósulna meg, hogy a pumpáló nyaláb a médium „rácson” felületére érve a diffrakció törvényeinek megfelelően elhajlik és a THz keltésében a diffraktált ± 1 -rendű nyalábjai vesznek részt, melyek a megfelelő paraméterek mellett a THz terjedésének irányával a sebességillesztési feltétel által megszabott γ szögben terjednek a NLK-ban.

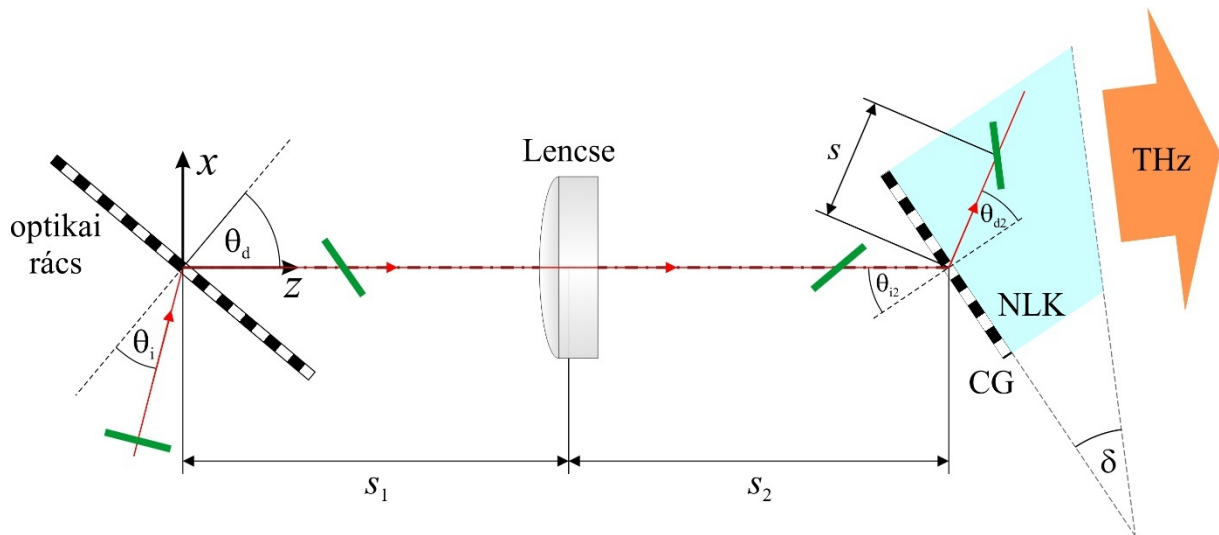


7.7. ábra - Kontaktrácsos elrendezés sematikus ábrája [58]

Az elrendezés diffrakciós rácsa LN esetén ~ 2400 -as karcólatsűrűséggel szükséges, hogy rendelkezzen annak érdekében, hogy az említett rendekben megvalósulhasson a sebességillesztés. Átfogó vizsgálat azonban azt mutatta, hogy a diffrakciós hatásfok maximalizálásának érdekében bináris rácsprofil szükséges [80, 81], melynek kialakítása

azonban a szükséges feltételek mellett a jelenlegi mély reaktív ion-maratásos megmunkálási technológia – mely vizsgálatok szerint a legígéretesebb nemlineáris kristályok felületi megmunkálására [81] – teljesítőképességének határán kívül esik [59]. Megvalósíthatósági próbáknál 2000-es karcolatsűrűség felett, a CG rácprofilja minden esetben eltérőre sikerült a tökéletesen bináristól. További vizsgálatok azonban azt mutatták, hogy a rácprofil falának meredeksége a derékszögtől akár kis szögű eltérés esetén is a rácshatásfok komoly romlását okozza. Ugyanezen vizsgálatok mellett azonban azt is megmutatták, hogy törésmutatóillesztő folyadék alkalmazása esetén alacsonyabb karcolatszámúval rendelkező rács is elegendő, bár ebben az esetben le kell mondanunk a kristály kriogenikus hűtéséről.

Mindezek fényében megoldást keresett a kutatócsoport, a CG megmunkálhatóság határán belüli alkalmazhatóságára, kriogenikus hűtés lehetőségének biztosítása mellett. Az új ötlet egy, a korábbi konvencionális- és a CG kombinációjaként realizálódott, ami a hibrid típusú döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló elrendezés nevet kapta (továbbiakban HTPF⁴). A séma elvi vázlatát a 7.8. ábra szemlélteti, amin látható, hogy a pumpálás impulzusfrontjának döntése két lépcsőben történik: Első fokozatban a hagyományos elrendezéseknél is alkalmazott transzmissziós (esetleg reflexiós) rácson a szükségesnél kisebb mértékben megdőlt impulzusfrontot a NLK bemeneti felületén kialakított CG dönti tovább a kívánt mértékűre.



7.8. ábra – Hibrid típusú elrendezés sematikus ábrája. A vastag sötétzöld színnel jelölt vonalak a pumpáló impulzusfront dőlésének alakulását ábrázolják [S2].

Az elrendezés megtervezésekor fontos kíváncsi volt a leképező elem előtt a szögdiszperzió csökkentése, mely által az optikai aberrációk által okozott torzulás is

⁴ Mozaikszó az angol *Hybrid-Tilted-Pulse-Front* elnevezésből.

csökkenthető, valamint a CG karcolatsűrűségének – bináris rácprofil tartása mellett – a megvalósíthatóság korlátjain belül tartása. Ehhez a koncepció szerinti kívánalom, hogy a rendszer két diffrakciós eleme között közel azonos mértékben legyen megosztva az impulzusfront-döntés. További szempont volt a tervezések és vizsgálatok során a 7.8. ábra látható NLK ékszögének (δ) lehető legkisebb értéken való tartása a keltett THz-es sugárzásra nézendő reflexiós veszteségek minimalizálása végett.

7.5. Kontaktrács diffrakciós határfokának maximalizálása

Az impulzusfront elődőlésének (γ) közvetlenül a NLK előtt és a CG utáni sebességillesztés által megszabott mértékű (γ) dőlésszögek, továbbá a CG-on – a 7.8 ábrán is látható – a beesési (θ_{i2}), diffrakciós (θ_{d2}) szög és a CG p_2 rácállandója közötti összefüggés az impulzusfront dőlésének vizsgálata és követése a kristályban geometria alapján a következő formulához vezet:

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = \left(\operatorname{tg} \gamma - \operatorname{tg} \theta_{d2} - \frac{1}{n_{cs}} \frac{\sin \theta_{i2}}{\sin \theta_{d2}} \right) \frac{\cos \theta_{d2}}{\cos \theta_{i2}} n_{cs}. \quad (6.23)$$

Emellett a kontaktrács után a NLK-ban való terjedéshez (–1 rendet vizsgálva) a rácsegyenlet

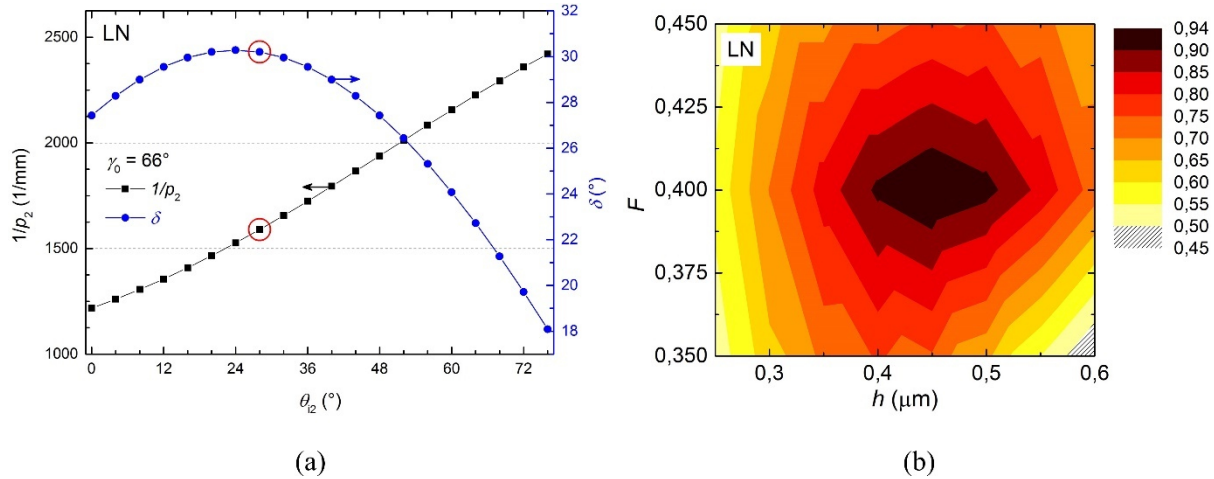
$$\sin \theta_{i2} + n \sin \theta_{d2} = \frac{\lambda_0}{p_2} \quad (6.24)$$

alapján megkapjuk a rácra való beesés és diffrakció szögeit adott rácспериódus mellett. Továbbá a kristály ékszögére egyszerűen

$$\delta = \gamma - \theta_{d2} \quad (6.25)$$

adódik. Belátható, hogy a korábban alkalmazott prizma $\sim 63^\circ$ -os ékszögéhez képest itt jóval kisebb ékszögek is elérhetőek, ami azért fontos, mert kísérletek alapján [40] a nagy ékszögű prizmánál a keltett nyaláb inhomogenitását, aszimmetriáját tapasztalták. Tehát egy adott γ mértékű elődöntés és rögzített p_2 rácállandó a fenti egyenletek által rögzíti a CG-ra való beesési- és diffrakció szögét is. Ilyen rögzített esetben a rác diffrakciós határfokát pusztán annak profilalakja és annak fizikai paraméterei befolyásolják. Bináris rácprofil esetén ezt a rác kitöltési tényezője (F) és a rác maratási mélysége (h) határozzák meg, melyek szisztematikus változtatásával vizsgáltam és optimalizáltam –1-es diffrakciós rendre a CG-t, az 5. fejezetben bemutatott szoftverrel.

Ahogy azt a 7.9. ábra (b) részén is láthatjuk a vizsgálataim eredménye alapján maximális – mintegy 94%-os – hatásfok érhető el a CG-n 28°-os beesési szög, 66°-os elődöntés és 1587-es karcólatsűrűség esetén, amennyiben a rács kitöltési tényezője $F = 0,4$, maratási mélysége pedig $h = 0,44 \mu\text{m}$. Ezen paraméterek mellett a kontaktrács az említett reaktív ionmaratási jelenlegi felületmegtömörítési technológiákkal megvalósítható.



7.9. ábra – Az általunk rögzített $\gamma_0 = 66^\circ$ elődöntéshez tartozó számolások a CG karcólatsűrűségére (a) ábra bal oldali skálája illetve a NLK ékszögére (a) ábra jobb oldali skálája a beesési szög tekintetében, valamint az (a) ábrán piros karikákkal jelölt esethez tartozó szisztematikus diffrakciós hatásfok vizsgálat eredménye kontúr-grafikonon (b).

A vizsgálatokat szélesebb rögzített elődöntési paraméterek ($\gamma = 60^\circ\text{--}70^\circ$) mellett is elvégeztem, mely numerikus számolások eredményeit a 7.3. Táblázatban látható.

| Séma | γ (°) | θ_1 (°) | θ_2 (°) | θ_{d2} (°) | δ (°) | $1/p_2$ (1/mm) | F | h (μm) | η (%) |
|-------------|--------------|----------------|----------------|-------------------|--------------|----------------|------|-----------------------|------------|
| HTPF | 60 | 51,1 | 32 | 38,8 | 24,1 | 1826 | 0,51 | 0,50 | 72,0 |
| HTPF | 63 | 51,1 | 40 | 36,9 | 26,1 | 1880 | 0,50 | 0,44 | 84,0 |
| HTPF | 66 | 46,3 | 28 | 32,8 | 30,2 | 1590 | 0,40 | 0,44 | 94,5 |
| HTPF | 70 | 48,2 | 48 | 31,0 | 31,9 | 1800 | 0,40 | 0,42 | 99,5 |
| hagyományos | 77 | 37,4 | – | – | 62,9 | – | 0,40 | 0,53 | – |
| CG | – | – | 70 | 45,6 | 17,2 | 2874 | – | – | 98,0 |

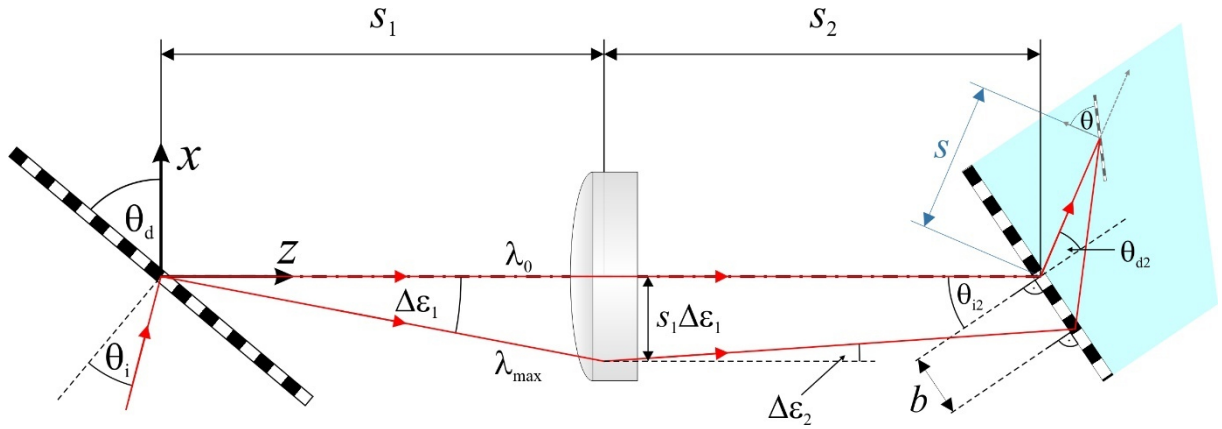
7.3. Táblázat – Összehasonlító táblázat a konvencionális-, CG- és a HTPF sugárforrások geometriai paramétereire, illetve a diffrakciós hatásfok értékeire.

Amint azt a táblázatról leolvashatjuk közel 100%-os diffrakciós hatásfok érhető el –1 rendben a HTPF elrendezés kristályának felületén létrehozott diffrakciós struktúrán, amennyiben $\gamma = 70^\circ$ -os elődöntést, $\theta_2 = 48^\circ$ -os beesési szöget és 1800-as karcólatsűrűségű LN kristályt alkalmazunk. Lényeges felhívni a figyelmet – aminek okán a hagyományos

elrendezés paramétereit is szerepet kaptak a táblázatban – a HTPF elrendezésben szükséges ékszögek jóval kisebbek a konvencionális elrendezésben használatoshoz képest, ami a kellett THz-es nyálábminőség szempontjából fontos.

7.6. Leképezés optimalizálása és az HTPF sugárkövetéses analízise

A hibrid típusú elrendezés leképező elemének, illetve a rendszer geometriájának – pontosabban az elemek egymástól mért távolságának – optimalizálásához a 7.2 fejezetben leírtak alapján, azonos kritériumok teljesítésével kell eljutni. A levezetéshez az előző szekcióban leírtak alapján ismertnek tekintjük a CG rácsperiódusát, illetve a diffrakció szögét és a CG-ra való beesési szöget.



7.10. ábra – A HTPF rendszer leképezésének vázlatos rajza, a kristályban sötétszürke színnel kirajzolva a kezdeti impulzusfront-döntő rács paraxiális képét.

A NLK felületén megmunkált CG-ra vonatkozó (6.24) rácsegyenlet alapján a rá beeső és diffraktált sugár szögére felírható a

$$\Delta\theta_{d2} = -\frac{\cos\theta_{i2}}{n\cos\theta_{d2}}\Delta\theta_{i2} \quad (6.26)$$

összefüggés. A 7.10 ábrán két feltüntetett sugármenet a CG-t

$$\Delta\theta_{i2} = \Delta\epsilon_2 \quad (6.27)$$

különbséggel érik, amiből a leképezés alapján

$$\Delta\epsilon_2 = -\frac{s_1 - f}{f}\Delta\epsilon_1 \quad (6.28)$$

írható fel a sugarak közötti szögzülönbségre.

Ezeket felhasználva megadható a szögnyújtás mértékét, amivel már kapcsolatot teremthetünk a 7.2 fejezetben is használt θ és θ_d szögek között:

$$M = -\frac{\Delta\theta_{d2}}{\Delta\varepsilon_1} = -\frac{s_1 - f}{n \cdot f} \frac{\cos\theta_{i2}}{\cos\theta_{d2}} \quad (6.29)$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{1}{M} \operatorname{tg}\theta_d. \quad (6.30)$$

Ezen kívül a 7.10. ábra alapján a CG-ra érkező sugarak (λ_0 és λ_{\max}) egymástól való b távolságára adódik

$$b \approx \frac{s_1 \Delta\varepsilon_1 + s_2 \Delta\varepsilon_2}{\cos\theta_{i2}} \quad \text{és} \quad (6.31)$$

$$b \cos\theta_{d2} \approx s \Delta\theta_{d2}$$

Az optimális leképező elem-CG távolságra az (6.26)–(6.28) és (6.31) egyenletek alapján

$$s_2 = \frac{s_1 f}{s_1 - f} - \frac{s \cos^2\theta_{i2}}{n \cos^2\theta_{d2}} \quad (6.32)$$

formula vezethető le. A kezdeti impulzusfront-döntő rácsra felírható rácsegyenlet a már jól ismert

$$\sin\theta_i + \sin\theta_d = \frac{\lambda_0}{p_1}, \quad (6.33)$$

az általa a rendszerbe hozott szögdiszperzió pedig felírható a

$$\frac{d\varepsilon_1}{d\lambda} = \frac{1}{p_1 \cos\theta_d} \quad (6.34)$$

formulával. Ezt a szögdiszperziót a rendszerbe helyezett leképező optika a következőképpen módosítja:

$$\frac{d\varepsilon_2}{d\lambda} = -\frac{1}{p_1 \cos\theta_d} \frac{s_1 - f}{f}. \quad (6.35)$$

Ahogy a 7.5 fejezet elején említettem, a pumpáló impulzusfront dőlésének mértéke közvetlenül a CG előtt γ_0 kell, hogy legyen. Ennek a dőlésszögnek azonban a kapcsolata

felírható Hebling János [38] tudományos közleménye alapján a szögdiszperzióval vákuum (jelen esetben levegő) közegben:

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = -\lambda_0 \frac{d\varepsilon_2}{d\lambda}. \quad (6.36)$$

Így behelyettesítés után a

$$\operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{\lambda_0}{p_1 \cos \theta_d} \frac{s_1 - f}{f} \quad (6.37)$$

egyenletet kapjuk, és figyelembevéve továbbra is a már kirótt követelményt, miszerint a paraxiális képsíknak egybe kell esnie a kristályban a döntött impulzusfronttal, megadhatjuk a rendszer elemeinek távolságát, illetve a kezdeti optikai rácstra való beesés szögét, amennyiben ismert paramétereknek tekintjük:

- Pumpáló impulzus központi hullámhosszát (λ_0)
- NLK fázis-, csoporttörésmutatóját a pumpálás központi hullámhosszán ($n_{\text{fázis}}^{\text{pump.}}$, $n_{\text{csop.}}^{\text{pump.}}$)
- Sebességillesztés által kirótt impulzusfront dőlésének szögét a NLK-ban (γ)
- Elődöntés mértékét közvetlenül a CG előtt (γ_0)
- A beesési és diffrakció szögét a CG-on (θ_2 , θ_{d2})
- A leképező optika fókusztávolságát (f), valamint
- A kezdeti impulzusfront-döntő rács rácsállandóját. (p_1)

Ha mindezen paraméterek felírásra kerültek az optimális geometria megadható, a rendszer megtervezhető:

$$\sin \theta_d = a \frac{\lambda_0}{p_1 n n_{cs}} k \quad (6.38)$$

$$\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{p_1} \left(1 - \frac{ak}{n n_{cs}} \right) \quad (6.39)$$

$$s_1 = f \left(\sqrt{a} + 1 \right) \quad (6.40)$$

$$s_2 = \frac{s_1 f}{s_1 - f} - \frac{s}{n \cos^2 \theta_{d2}} \quad (6.41)$$

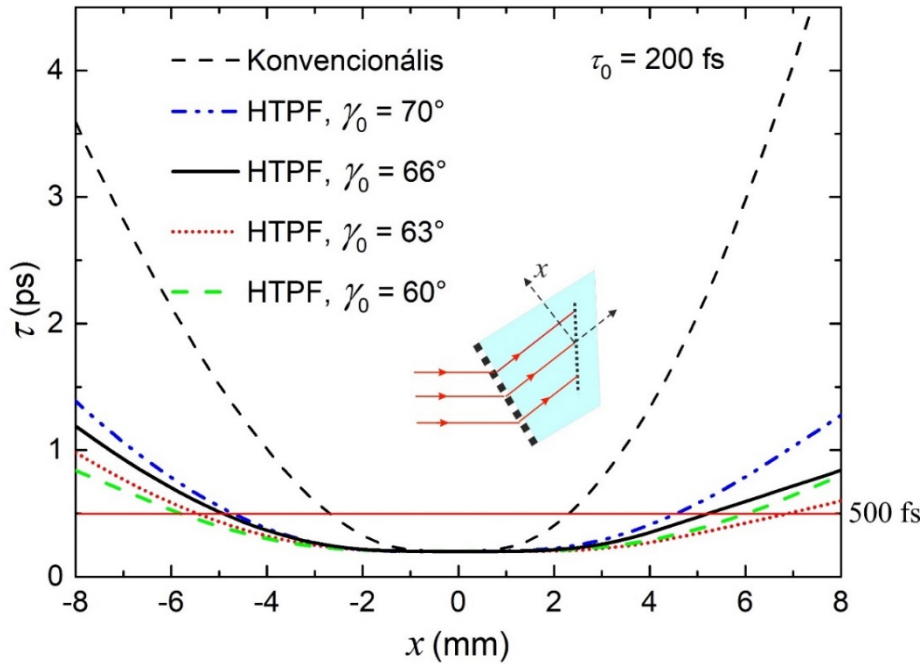
ahol az ismeretlen a – megváltozott kicsinyítési paraméter korábbról [46, 47] – és k paraméterek értéke:

$$a = \frac{n^2 n_{cs}^2 p_1}{2 \lambda_0 k^2} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{p_1^2 \operatorname{tg} \gamma_0^4} + \frac{4k^2}{n^2 n_{cs}^2}} - \frac{n^2 n_{cs}^2}{2 \operatorname{tg} \gamma_0^2 k^2} \quad (6.42)$$

és

$$k = \frac{\cos \theta_{i2} \operatorname{tg} \gamma}{\cos \theta_{d2} \operatorname{tg} \gamma_0} n_{cs}. \quad (6.43)$$

Sugárkövetéses analízishez a korábban is alkalmazott 1030 nm-es központi hullámhosszú pumpáló impulzus 200 fs transzformációlimitált impulzushosszt feltételeztem, leképező optikának egy 200 mm-es fókusztávolságú egyszerű BK7-es anyagtípusú lencsét, kezdeti impulzusfront-döntő rácsként pedig 1400 1/mm-es karcolatsűrűségű transzmissziós rácsot vettem. A sugárkövetés során a GSolver-ben optimalizált rács paramétereit alkalmaztam a NLK bemeneti felületén, a vizsgáló ernyőt pedig a kristályban megfelelő mértékben megdöntve vettem fel. A vizsgálatokat négy különböző elődöntés esetére is elvégeztem, és az összehasonlíthatóság kedvéért egy – szintén egy darab BK7-es lencsét tartalmazó – konvencionális elrendezés sugárkövetéses eredményével együtt ábrázoltam az alábbi grafikonon.



7.11. ábra – Lokális impulzushossz torzulás a paraxiális képsíkban különböző elődöntési szögekre optimalizált HTPF elrendezések esetén összehasonlítva a hagyományos elrendezésnél kapott torzulással. (A grafikon x tengelye az ábra betéte alapján értendő)

A 7.11. ábra alapján jól látszik a HTPF elrendezés teljesítőképessége. Habár az ilyen CG-al ellátott LN alapú rendszerbe ugyanúgy jelen van leképező elem – ennél fogva az optikai aberrációk is – mégis egyszerű BK7-es anyagú lencsét alkalmazva a szögdiszperzió síkjában vizsgált lokális impulzushossz torzulása szignifikánsan csökkenthető: 66°-os elődöntés esetén a pumpáló nyaláb 10 mm-es átmérőn belül az impulzushossz 500 fs alatt-, ráadásul 5 mm-es tartományon belül pedig 250 fs alatt marad, mindezen felül a 7.3. Táblázat alapján 94,5%-os rácshatásfok 1590-as karcolatsűrűség és 30,2°-os ékszög mellett, amik alapján az elrendezés igazán ígéretesnek tűnik. Továbbá a rendszerbe helyezett adott paraméterekkel rendelkező CG-al ellátott LN felülete jelenlegi technológiákkal – kiemelten a reaktív ionos maratással – megmunkálható és a törésmutatóillesztő folyadék alkalmazása sem szükséges, ami a rendszer kriogenikus hűtéssel való ellátását engedélyezi.

Terahertz keltésének lehetősége lítium-tantalátban

7.7. Előzmények; Lítium niobát és lítium tantalát összehasonlítása

A LT – mint nemlineáris kristály – kiváló másodrendű nemlineáris optikai tulajdonságokkal bír a THz keltésének szempontjából, ahogy azt már a 3.1. Táblázat adatai alapján is láthattuk. Mindkét anyag esetében lehetséges periodikus domén-invertált (PP az angol *periodically-poled* kifejezésből) struktúra létrehozása, koercitív tulajdonságainak köszönhetően. Ilyen struktúrákkal kvázi-fázisillesztett nemlineáris optikai folyamatok megvalósítása érhető el [82-85]. Keskeny sáv szélességű THz keltést optikai egyenirányítás útján [86], illetve különbségi frekvenciakeltési folyamatokat már korábban vizsgáltak [87]. Hangsúlyozandó azonban, hogy kvázi-fázisillesztés esetén a konverzió hatásfoka jóval kisebb, mint a döntött impulzusfrontú fázisillesztés esetén. Kongruens, illetve sztöchiometrikus LT kristály alkalmazásával tudomásom szerint korábban nem történt még elméleti vizsgálat, illetve kísérlet döntött impulzusfrontú gerjesztéssel történő THz-es impulzusok előállítására.

Az olyan nemlineáris optikai alkalmazásoknál, mint a THz keltés ultrarövid infravörös impulzusok optikai egyenirányításával, megköveteli a fotorefrakciós roncsolási küszöb minél nagyobb értékét, melyben a sztöchiometrikus összetételű dópolatlan⁵ LT (sLT) szignifikánsan jobb értékkel rendelkezik, mint az ugyanilyen LN (sLN⁶). Ez az érték Mg adalékolással még tovább növelhető, konkrétan 0 és 2 mol% közötti Mg adalékolás esetén a sLT hasonló roncsolási küszöböt mutatott ($\sim 100 \text{ GW/cm}^2$) a THz generátor kristályként általánosan alkalmazott 0,67 mol% Mg:sLN értékéhez [88, 89]. Nemlineáris anyagoknál – mint a LN és a LT – a fonon-polariton rezonanciákból fakadó abszorpción kívül többfotonos abszorpció fellépésével is számolni kell a pumpálás hullámhosszán, mely az anyagban szabad töltéshordozók keltése által indukálja a keltett THz-es sugárzás abszorpcióját. Ez a hatás a pumpáló impulzusok intenzitásának növelésével egyre erősebben jelenik meg, ami a THz keltési hatásfok telítődéséhez vezet. Ez a limitáló tényező, ahogy 3.7 fejezetben már említésre került, az anyagra jellemző tiltott sáv szélességgel van összefüggésben. A 800 nm központi hullámhosszon történő pumpálás mellett, a LN-ban fellépő legalacsonyabb többfotonos abszorpció rendje a három, mely összhangban van az anyagra jellemző UV abszorpció él 300 és 325 nm közötti elhelyezkedésével [53, 54]. Ugyanezen a hullámhosszon pumpálva azonban a LT-ban nem jelenik meg a háromfotonos abszorpció, mely a közel-sztöchiometrikus

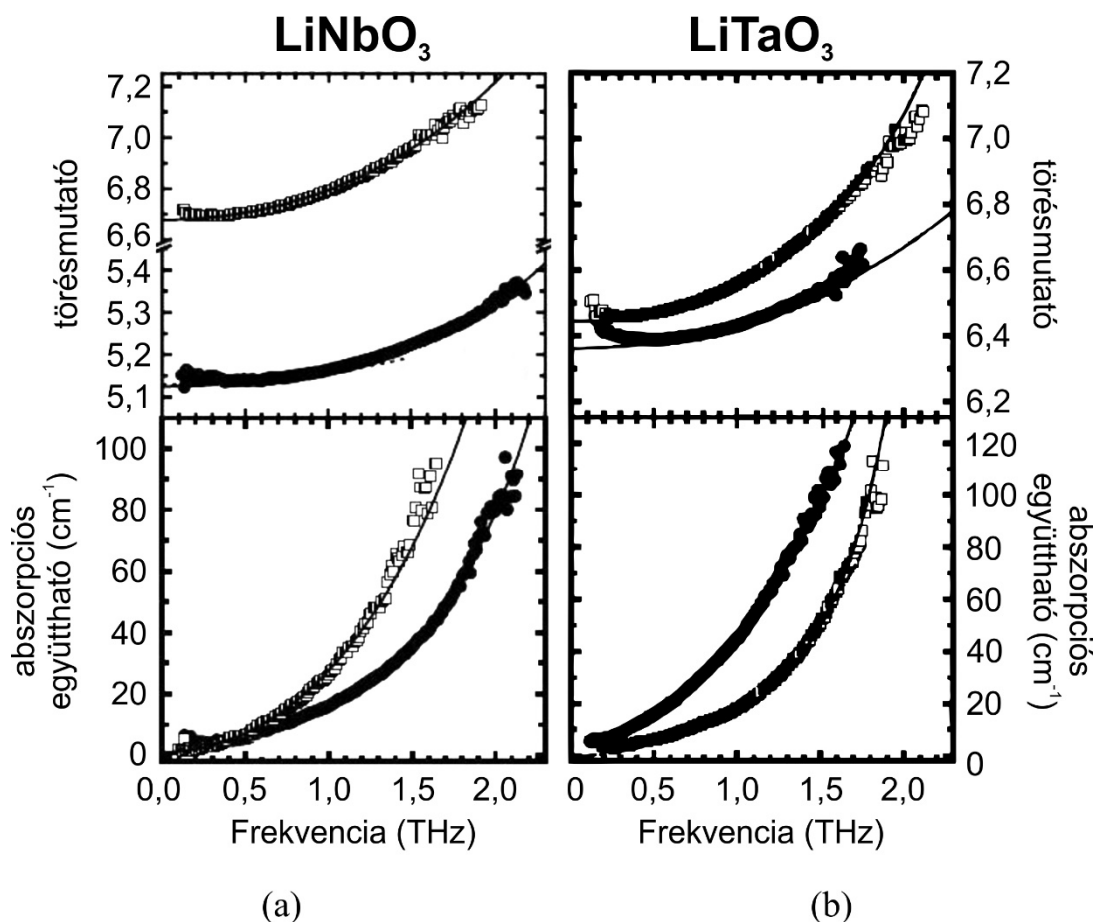
⁵ adalékolatlan

⁶ sztöchiometrikus összetételű dópolatlan LN

összetételű anyagra jellemző 260 [90] és 264 nm [91, 92] közötti UV abszorpció él miatt van. A fenti tulajdonságai miatt tehát igen ígéretes alternatívaként kínálkozik THz-es impulzusforrásként a LT.

7.8. LT kristály vizsgálata

Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-es forrás tervezésénél kulcsfontosságú a keltő közeg (kristály) karakterizálása annak érdekében, hogy a tervezés során fontos adatok rendelkezésre álljanak: Az anyag THz-es tartományon mért abszorpcióján kívül az ezen a frekvenciatartományon mért törésmutató érték(ek) kardinális fontosságú a sebességillesztési feltétel biztosításához. Schall és munkatársai 1999-ben megjelent tudományos közleményükben vizsgálták és összevetették a kongruens növesztésű, adalékolatlan LT-ot (cLT) és ugyanilyen LN-ot (cLN) szobahőmérsékleten [93]. A méréseket elvégezték ordinárius és extraordinárius polarizáció esetére is⁷.

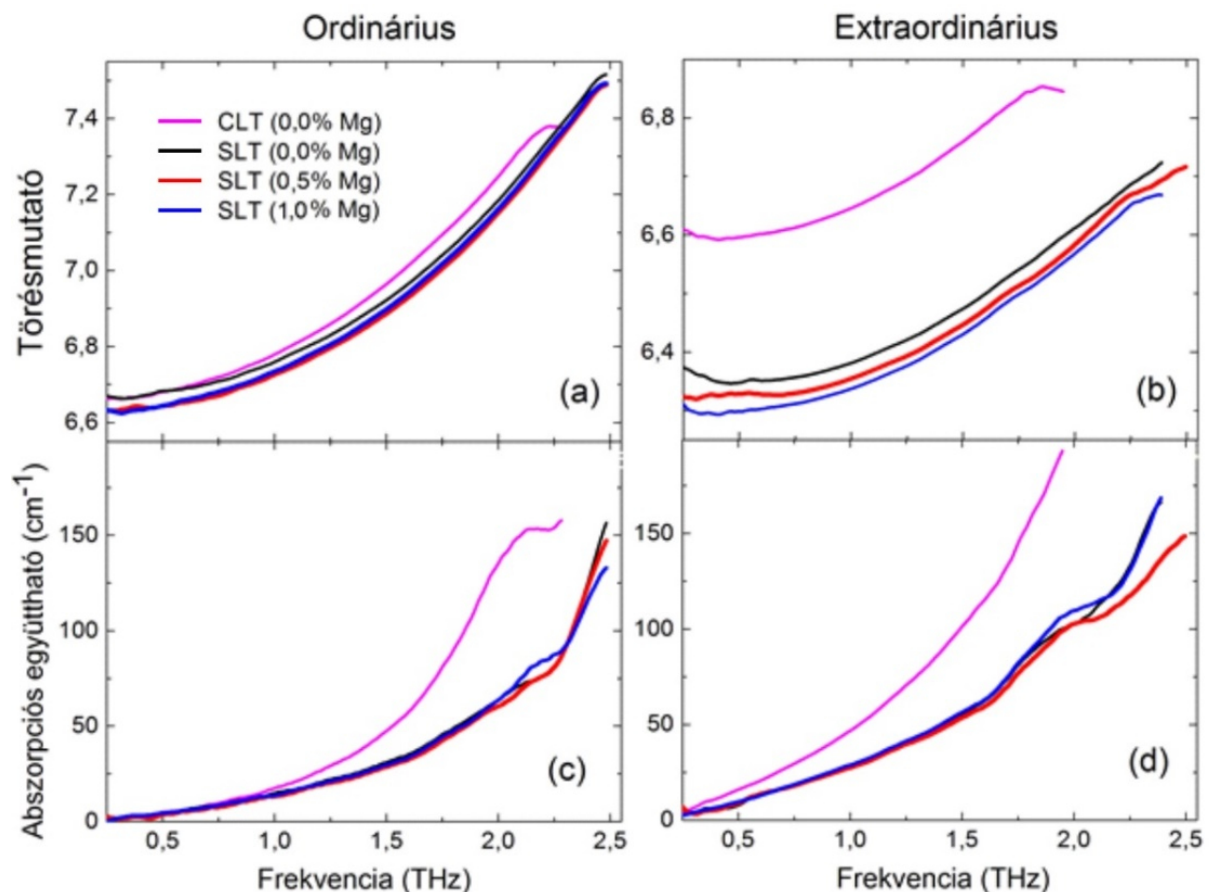


7.12. ábra - Adalékolatlan cLN (a) és cLT (b) THz-es frekvencia tartományon mért törésmutatói (ábrák felső részén) és abszorpció együtthatói (ábrák alsó részén). Az ordinárius polarizáción történt mérésekhez üres négyzetek az extraordináriushoz teli körök tartoznak [93].

⁷ Mind a LN, mind a LT erősen kettőtörő kristályok.

A 7.12. ábra (b) alapján a LT mért törésmutatói nagyobbak a THz-es tartományon, mint a LN esetében extraordiárius polarizáció esetében, míg ordinárius polarizációs esetben a különbség nem ennyire szembetűnő. Ebből következtethető, hogy a sebességillesztés által meghatározott dőlésszög nagyobb lesz LT esetében, mint LN-nél. Magnéziummal adalékolt sLT kristályra – ami THz keltés szempontjából relevánsabb – azonban tudomásunk szerint korábban nem történtek hasonló mérések.

Időtartománybeli THz spektroszkópai módszerrel – nevezetesen a Menlo System által forgalmazott Tera K8-as típusú lineáris THz-es spektrométerrel – szobahőmérsékleten vizsgálta a kutatócsoport egy tagja adalékolatlan cLT és sLT kristályt, valamint 0,5 és 1 mol% magnézium adalékolású sLT kristályokat, melyek a japán Oxide Corporation cég által lettek növesztve, illetve tőlük kerültek beszerzésre. A mérések eredményeit a 7.13. ábra és a 7.4. Táblázat tartalmazza extraordiárius, illetve a THz keltés szempontjából kevésbé releváns ordinárius polarizáció esetére is.



7.13. ábra - Adalékolatlan cLT és sLT, valamint 0,5 és 1,0 mol% Mg adalékolású sLT kristályok ordinárius (a, c) illetve extraordiárius (b, d) polarizáción mért THz-es törésmutató és abszorpciós görbéi szobahőmérsékleten.

| | ordinárius polarizáció | | | | extraordinárius polarizáció | | | |
|-------------------|------------------------|-------|--|-------|-----------------------------|-------|--|-------|
| | törésmutató | | abszorpciós együttható (cm ⁻¹) | | törésmutató | | abszorpciós 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 |
| sLT (1,0%) | 6,51 | 6,92 | 15,2 | 62,5 | 6,16 | 6,39 | 29,9 | 106 |

7.4. Táblázat - A LT időtartománybeli THz spektroszkópiai mérésekkel meghatározott törésmutató és abszorpciós együttható értékei a feltüntetett frekvenciákon.

7.9. LT alapú HTPF THz-es sugárforrás tervezése és vizsgálata

Vizsgálataim során a LT kristály – a korábban bemutatott – HTPF elrendezésben való felhasználásának lehetőségét vizsgáltam, mely elrendezés részletes leírását a 7.6 fejezetben ismertettem. Ismert pumpálási hullámhossz, és keltendő THz frekvencia segítségével a sebességillesztési feltétel által megkövetelt impulzusfront dőlésének szöge LT esetében a LN-nál nagyobb értékűnek, mintegy ~69°-nak adódik. A teljesség – és az összehasonlíthatóság – kedvéért az alábbi 7.5. Táblázatban összefoglaltam a THz keltésre általánosan használt sLN és az esetünkben alkalmazni kívánt sLT kristályok, a keltés szempontjából releváns paramétereit [S3]. Bár a LT esetében szükséges nagyobb γ értéke miatt a (3.21) formula alapján a karakterisztikus hossz rövidebb, nem felejtendő el, hogy az alkalmazható rövidebb hullámhosszú pumpálás és az ezen a hullámhosszon nem jelentkező háromfotonos abszorpció kompenzálja ezt a negatívumot.

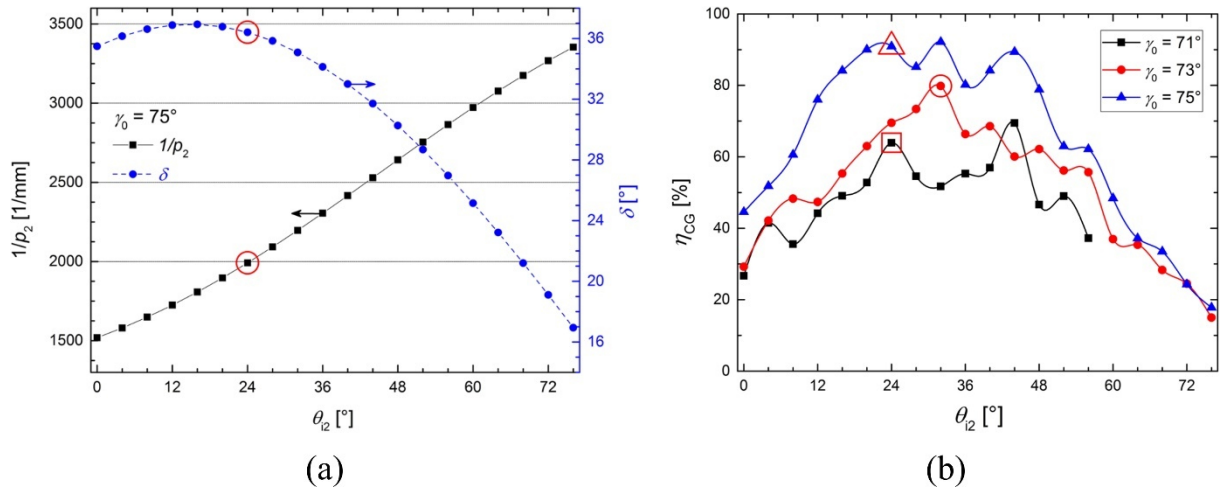
| | 0,67 mol% Mg:sLN | | 1,0 mol% Mg:sLT | |
|---|------------------|------|-----------------|------|
| Nemlineáris optikai koefficiens d_{eff} (pm/V) | 168 | | 161 | |
| UV abszorpció él (nm) | ~300 | | ~260 | |
| Legalacsonyabb rendű többfotonos abszorpció 800 nm-en | 3 | | 4 | |
| n_{cs}^{pump} | 2,249 | | 2,227 | |
| THz-es fázisillesztési frekvencia (THz) | 0,5 | 1,0 | 0,5 | 1,0 |
| α_o^{THz} (cm ⁻¹) | – | ~30 | 9 | 27,7 |
| α_{eo}^{THz} (cm ⁻¹) | 7,9 | 15,4 | | |
| n_o^{THz} | 4,94 | 4,96 | 6,26 | 6,3 |
| n_{eo}^{THz} | 4,91 | 4,93 | | |
| γ (°) | 62,9 | 63,0 | 69,2 | 69,3 |

7.5. Táblázat - Anyagi tulajdonságok a THz keltésének szempontjából 0,67 mol% Mg:sLN és 1,0 mol% Mg:sLT esetén

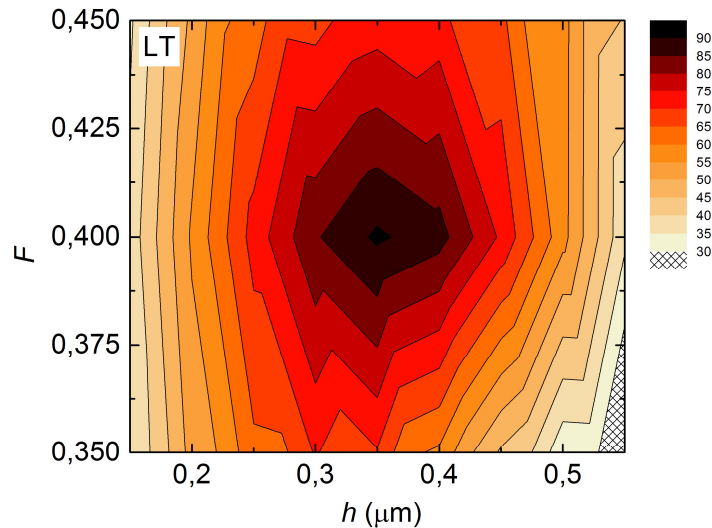
Az [38] közlemény és a (6.36) egyenlet alapján az impulzusfront dőlésének és az anyag által okozott szögdiszperzió közötti kapcsolata a megadható.

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{n}{n_{cs}} \lambda_0 \left. \frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \quad (6.44)$$

A HTPF elrendezésnél tárgyaltak alapján az elrendezés vizsgálatát a CG szisztematikus analízisével kezdtem, a legmagasabb diffrakciós hatások eléréséhez szükséges kondíciók keresésével. Elődöntési paraméterként a $\gamma_0 = 71^\circ, 73^\circ$ és 75° értékeket vettem, a CG-ra való beesés szögét (θ_{12}) pedig szabadon futó paraméternek. Ezáltal azonban a CG rácsperiódusa a (6.23) egyenlet alapján rögzített lesz minden beesés esetén annak érdekében, hogy a sebességillesztés teljesüljön a kristályban. Rácsprofil szempontjából LT alapú HTPF elrendezésnél is a bináris típust vizsgáltam, mely vizsgálatok során szisztematikusán változtattam a beesési szög és a sebességillesztési feltétel alapján a rácsperiódust, és minden egyes esetben mind a rács kitöltési tényezőjét, mind a maratási mélységét változtattam, illetve a diffrakciós hatások ezen paramétereiktől való függését vizsgáltam. A numerikus számítások eredményeit az alábbi grafikonokon láthatjuk. A 7.14. ábra (a) grafikonján láthatóak alapján 75° -os elődöntés esetén a beesési szög függvényében ~ 1500 és ~ 3500 -as karcolatsűrűségű CG szükséges, mely tartományból azonban a korábban elmondottak alapján, csupán a ~ 2000 1/mm alattiak jöhetnek szóba a felületmegmunkálási korlátok miatt. A 7.14 ábra (b) grafikonján mindhárom elődöntéshez tartozó optimalizált diffrakciós hatásfokgörbéket szemléltettem a beesési szög függvényében, melyen jól látszik, hogy a hatások az elődöntés mértékével növekszik. Itt megjegyezném, hogy a 7.14 ábra (b) grafikonján azokat az eseteket tüntettem csak fel minden egyes beesési szögnél, melyeknél a rácsparaméterek (F és h) szisztematikus változtatásával a legnagyobb hatásfokot kaptam. Tehát a görbéken szereplő hatások maximum értékekhez nem feltétlenül tartozik azonos kitöltési tényező és maratási mélység. A megvalósíthatósági korlátot szem előtt tartva, az elérhető legnagyobb diffrakciós hatások – $\gamma_0 = 75^\circ$, $\theta_{12} = 24^\circ$ és $1/p_2 = 1991$ 1/mm eset – a rács paramétereinek $h = 0,35 \mu\text{m}$ és $F = 0,4$ beállításával érhető el (7.15 ábra alapján).



7.14. ábra - LT alapú HTPF elrendezésben a CG szükséges karcolatsűrűsége 75° -os elődöntés esetén ((a) ábra bal oldali skálája) és a kristály ékszöge ((a) ábra jobb oldali skálája) valamint a CG-on való diffrakció hatásfoka (b ábra) a beesési szög függvényében



7.15. ábra - Diffrakciós hatásfok LT alapú HTPF elrendezés CG-án a kitöltési tényező (F) és maratási mélység (h) függvényében $\gamma_0 = 75^\circ$, $\theta_{i2} = 24^\circ$ és $1/p_2 = 1991$ 1/mm paraméterek mellett.

Az összes elődöntés esetében kiemelhető optimumokhoz tartozó kvantitatív eredményeket az alábbi táblázatban foglaltam össze:

| 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 |

7.6. Táblázat – Optimalizált LT alapú HTPF elrendezés geometriai paraméterei különböző elődöntési szögek esetén.

A 7.15. ábra középső részén látható legsötétebb régió a 85%-nál nagyobb elérhető diffrakciós hatásfok-értéket mutatja. Ez alapján a megadott maratási mélységtől $\pm 0,07 \mu\text{m}$ -el,

illetve a kitöltési tényezőtől $\pm 0,02 \mu\text{m}$ -el eltérve, a csúcshatásfokhoz képest 5%-kal csökken a diffrakciós hatások.

7.10. Kezdeti, impulzusfront-döntő rács optimalizációja

Mivel az elrendezés leképezésének optimalizációja identikus a 7.6 fejezetben tárgyaltakkal, a LT alapú HTPF esetében a kezdeti impulzusfront-döntő rács vizsgálatát és optimális megválasztását mutatom be ebben az alfejezetben. Ennek oka, hogy az intézetben zajló forrásfejlesztési kísérletek során korábban 2000-es reflexiós rácsot alkalmaztak kezdeti impulzusfront döntő rácsként. Ennek transzmissziós rácsra történő cseréhez számolásokat végeztem, hogy meghatározhassam milyen paraméterekkel rendelkező rácsot szükséges választanunk.

A rendszer első optikai rácsára való beesés szöge θ_i , adott paraméterek mellett rögzül az (6.39) formula által, (6.42) és (6.43) konstansokkal. Annak érdekében, hogy a rács hatásfoka maximális legyen transzmissziós rácsok esetén a beesési szögnek meg kell egyeznie az úgynevezett Littrow-szögnek, mely értéke megadható a

$$\theta_{\text{Littrow}} = \arcsin\left(\frac{\lambda_0}{2p_1}\right) \quad (6.45)$$

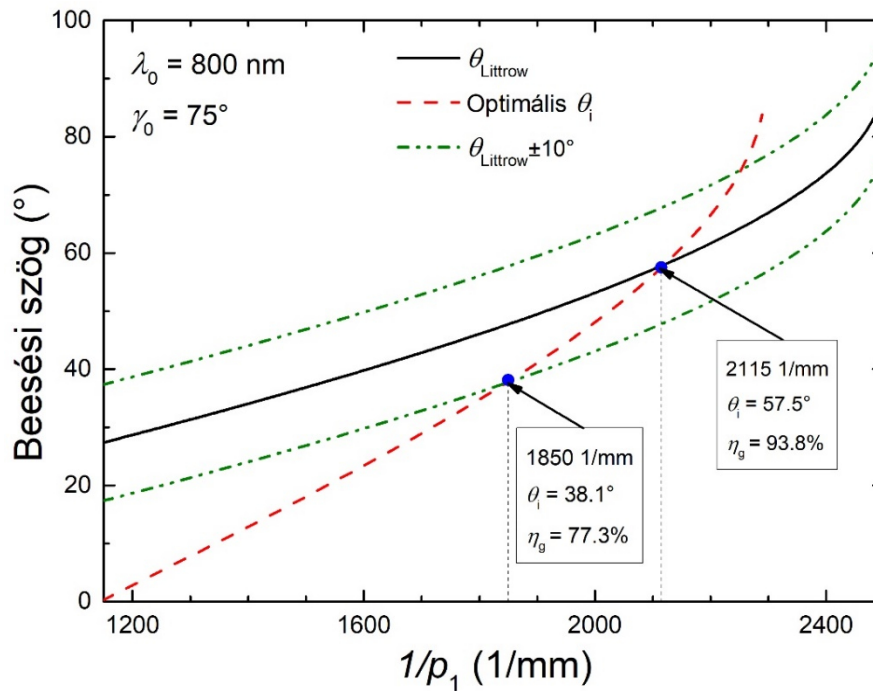
képlettel. Adódik tehát egy olyan rács-konfiguráció keresése, ahol az LT alapú HTPF rendszer első, szögdiszperziót létrehozó diffrakciós rácsára való beesés szöge a lehető legközelebbi legyen a Littrow-szöghöz.

Elméleti megfontolások alapján [75] a -1 rendbeli közel 100%-os rács hatásfok eléréséhez a transzmissziós rács rácsperiódusa

$$\frac{\lambda}{2} < p_1 < \frac{3\lambda}{2} \quad (6.46)$$

tartományba kell, hogy essen. Adott elődöntéshez tartozó optimalizált HTPF elrendezés fixált geometriai paraméterei mellett tehát a (6.46) által megszabott intervallumon belül szabadon futó paraméterként kezeltem p_1 rácsállandót. A numerikus számolások eredményét a 7.16 ábrán láthatjuk összesítve. Az optimális beesési- és a Littrow-szög metszetéhez 2115-ös karcolatsűrűség tartozna, melyet – habár több gyártó (pl: Horiba, Holographix) is vállal egyedi transzmissziós rácsok elkészítését 2000 1/mm karcolatsűrűség felett is – katalógusban nem találtam. Ezért – a még jónak mondható hatásfokkal rendelkező – a Littrow-szög 10° -os tűrési

határán belül kerestem megoldást. Az így megadott intervallumon belül maradva sikerült fellelnem a LightSmyth cég katalógusában (*High Efficiency Pulse Compression Transmission Grating T-1850-800s Series*) egy 1850 1/mm-es rácsot, mellyel 77,3%-os diffrakciós hatásfok érhető el. Az intézetben zajló más forrásfejlesztési kísérletekhez is alkalmas ([46] cikk számolásai alapján) mivoltából adódóan javaslatot tettem a rács beszerzésére és a reflexiós rács erre történő cseréjére.



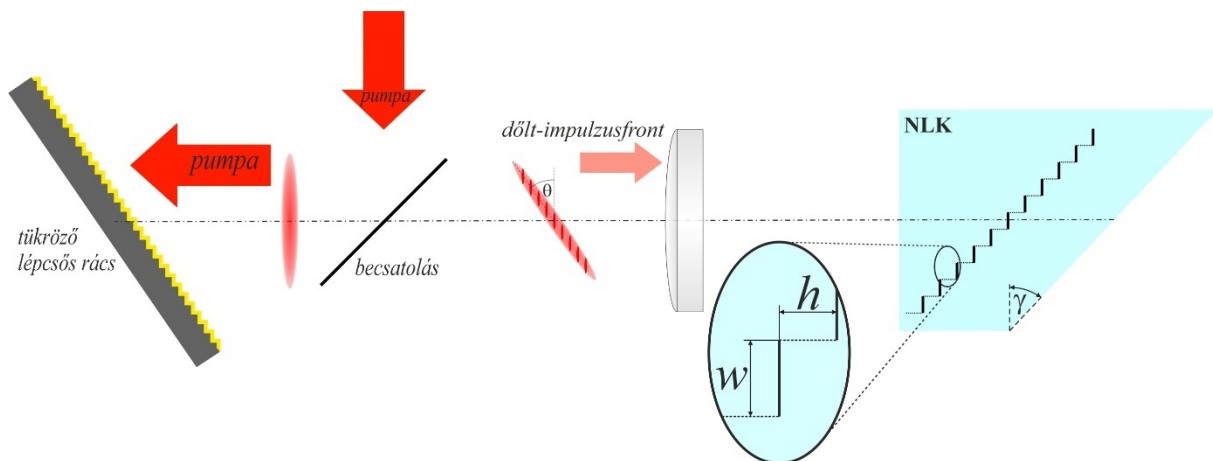
7.16. ábra - Optimális beesési szög (piros szaggatott vonal), Littrov-szög (fekete folytonos vonal), illetve a Littrow-szög $\pm 10^\circ$ -os környezete (sötétzöld két pontos-szaggatott vonalak) a rács milliméterenkénti karcolatsűrűségének függvényében.

Ezt is figyelembe véve, valamint a LT alapú HTPF elrendezés optimalizált CG-án elérhető nagy ($\sim 90\%$) diffrakciós hatásfokot, a nemlineáris közegbe való hatékony pumpálónyaláb becsatolása elérhető ($\sim 80\text{-}90\%$ hatásfok) A 7.6 fejezetben leírt geometriát alkalmazva a széleskörben használt LN-ot LT-ra cserélve így lehetőség nyílik 800 nm-es központi hullámhosszú pumpáló impulzusokkal történő nagyintenzitású THz-es sugárzás előállítására.

Lépcsős-rács alapú hibrid THz-es forrás fejlesztése

7.11. Előzmények

A döntött impulzusfrontú gerjesztés egy újabb, módosított verzióját mutatták be tudományos közleményében Ofori-okai és munkatársai 2016-ban, mely elrendezésben az impulzusfront döntést – az eddig „megszokott” módon optikai rács helyett – egy tükröző felületű lépcsős struktúrával hozták létre [94]. Így elérhető, hogy a korábbi megoldáshoz képest nem szögdiszperzió kihasználásával érik el az impulzusfront dőlést, hanem a rácsstruktúra lépcsőinek tükröként való viselkedésével. Ezeknek a lépcsőfokoknak a mérete a pumpálás hullámhosszához képest nagyságrendekkel nagyobb, így az egyes „beamlet”-ekben késés lesz, ezáltal jön létre az impulzusfront dőlés. Ebben az esetben azonban nem egy folytonos dőlésről van szó, hanem úgynevezett szegmentált impulzusfront keletkezik. Az elrendezés sematikus ábráját láthatjuk a 7.17 ábrán.



7.17. ábra – Tükröző lépcsős rács általi impulzusfront dőlés és az elrendezés sematikus ábrája.

A pumpáló nyaláb impulzusfrontja a reflexiót követően annak geometria paramétereire alapján a leképezés előtt felírható a

$$\theta = \arctg\left(\frac{2h}{w}\right) \quad (6.47)$$

képlettel. Az ilyen típusú döntött impulzusfront karakterizálására bevezethető egy úgynevezett átlagos-dőlés, ami gyakorlatilag a burkoló egyenese a létrejött képnek:

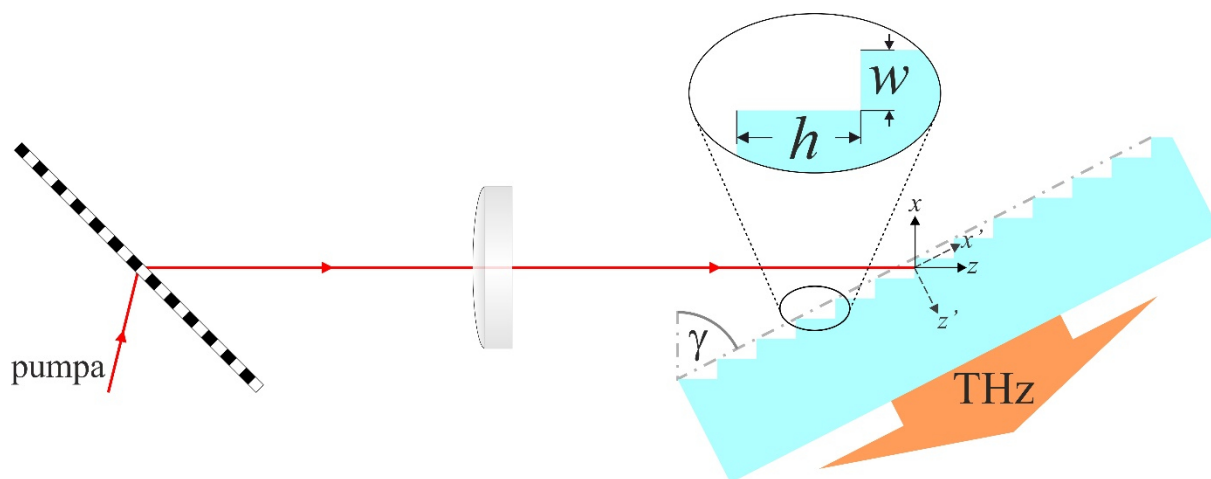
$$\gamma = \arctg\left(\frac{2h \cdot M}{w \cdot n_{cs}}\right). \quad (6.48)$$

A sebességillesztési feltétel által adott γ szög teljesítéséhez az elrendezésben tehát eljuthatunk az lépcsős-struktúra geometriájának (w és h) precíz megválasztásával-megmunkálásával, illetve a leképező optika megfelelő nagyítási faktorával (M). Az elrendezésben azonban továbbra is a sebességillesztési feltételből adódó γ szögben metszett prizma alakú NLK szükséges.

7.12. Transzmissziós lépcsős-rács felületű kristály THz keltéshez

Az említett megoldás szolgált ihletként Dr. Hebling János Professzor úrnak egy olyan elrendezés megtervezésére, ahol plán-parallel struktúrájú LN kristályt alkalmazhatnánk THz keltésre, a korábbi CG megoldás technológiai megvalósíthatatlanságának kiküszöbölésével.

A koncepció – ahogy a 7.18. ábra is mutatja – a hagyományos elrendezés elemein kívül egy olyan THz generátor NLK-t tartalmazna, melynek bemenő oldalára mikro-megmunkálós technológia segítségével egy, az előzmény alfejezetben bemutatott lépcsős struktúrát hoznánk létre [S4].



7.18. ábra – Lépcsős-rács alapú hibrid THz-es forrás sematikus vázlat

Az elrendezés egyik előnye, hogy az impulzusfront dőlés itt is két lépcsőben történik (a korábbi HTPF-hez hasonlóan). Egyrészt az optikai (transzmissziós) rácson a korábbiak alapján, ám a konvencionális elrendezéssel ellentétben kisebb szögdiszperzióval, ami a leképezési hibák csökkentéséhez hozzájárul, másrészt a NLK lépcsős struktúráján, mely a következőkben kerül kifejtésre. A másik – igen komoly – előnye az új elrendezésnek, hogy lehetővé teszi az eddigi összes megvalósítható elrendezésekkel szemben teljesen plán-parallel kristály alkalmazását, ami a keltett THz-es nyalábtulajdonságok szempontjából kifejezetten fontos.

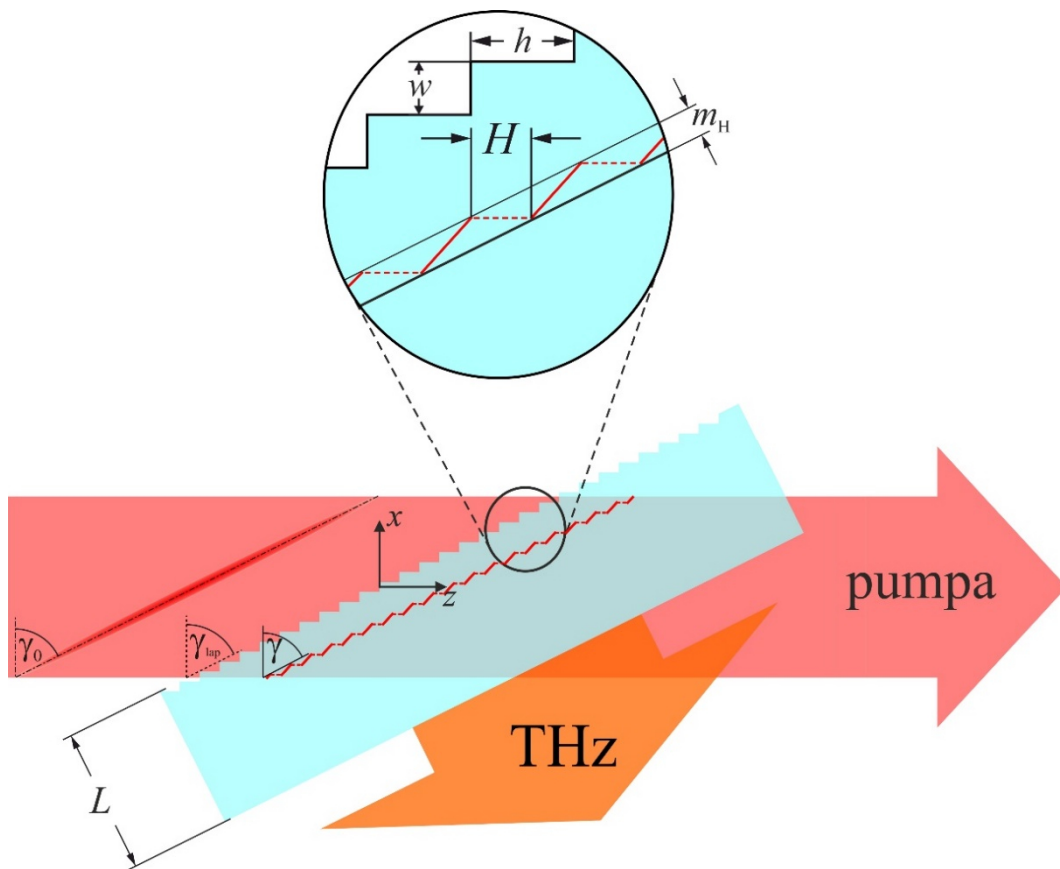
Nyilvánvalóan a sebességillesztés által megadott γ szög, illetve a tény, hogy a keltett THz-es sugárzás a döntött impulzusfrontra merőlegesen terjed, plán-parallel struktúrájú kristály esetén megadják a szükséges geometriai kondíciókat. A pumpáló nyaláb impulzusfrontja, a lépcsős-rácsú felülethez érve, a közegbe való belépés után szegmentált dőlést fog szenvedni, ahogy azt a 7.19 ábra is mutatja. Egyfelől a kristály bementi felületének burkoló-egyenesese, ami leírható a

$$\gamma_{\text{lap}} = \arctg\left(\frac{h}{w}\right) \quad (6.49)$$

formulával – h a lépcsőfok magassága, w a szélessége – legyen párhuzamos a szegmentált impulzusfront burkolójával, másfelől pedig az átlagos dőlésnek változatlanak kell maradnia miután a nyaláb elhagyta a levegő/lépcsős-rács határfelületet, tehát

$$\gamma_0 = \gamma_{\text{lap}} = \gamma \quad (6.50)$$

ahol γ_0 az elődöntés szöge közvetlenül a kristály felülete előtt, mely esetében itt látszik, hogy a korábbi megoldásokhoz képest ($\sim 77^\circ$) ez az érték kisebb ($\sim 63^\circ$).



7.19. ábra - Impulzusfront dőlésének változása a lépcsős felület után a NLK-ban

A megdöntött impulzusfront-szegmensek közötti eltolódás a 7.19. ábra alapján a kristályban leírható a

$$H = h \left(1 - \frac{1}{n_{cs}} \right) \quad (6.51)$$

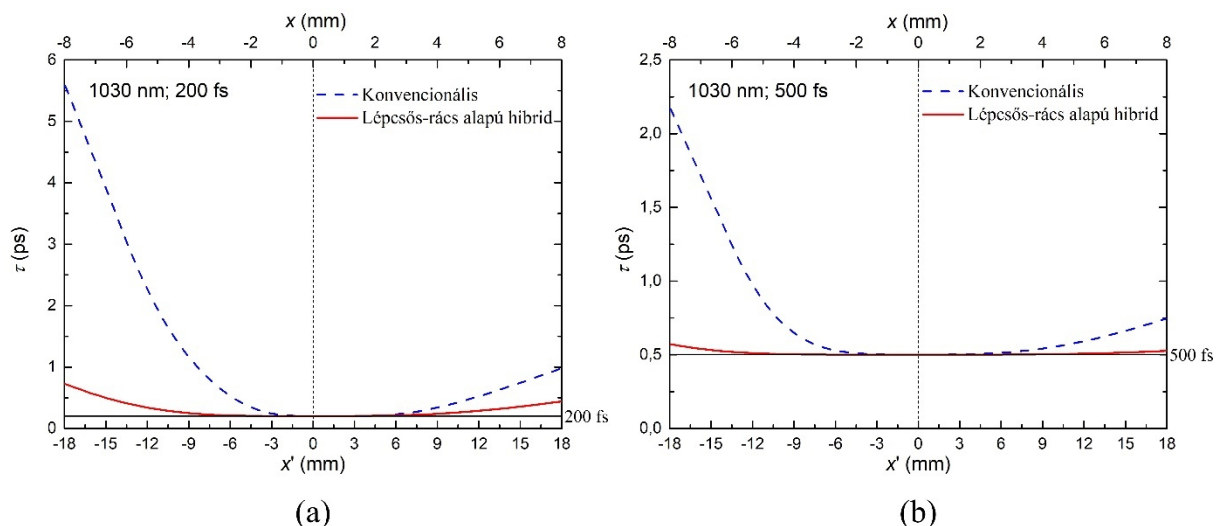
egyenlettel és így megadható az a térbeli tartomány, amin a szegmentált impulzusfront dőlés érvényesül:

$$m_H = w \cdot \sin \gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{n_{cs}} \right). \quad (6.52)$$

7.13. Leképezési hiba hatásának vizsgálata sugárkövetéses analízissel

A lépcsős-rács alapú hibrid THz-es sugárforrás optimális geometriájának megadásához a korábbról már ismert [46, 47]-cikkben foglaltak az irányadók, tehát a rendszert az egy darab lencsét tartalmazó konvencionális elrendezéssel megegyezően kell összeállítani, az egyes távolságokat aszerint lehet megadni. A sugárkövető szoftver verziójából fakadó hiányossága miatt (a fent bemutatott lépcsős-felület mikrostruktúra megszerkesztésének és kezelésének hiánya) a sugárkövetéses analízis során az elrendezést úgy állítottam be, hogy a kialakuló kép helye legyen a rendszerbe behelyezendő megmunkált kristály lépcsős felületének burkoló egyenesének és az optikai tengelynek metszéspontjában. Ezen a síkon vizsgáltam az impulzushossz változását a pumpáló impulzusnak. Ehhez a (6.18) képletben lévő anyagi csoport- és fázistörésmutatókat egyaránt egynek vettem és az elrendezés leképező rendszerének geometriáját így állítottam össze. A vizsgáló-ernyő dőlésszögét a képsíkban konvencionális esetben $77,3^\circ$ -nak, lépcsős-rácsos elrendezésnél $63,5^\circ$ -nak vettem.

A sugárkövetéses szimulációk és vizsgálatok során 1030 nm központi hullámhosszat feltételeztem, illetve a pumpáló impulzus transzformáció-limitált impulzushosszát 200 és 500 fs-nak vettem. Impulzusfront döntő rácsnak 1400-as transzmissziós rácsot vettem, leképező optikaként pedig a korábban is használt 200 mm-es fókusztávolságú plán-konvex BK7-es lencsét használtam (Edmund Optics: #45-151) minden esetben. A szimulációs eredményeket a 7.20 ábrán látjuk. a leképezés okozta impulzushossz kiszélesedés komoly mértékben csökkenthető az új típusú elrendezés alkalmazásával mind 200 fs-os, mind pedig 500 fs-os pumpáló impulzusok alkalmazása esetében.



7.20. ábra - Lokális impulzushossz kiszélesedés a szögdiszperzió síkjában (transzverzális irány) 200 fs-os pumpáló impulzusok (a) és 500 fs-os impulzusok esetében. Az ábrák az összehasonlíthatóság kedvéért tartalmazzák a konvencionális egy-lencsés esetbeli impulzustorzulás görbéjét is. (A grafikonok vízszintes tengelyeihez tartozó koordinátatengely magyarázatért lásd a 7.18. ábra.)

Az eredmények alapján 200 fs-os pumpáló impulzusokat feltételezve a nyaláb 16 mm-es átmérőjén a konvencionális esetben kapott 5,6/1,0 ps-os torzuláshoz képest a lépcsős-rács alapú hibrid típusú elrendezésben a lokális impulzushossz 0,75/0,48 ps-ra redukálható (7.20 ábra (a) része). Azonban ez a hatás 500 fs-os transzformációlimitált pumpáló impulzusokat feltételezve is jól megjelenik: konvencionális esetben kapott 2,20/0,75 ps kiszélesedés az új elrendezésnél 0,570/0,525 ps-ra csökken (7.20 ábra (b) része). Ez tehát azt jelenti, hogy lépcsős-rács alapú hibrid THz-es rendszerben (500 fs-os pumpáló impulzusokat alkalmazva) a lokális impulzushossz kiszélesedés a transzformációlimitált értéktől való eltérése 15%-on belül marad a teljes nyalábátmérőn belül. A sugárkövetéses eredmények alapján a hibrid lépcsős-rácsos elrendezés lehetőséget nyújthat a THz-es impulzusenergia felskálázására extrém széles pumpáló nyalábok alkalmazását megengedve. A kristály plán-parallel struktúrában történő használata pedig jó nyalábprofilú (aszimetriától mentes) keltett THz-es sugárzás előállítását eredményezheti, ami a fókuszálhatóság szempontjából fontos.

8. Összefoglalás

A „Célkitűzés” fejezetben foglaltakkal konszenzusban olyan sugárkövetésen alapuló vizsgálati módszert dolgoztam ki, mely a sugárkövetésből kinyert adatok alapján az általam fejlesztett MathCAD matematikai programkóddal kvalitatív és kvantitatív információt nyújt számunkra a pumpáló impulzus idő-, és térbeli torzulásairól a döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló THz-es forrásoknál.

Elvégeztem a lítium-tantalát nemlineáris-optikai kristály alapú hibrid THz-es impulzuskeltő rendszer analízisét és optimalizációját. A kristály vizsgálatával, illetve szakirodalomból ismert tulajdonságai alapján megállapítottam, hogy a kristály alkalmas a könnyen hozzáférhető Ti:Zafír lézerek tipikusan 800 nm-es központi hullámhosszán való pumpálással történő THz-es impulzusok keltésére. A kristály, lítium-niobáttal szembeni egyik komoly előnye, hogy ezen a pumpálási hullámhosszon nem lép fel ezen a háromfotonos abszorpció, mely limitáló tényezőként léphet fel a THz-es impulzusok keltése során, illetve a kölcsönhatási hossz (melyen a THz keltődik a kristály belsejében) is nagyobb. A LT alapú HTPF rendszer CG-át szisztematikus vizsgálatnak vettem alá, így meghatározva azon optimális rácsparamétereket, melyek mellett a diffrakciós határfok maximális lesz. A rendszerben, a pumpáló impulzus impulzusfrontjának elődöntését biztosító optikai rács transzmissziós típusúra való cseréjét szorgalmaztam – Littrow-konfiguráció alkalmazásának lehetőségét biztosítandó –, illetve numerikus számolásokkal meghatároztam az új rács optimális paramétereit, melyek alapján katalógusokból az optimumhoz közeli darabot kiválasztva javaslatot tettem annak beszerzésére.

A kutatócsoporttal továbbiakban is együttműködve egy új típusú, lépcsős-rácsos bemeneti felületű, LN kristály alapú elrendezés fejlesztésében segédkeztem az elrendezés optikai aberrációk által okozott várható pumpáló impulzustorzulás meghatározásával.

Vizsgálataim és az optimalizációk során kiemelt hangsúlyt kapott az elrendezések – jelenlegi gyártástechnológiák és azok korlátjainak szem előtt tartásával történő – megvalósíthatósága. Így, habár az értekezés jobbára elméleti vizsgálatok, szimulációk és numerikus számolásokat tartalmaz, mégis a leírások és eredmények tekinthetőek egyfajta receptnek az adott geometriájú döntött impulzusfrontú gerjesztési módszeren alapuló THz-es impulzusforrás összeállításához.

Tézispontok

1. Döntött impulzusfrontú terahertzes források vizsgálatához a pumpáló impulzusok torzulásainak karakterizálására sugárkövetésen alapuló algoritmust dolgoztam ki. Ennek segítségével elvégeztem az afokális leképező rendszert tartalmazó terahertzes sugárforrás vizsgálatát, illetve összehasonlítottam a hagyományos egy BK7-es lencsét-, egy akromát lencsét-, valamint a két BK7-es lencsét-, illetve két akromát lencsét tartalmazó afokális elrendezéseket. Numerikus szimulációs módszerrel megmutattam, hogy akromát lencse konvencionális gerjesztési geometriában alkalmazva szignifikánsan redukált impulzusterzulásokat okoz a korábbi, kísérletekben alkalmazott egy darab BK7-es lencsés összeállításhoz képest. Megállapítottam továbbá, hogy az egy darab akromát lencsés esetben némileg jobb BK7 lencsés afokális elrendezésnél még jobb eredményt érhetünk el, ha két darab akromát lencséből álló afokális geometriát alkalmazunk. [S1]
2. Az 1. tézispontbeli módszer átdolgozásával, sugárkövetéses szimulációkkal és számolásokkal vizsgáltam a hibrid kontaktrácsos terahertz keltő elrendezést. A pumpáló nyaláb torzulásait néhány esetre (geometriai és rácsparaméterek) megvizsgálva egyértelműen megmutattam, hogy a hibrid rendszer egy darab BK7-es üveglencsével is kiválóan teljesít: 16 mm-es nyalábméternél mintegy harmadakkora időbeli torzulást számoltam a nyaláb szélein az egy darab BK7-es lencsét tartalmazó konvencionális elrendezéshez képest. Emellett a hibrid rendszer LiNbO_3 kristályának mindössze $\sim 25\text{-}30^\circ$ -os ékszöggel kell rendelkeznie a konvencionális elrendezés nagy mértékű (63° -os) ékszöge helyett, és ez a hibrid forrás esetében jelentősen jobb minőségű THz-es nyalábprofilt eredményezhet. [S2]
3. A lítium-tantalát kristályt tartalmazó hibrid terahertzes forrás diffrakciós elemeit optimalizáltam a hatásfok maximalizálás érdekében. A kristály bemeneti felületén létrehozandó bináris rácsstruktúra geometriai paramétereinek (kitöltési tényező, maratási mélység és rácsállandó) szisztematikus változtatásával egyértelműen meghatároztam azon kondíciókat, mellyel a rács diffrakciós hatásfoka maximális lesz. A THz keltési hatásfok növelésének érdekében javaslatot tettem a korábbi reflexiós rács transzmissziós típusúra történő cseréjére, lehetőséget adva a rács közel Littrow-konfigurációban való alkalmazására mellyel hatékonyabb pumpáló-nyaláb becsatolás érhető el. [S3]

4. Elvégeztem lépcsős-rácsos bemeneti felülettel rendelkező plán-paralel nemlineáris kristályt tartalmazó hibrid terahertzes sugárforrás, sugárkövetéses algoritmussal történő vizsgálatát. A sugárkövető szoftver korlátai miatt megoldást kerestem és találtam a rendszer kvantitatív analízisére, mely alkalmassá vált az elrendezés optikai aberrációinak, a pumpáló impulzusra gyakorolt hatásainak megvizsgálására. A módosított módszerrel megállapítottam, hogy a leképezési hibák csökkenésének az eredményeként az impulzustorzulás jelentősen csökken az egy lencsét tartalmazó hibrid-lépcsős rácsos elrendezésben, a konvencionális egy lencsés elrendezéshez képest. [S4]

9. Summary

High-intensity terahertz (THz) source development is a high-priority research area in the last decade. Due to the widespread availability of compact, or table-top laser sources, THz generation via utilize nonlinear optics – such as difference frequency generation (DFG) and especially optical rectification (OR) – became the prominent method. Nowadays highly interested areas of applications required the growth of higher and higher THz pulse energies and peak electric fields. For example, linear- and nonlinear THz spectroscopy requires few fJ pulse-energies with few-hundreds V/cm electric fields and 1-10 μ J pulse-energies with peak electric fields on the order of 100 kV/cm, respectively. Extremely high THz pulse energies (>1mJ) with 10-100 MV/cm peak-electric fields are necessary for such exotic areas as THz-driven electron accelerators [66], intense THz-laser driven proton acceleration in plasmas [65] and single-cycle attosecond pulse generation with THz pulses [68, 69].

Optical rectification of femtosecond (fs) laser pulses in nonlinear materials – as was mentioned earlier – is a promising and dominant way for generation of intense THz pulses. It is essential for the generation to fulfill the requirement of velocity-matching, or in other words the group velocity of the pumping pulse needs to be equivalent with the phase velocity of the generated THz pulse in the medium. Inorganic materials with extremely high nonlinearity (e.g. LiNbO₃ (LN) and LiTaO₃ (LT)) are promising but having extremely large gap between the index of refraction on the optical and on the THz-spectral range inflict the impossibility of collinear velocity matching. To overcome this, the so-called *tilted-pulse-front* method was born in the early 2000's by Hebling *et al.* [34] where one can achieve the velocity matching condition – in materials like the mentioned ones – by tilting the intensity-front of the pumping pulses. This simple and elegant method proved so effective, that many research-groups use it since its presentation, and nothing shows the method's performance better than in 2014, Fülöp *et al.* successfully reached nearly 0.5 mJ THz pulse energy in LN [6].

A conventional tilted-pulse-front THz generation system contain an (initial tilting) optical grating, one (or two) imaging optics and the nonlinear crystal. Because of the imaging part of such a system, the occurring optical aberrations must be considered, because they can strongly limit the generation process, or more precisely they will distort the pumping pulse length and the shape of the pulse-front. Furthermore, because the generated THz radiation will spread perpendicularly to the tilted-pulse-front, to minimize the THz losses due to reflection,

the crystal must be cutted in an angle defined by the velocity-matching condition, which can be given by

$$v_{phase}^{THz} = v_{gr.}^{pump} \cos \gamma. \quad (6.53)$$

In LN and LT this angle is approximately 63° and 69° , respectively. Nevertheless, these large cutting-angles are limiting the possible beam sizes, because of the formation of an asymmetric THz beam profile [78]. Semiconductors such as ZnTe or GaP can be used as THz generators as well, and moreover they can be used in near-collinear geometry – because of the narrow gap between the refraction indices, much smaller tilting angles are needed – but unfortunately the nonlinearity of these materials are much smaller compared to the LN or LT. Furthermore, on the typical pumping wavelengths – which are 800 and 1030 nm, for an easily available Ti:Sapphire and an Yb:YAG laser, respectively – the occurring two-photon absorption strongly limits the generation efficiency, therefore applying larger pumping wavelengths ($\sim 2 \mu\text{m}$) are necessary [32].

With the increasing need for higher THz pulse energies, and better THz sources, numerical methods and simulation techniques are evolved together to assist the source-development. Quantitative and qualitative information from ray-tracing simulations and/or outputs of mathematical codes are often have cardinally importance on the point of view of the designing. Simulations on the process of THz generation are evolved well from the beginning [29] complemented by such effects as the distortion in the pump pulse lengths [46], the occurrence of multi-photon absorption [51, 52] to nowadays where the most complete models are taking into the account all the effects mentioned before and the so-called cascade-effect as well [56, 78].

My first goal was to develop a ray-tracing simulation based numerical method, which is suitable to analyze the realizable excitation geometries by its imaging system's optical aberrations effects on the pump pulses. I developed a MathCAD mathematical code which is able to give quantitative (exported numerical values for other visualization softwares e.g. Origin) and qualitative results (in-code visualization) from the distortion of the pump pulse in time- (pulse length broadening) and space (deviation of the shape of the pulse front from plane) domain based on the outputs of the ray-tracing simulation software.

Optimized geometry for tilted-pulse-front excitation system that contain two imaging elements was not given earlier. Kunitski and his co-workers developed a numerical algorithm,

that sweep through the all the possible excitation geometry which contain one lens, two lenses, one and two mirrors – whose are not so widespreadly used – and ranked them based on each system optical errors [57]. They optimized the systems based on a custom value which was defined by them, that gives the group-delay difference between the maximal and minimal spectral compounds of the pumping pulse at the full-width-at-half-maximum (FWHM). However, the ranks and the optimization method can be questionable, because there wasn't any theoretically based model for the systems geometry so it cannot be excluded, that the founded “optimized” geometries were belong to only some local minima-places. Therefore, my second goal was to determine – basing on well described closed formulas – the optimal geometry of an excitation system that contain two-lenses telescope.

As was mentioned earlier, LT is a promising candidate for THz generation as well as LN due to its high nonlinear coefficient. Furthermore, the possibility of applying the widely available Ti:Sapphire pumping laser source (at 800 nm central wavelength) without the occurrence of the three-photon absorption was an alluring property too. To characterize and examine the crystal and its possibility to design a system based on it was the following of my goals.

Through all my examinations and optimizations, the technical feasibility was a main criterion. Based on this, although the dissertation contains theoretically analyzes, simulations and numerical calculations, the descriptions and results can be considered as a “recipe” to realize or build a given THz source.

New Scientific results (Thesis points)

1. I have developed a ray tracing simulation based numerical method for analyzing the distortions of the pump pulses in tilted-pulse-front excitation terahertz sources. With this method I analyzed the telescopic THz source and compared the sources containing one BK7 lens and one achromatic lens in conventional setup, and two BK7 lenses- and two achromatic lenses in telescopic setup. I showed that the using of an achromatic lens in conventional setup cause significantly reduced pulse distortions comparing to the case of using a BK7 lens. Furthermore, I stated that instead of using the BK7 telescope which is slightly better than the case of using an achromatic lens we can achieve even better results if we use a telescopic setup containing two achromatic lenses. [S1]
2. With adapting the method which was mentioned in the first thesis point, I made ray-tracing simulations and numerical analysis on the hybrid contact grating terahertz source. Examined the distortions of the pump beam for a few case (geometrical and grating parameters) I showed that the hybrid system with one BK7 lens performs excellently: Assuming a 16 mm pump beam diameter I have calculated about one third time-domain distortion at the edges of the pump beam compared to the one BK7 lens containing conventional setup. Furthermore, in the case of the hybrid source, the wedge angle of the LiNbO₃ crystal needs to be just 25-30° instead of the high (63°) wedge-angle in the conventional setup and this may result in a higher quality THz beam profile in the case of the hybrid source. [S2]
3. I have optimized the diffraction elements of the hybrid source containing lithium-tantalate for maximizing its efficiency. With systematically changing the geometrical parameters (filling factor, groove depths and grating constant) of the binary grating structure on the input surface of the crystal I showed those conditions, with which the grating's diffraction efficiency will be maximum. To increase the THz generation efficiency, I proposed the changing of the initial pulse-front-tilting grating – which was formerly a reflection one – to a transmission one. I have shown with optimization simulations with the usage of the proposed grating in near Littrow-configuration leads to that the pump beam can be coupled into the terahertz generator crystal with optimized contact grating with greater efficiency. [S3]
4. I have made the raytracing analysis on the hybrid THz source containing a plane-parallel nonlinear crystal with a stair-step echelon input surface. Since the limits of the ray-

tracing software I searched and proposed a solution to make the analyses which was suitable to examine the effects of the system's optical aberrations on the pump pulses. With the modified solution I stated that as the results of the reduced imaging errors the distortions of the pump pulse will significantly reduce in the hybrid stair-step echelon system compared to the conventional one. [S4]

10. Köszönetnyilvánítás

Őszinte hálával tartozom témavezetőmnek, Dr. Pálfalvi László egyetemi tanárnak, a PTE Kísérleti Fizika tanszék vezetőjének, aki az alapképzéses éveimtől kezdve időt és energiát nem sajnálva egyengette utamat és végig támogatott mind szakmailag mind emberileg a nehéz időkben is. Hálás köszönettel tartozom továbbá Dr. Hebling János Professzor Úrnak, aki lehetővé tette számomra az intézetben a munkát, útmutatásaival, tanácsaival, illetve a munkához szükséges feltételek megteremtésével segítette a doktori éveim alatt elvégzett munkámat, valamint Dr. Almási Gábor egyetemi docensnek, a PTE Fizikai Intézet igazgatójának, aki a PhD képzést követő időszakban lehetővé tette számomra az egyetemmel való munkaviszonyomat.

Köszönettel tartozom Dr. Ollmann Zoltánnak, Dr. Tóth Györgynek, Dr. Monoszlai Balázsnak és Dr. Lombosi Csabának, akikhez szakmai kérdésekkel mindig bizalommal fordulhattam.

Köszönöm Dr. Fülöp Józsefnek és Dr. Buzády Andreának, akik munkájával a közös publikációk megvalósulhattak.

Külön köszönettel tartozom továbbá Dr. Tibai Zoltánnak, aki őszinte barátsággal végig támogatott a doktori évek alatt és utána is, valamint Lóki Andreának a Fizikai Intézet ügyvivő szakértőjének, akinek segítsége, biztatása és munkája felbecsülhetetlen.

Végül, de nem utolsó sorban hálával tartozom családomnak és barátaimnak, akik végig mindenben mellettem voltak és nem mondtak le soha rólam.

Valamint köszönettel tartozom Dr. Pintér Sándornak a szegedi traumatológiai klinika egyetemi docensének és Lenkó Mónika fizioterapeutának, akik reményt és erőt adtak a munkám folytatásához.

A dolgozat elkészülése és doktori munkám az **EFOP-3.6.2-16-2017-00005** azonosító számú, „Ultragyors fizikai folyamatok atomokban, molekulákban, nanoszerkezetekben és biológiai rendszerekben”, illetve az Emberi Erőforrások Minisztériuma **ÚNKP-17-3-I** kódszámú Új Nemzeti Kiválóság Programjának támogatásával készült.



11. Saját publikációk

Az értekezéshez kapcsolódó, referált folyóiratban megjelent publikációk

- S1. **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**, 22-32 (2017).
- S2. 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**, 8156-8169 (2016).
- S3. **L. Tokodi**, A. Buzády, J. Hebling, and L. Pálfalvi, "*Possibility of high-energy THz generation in LiTaO₃*," Applied Physics B **122**, 1-7 (2016).
- S4. L. Pálfalvi, Gy. Tóth, **L. Tokodi**, Z. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, "*Numerical investigation of a scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation*," Opt. Express **25**, 29560-29573 (2017).

Előadások és poszterek

- E1. L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, **L. Tokodi**, Z. Ollmann, J. Hebling, „*Optimization of Tilted-Pulse-Front Excited THz Sources*,” EMN Meeting on Terahertz 2016 (Spain) (2016)
- E2. L. Pálfalvi, Gy. Tóth, **L. Tokodi**, Zs. Márton, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „*Scalable setup for efficient terahertz generation using a segmented tilted-pulse-front excitation*,” CLEO: Science and Innovations 2018 San Jose, California United States, 13–18 May (2018) ISBN: 978-1-943580-42-2
- E3. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, Gy. Tóth, Gy. Polónyi, B. Monoszlai, **L. Tokodi**, G. Almási, J. Hebling, “*Scalable Concepts for THz Generation by Tilted-Pulse-Front Pumping*,” High Intensity Lasers and High Field Phenomena (HILAS): Proceedings High-Brightness Sources and Light-driven Interactions Strasbourg, France, 26–28 March (2018)
- P1. Z. Ollmann, **L. Tokodi**, Gy. Polónyi, B. Monoszlai, J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling, “*Design of High-Energy Terahertz Pulse Sources based on Contact Grating*,” 16-22 July 2016, International Workshop on "Terahertz Science, Nanotechnologies and Applications", Erice (Sicily), Italy (2016)
- P2. L. Pálfalvi, Z. Ollmann, **L. Tokodi**, A. Buzady, J. Hebling, “*Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses*,” 41st International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, IRMMW-THz 2016. Kopenhagen, Denmark, 2016.09.25-2016.09.30. (2016)

11.1. Referált folyóiratban megjelent, fel nem használt egyéb publikációk

- S5. Gy. Tóth, L. Pálfalvi, **L. Tokodi**, J. Hebling, and J. A. Fülöp, "Scalable broadband OPCPA in Lithium Niobate with signal angular dispersion," *Optics Communications* 370, 250-255 (2016).

12. Irodalomjegyzék

1. D. H. Auston and M. C. Nuss, "*Electrooptical generation and detection of femtosecond electrical transients*," IEEE Journal of Quantum Electronics **24**, 184-197 (1988).
2. D. D. Arnone, C. M. Ciesla, A. Corchia, S. Egusa, M. Pepper, J. M. Chamberlain, C. Bezant, E. H. Linfield, R. Clothier, and N. Khammo, *Applications of terahertz (THz) technology to medical imaging*, Industrial Lasers and Inspection (EUROPTO Series) (SPIE, 1999), Vol. 3828.
3. B. E. Cole, R. M. Woodward, D. A. Crawley, V. P. Wallace, D. D. Arnone, and M. Pepper, *Terahertz imaging and spectroscopy of human skin in vivo*, Photonics West 2001 - LASE (SPIE, 2001), Vol. 4276.
4. D. M. Mittleman, M. Gupta, R. Neelamani, R. G. Baraniuk, J. V. Rudd, and M. Koch, "*Recent advances in terahertz imaging*," Applied Physics B **68**, 1085-1094 (1999).
5. L.-t. Guo, C. Deng, Y.-m. Zhao, and C.-l. Zhang, *Passive terahertz imaging for security application*, ISPDI 2013 - Fifth International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging (SPIE, 2013), Vol. 8909.
6. J. A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, "*Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy*," Opt. Express **22**, 20155-20163 (2014).
7. 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*," Applied Physics Letters **98**, 091106 (2011).
8. M. Sajadi, M. Wolf, and T. Kampfrath, "*Terahertz-field-induced optical birefringence in common window and substrate materials*," Opt. Express **23**, 28985-28992 (2015).
9. J. R. Morris and Y. R. Shen, "*Far-infrared generation by picosecond pulses in electro-optical materials*," Optics Communications **3**, 81-84 (1971).
10. K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen, "*Generation of Far-Infrared Radiation by Picosecond Light Pulses in LiNbO₃*," Applied Physics Letters **19**, 320-323 (1971).
11. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman, "*Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media*," Physical Review Letters **53**, 1555-1558 (1984).
12. F. X. Kärtner, D. Zhang, A. Fallahi, M. Hemmer, M. Fakhari, Y. Hua, H. Cankaya, A. Calendron, L. E. Zapata, and N. H. Matlis, "*Compact THz Accelerators: From Fiction*

-
- to Reality*," in *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, (2018), 1-3.
13. U. Linz and J. Alonso, "What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy?," *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **10**, 094801 (2007).
 14. Y.-S. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology* (Springer Publishing Company, Incorporated, 2008), p. 340.
 15. W. He, C. R. Donaldson, L. Zhang, K. Ronald, P. McElhinney, and A. W. Cross, "High Power Wideband Gyrotron Backward Wave Oscillator Operating towards the Terahertz Region," *Physical Review Letters* **110**, 165101 (2013).
 16. A. Staprans, E. W. McCune, and J. A. Ruetz, "High-power linear-beam tubes," *Proceedings of the IEEE* **61**, 299-330 (1973).
 17. D. A. Turton, G. H. Welsh, J. J. Carey, G. D. Reid, G. S. Beddard, and K. Wynne, "Alternating high-voltage biasing for terahertz large-area photoconductive emitters," *Review of Scientific Instruments* **77**, 083111 (2006).
 18. H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kreß, and T. Löffler, "Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications," *Laser & Photonics Reviews* **1**, 349-368 (2007).
 19. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, "Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction," *Physical Review Letters* **71**, 2725-2728 (1993).
 20. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone, "Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas," *Physical Review E* **49**, 671-677 (1994).
 21. T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, "Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air," *Applied Physics Letters* **77**, 453-455 (2000).
 22. T. Löffler and H. G. Roskos, "Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma," *Journal of Applied Physics* **91**, 2611-2614 (2002).
 23. M. C. Hoffmann and J. A. Fülöp, "Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications," *Journal of Physics D: Applied Physics* **44**, 083001 (2011).
 24. R. W. Boyd and D. Prato, *Nonlinear Optics* (Elsevier Science, 2008).
 25. G. New, *Introduction to Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, 2011).
 26. B. D. Guenther, *Modern Optics* (Oxford University Press, 2015).
-

-
27. K. Wynne and J. J. Carey, "An integrated description of terahertz generation through optical rectification, charge transfer, and current surge," *Optics Communications* **256**, 400-413 (2005).
 28. R. L. Sutherland, *Handbook of Nonlinear Optics* (Taylor & Francis, 2003).
 29. 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**, 2263-2276 (2006).
 30. W. D. Johnston and I. P. Kaminow, "Contributions to Optical Nonlinearity in GaAs as Determined from Raman Scattering Efficiencies," *Physical Review* **188**, 1209-1211 (1969).
 31. J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, and J. Kuhl, "Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts," *Applied Physics B* **78**, 593-599 (2004).
 32. 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**, 23872-23882 (2016).
 33. A. G. Stepanov, J. Hebling, and J. Kuhl, "THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line," *Applied Physics B* **81**, 23-26 (2005).
 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**, 1161-1166 (2002).
 35. B. B. Hu, X. C. Zhang, D. H. Auston, and P. R. Smith, "Free-space radiation from electro-optic crystals," *Applied Physics Letters* **56**, 506-508 (1990).
 36. L. Xu, X. C. Zhang, and D. H. Auston, "Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electro-optic materials," *Applied Physics Letters* **61**, 1784-1786 (1992).
 37. I. Z. Kozma, G. Almási, and J. Hebling, "Geometrical optical modeling of femtosecond setups having angular dispersion," *Applied Physics B* **76**, 257-261 (2003).
 38. J. Hebling, "Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion," *Optical and Quantum Electronics* **28**, 1759-1763 (1996).
 39. J. C. Diels, W. Rudolph, P. F. Liao, and P. Kelley, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Elsevier Science, 2006).
-

-
40. C. Lombosi, G. Polónyi, M. Mechler, Z. Ollmann, J. Hebling, and J. A. Fülöp, "*Nonlinear distortion of intense THz beams*," *New Journal of Physics* **17**, 083041 (2015).
 41. K. Lengyel, Á. Péter, L. Kovács, G. Corradi, L. Pálfalvi, J. Hebling, M. Unferdorben, G. Dravec, I. Hajdara, Z. Szaller, and K. Polgár, "*Growth, defect structure, and THz application of stoichiometric lithium niobate*," *Applied Physics Reviews* **2**, 040601 (2015).
 42. A. G. Stepanov, S. Henin, Y. Petit, L. Bonacina, J. Kasparian, and J. P. Wolf, "*Mobile source of high-energy single-cycle terahertz pulses*," *Applied Physics B* **101**, 11-14 (2010).
 43. 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*," *Applied Physics B* **115**, 293-293 (2014).
 44. B. S. Umarov, J. F. Vetelino, N. S. Abdullaev, and A. A. Anikiev, "*Temperature dependence of the dielectric constant and I.R. reflection spectrum of LiNbO₃ by Raman scattering*," *Solid State Communications* **36**, 465-468 (1980).
 45. T. Qiu and M. Maier, "*Long-distance propagation and damping of low-frequency phonon polaritons in LiNbO₃*," *Physical Review B* **56**, R5717-R5720 (1997).
 46. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, "*Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification*," *Opt. Express* **18**, 12311-12327 (2010).
 47. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, "*Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification: erratum*," *Opt. Express* **19**, 22950-22950 (2011).
 48. M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, and M. V. Tsarev, "*Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect*," *Journal of Applied Physics* **104**, 073105 (2008).
 49. G. Polónyi, M. I. Mechler, J. Hebling, and J. A. Fülöp, "*Prospects of Semiconductor Terahertz Pulse Sources*," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **23**, 1-8 (2017).
 50. S. M. Harrel, R. L. Milot, J. M. Schleicher, and C. A. Schmuttenmaer, "*Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe(110)*," *Journal of Applied Physics* **107**, 033526 (2010).
 51. 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**, 5403-5406 (2014).
-

-
52. 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**, 31313-31323 (2015).
 53. K. Polgár, L. Kovács, I. Földvári, and I. Cravero, "*Spectroscopic and electrical conductivity investigation of Mg doped LiNbO₃ single crystals*," *Solid State Communications* **59**, 375-379 (1986).
 54. L. Kovács, G. Ruschhaupt, K. Polgár, G. Corradi, and M. Wöhlecke, "*Composition dependence of the ultraviolet absorption edge in lithium niobate*," *Applied Physics Letters* **70**, 2801-2803 (1997).
 55. K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, J. Hebling, and K. A. Nelson, "*Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification*," *Applied Physics Letters* **90**, 171121 (2007).
 56. 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**, 20239-20251 (2014).
 57. 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**, 6826-6836 (2013).
 58. L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, "*Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification*," *Applied Physics Letters* **92**, 171107 (2008).
 59. Z. Ollmann, J. Hebling, and G. Almási, "*Design of a contact grating setup for mJ-energy THz pulse generation by optical rectification*," *Applied Physics B* **108**, 821-826 (2012).
 60. 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**, 5439-5442 (2014).
 61. J. Hebling, J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, and G. Almási, "*Intense terahertz sources based on tilted pulse-front excitation and their potential applications in imaging, nonlinear THz spectroscopy and attosecond pulse generation*," in *2010 IEEE Photonics Society Winter Topicals Meeting Series (WTM)*, 2010), 48-49.
-

-
62. J. Hebling, J. Fülöp, M. Mechler, L. Pálfalvi, C. Tőke, and G. Almási, "*Optical manipulation of relativistic electron beams using THz pulses*," arXiv preprint arXiv:1109.6852 (2011).
 63. L. J. Wong, A. Fallahi, and F. X. Kärtner, "*Compact electron acceleration and bunch compression in THz waveguides*," Opt. Express **21**, 9792-9806 (2013).
 64. Z. Tibai, L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, "*THz-pulse-driven particle accelerators*," in *4th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology* (Camogli, Italy, 2014).
 65. A. Sharma, Z. Tibai, and J. Hebling, "*Intense tera-hertz laser driven proton acceleration in plasmas*," Physics of Plasmas **23**, 063111 (2016).
 66. A. Sharma, Z. Tibai, J. Hebling, and J. A. Fülöp, "*Terahertz-driven wakefield electron acceleration*," Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **51**, 204001 (2018).
 67. Z. Tibai, M. Unferdorben, S. Turnár, A. Sharma, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, "*Relativistic electron acceleration by focused THz pulses*," Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **51**, 134004 (2018).
 68. E. Balogh, K. Kovacs, P. Dombi, J. A. Fulop, G. Farkas, J. Hebling, V. Tosa, and K. Varju, "*Single attosecond pulse from terahertz-assisted high-order harmonic generation*," Physical Review A **84**, 023806 (2011).
 69. G. Tóth, Z. Tibai, A. Sharma, J. A. Fülöp, and J. Hebling, "*Single-cycle attosecond pulses by Thomson backscattering of terahertz pulses*," J. Opt. Soc. Am. B **35**, A103-A109 (2018).
 70. 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:Mg₂SiO₄ laser*," Opt. Lett. **39**, 6632-6635 (2014).
 71. Y. Kane, "*Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media*," IEEE Transactions on Antennas and Propagation **14**, 302-307 (1966).
 72. J. Chandezon, G. Raoult, and D. Maystre, "*A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application*," Journal of Optics **11**, 235-241 (1980).
 73. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "*Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*," J. Opt. Soc. Am. **71**, 811-818 (1981).
-

-
74. T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E. B. Kley, A. Tünnermann, U. Peschel, A. V. Tishchenko, and O. Parriaux, "*An intelligible explanation of highly-efficient diffraction in deep dielectric rectangular transmission gratings*," Opt. Express **13**, 10448-10456 (2005).
 75. 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**, 5577-5584 (2008).
 76. K. Nagashima, A. Kosuge, Y. Ochi, and M. Tanaka, "*Improvement of diffraction efficiency of dielectric transmission gratings using anti-reflection coatings*," Opt. Express **21**, 18640-18645 (2013).
 77. J. D. Jackson, *Classical electrodynamics* (Third edition. New York : Wiley, [1999] ©1999, 1999).
 78. 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**, 5253-5276 (2015).
 79. 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*," Applied Physics Letters **103**, 251103 (2013).
 80. T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, and D. Ristau, "*Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped-pulse amplification systems*," Appl. Opt. **42**, 6934-6938 (2003).
 81. Z. Ren, P. J. Heard, J. M. Marshall, P. A. Thomas, and S. Yu, "*Etching characteristics of LiNbO₃ in reactive ion etching and inductively coupled plasma*," Journal of Applied Physics **103**, 034109 (2008).
 82. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "*Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*," IEEE Journal of Quantum Electronics **28**, 2631-2654 (1992).
 83. M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, "*First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation*," Applied Physics Letters **62**, 435-436 (1993).
 84. A. C. Busacca, C. L. Sones, R. W. Eason, and S. Mailis, "*First-order quasi-phase-matched blue light generation in surface-poled Ti:indiffused lithium niobate waveguides*," Applied Physics Letters **84**, 4430-4432 (2004).
-

-
85. H. Ishizuki and T. Taira, "*High energy quasi-phase matched optical parametric oscillation using Mg-doped congruent LiTaO₃ crystal*," Opt. Express **18**, 253-258 (2010).
86. Y.-S. Lee, T. Meade, M. DeCamp, T. Norris, and A. Galvanauskas, "*Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate*," Applied Physics Letters **77**, 1244-1246 (2000).
87. 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*," Applied Physics Letters **93**, 041104 (2008).
88. F. Holtmann, J. Imbrock, C. Baumer, H. Hesse, E. Krätzig, and D. Kip, "*Photorefractive properties of undoped lithium tantalate crystals for various composition*," Journal of Applied Physics **96**, 7455-7459 (2004).
89. K. Kitamura, Y. Furukawa, S. Takekawa, T. Hatanaka, H. Ito, and V. Gopalan, "*Non-stoichiometric control of LiNbO₃ and LiTaO₃ in ferroelectric domain engineering for optical devices*," Ferroelectrics **257**, 235-243 (2001).
90. A. L. Alexandrovski, G. Foulon, L. E. Myers, R. K. Route, and M. M. Fejer, "*UV and visible absorption in LiTaO₃*," in 1999), 44-51.
91. 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*," Journal of Applied Physics **93**, 3102-3104 (2003).
92. 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).
93. M. Schall, H. Helm, and S. R. Keiding, "*Far Infrared Properties of Electro-Optic Crystals Measured by THz Time-Domain Spectroscopy*," International Journal of Infrared and Millimeter Waves **20**, 595-604 (1999).
94. B. K. Ofori-Okai, P. Sivarajah, W. Ronny Huang, and K. A. Nelson, "*THz generation using a reflective stair-step echelon*," Opt. Express **24**, 5057-5068 (2016).
95. S. P. Langley, "*The Bolometer*," Nature **25**, 14-16 (1881).
96. H. P. Beerman, "*The pyroelectric detector of infrared radiation*," IEEE Transactions on Electron Devices **16**, 554-557 (1969).
-

97. "Pyroelectric detectors: Materials, applications and working principle", retrieved <https://www.lasercomponents.com/de-en/news/pyroelectric-detectors-materials-applications-and-working-principle/>.
98. Q. Wu and X. C. Zhang, "*Ultrafast electro-optic field sensors*," Applied Physics Letters **68**, 1604-1606 (1996).
99. Q. Wu and X.-C. Zhang, "*Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses*," Applied Physics Letters **71**, 1285-1286 (1997).
100. P. C. M. Planken, H.-K. Nienhuys, H. J. Bakker, and T. Wenckebach, "*Measurement and calculation of the orientation dependence of terahertz pulse detection in ZnTe*," J. Opt. Soc. Am. B **18**, 313-317 (2001).

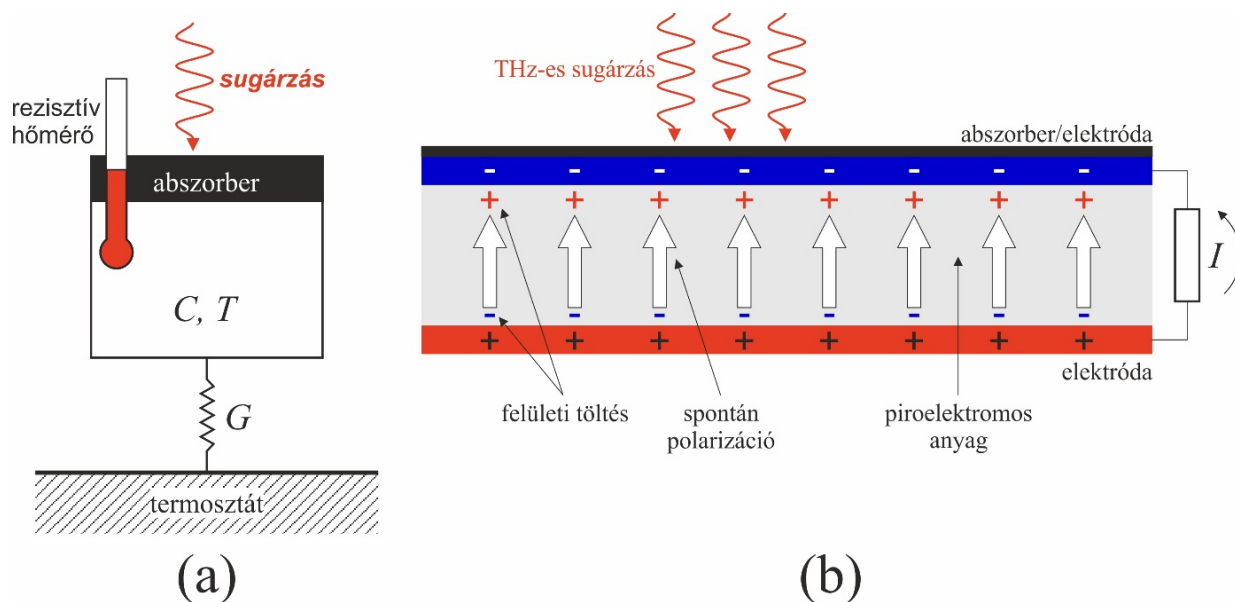
13. Függelék

A Terahertzes sugárzás detektálási módszerei

Az értekezés során a THz-es impulzusok keltési módszereiről volt szó, azonban a felhasználási területek szempontjából természetesen nem elegendő a szimulációk és számolások eredményeire támaszkodni, szükséges a keltett impulzusok mérése, karakterizálása, melyhez különféle mintavételezési technikákra van szükség. Habár a disszertáció fő témája a THz-es impulzusforrások analízise, a teljesség mégis megkívánja, hogy szót ejtsünk ezekről az érzékelőkről és eljárásokról.

13.1. Bolométerek

Az első bolométer 1881-es évben Langley által lett kifejlesztve [95] és magát a technikát manapság is széles körben alkalmazzák a felhasználás szempontjából történő könnyű átalakíthatósága-optimalizálhatósága miatt hiszen adott spektrális tartományon történő méréshez elegendő az eszköz abszorber anyagát a mérés szempontjából legmegfelelőbbre cserélni. Az eszköz a 13.1. ábra (a) részén láthatóak szerint egy abszorber felületről és hozzá csatlakozó valamilyen ismert C hőkapacitással rendelkező szubsztrátról áll, mely együttes termikus kapcsolatban (ábrán G hővezetés) van a hőtároló egységgel. Az eszköz részét képezi továbbá egy igen érzékeny rezisztív hőmérséklet mérő, mely az abszorberre eső (infravörös) sugárzás hatására történő hőmérséklet-változást méri. Régen maga az abszorber felület egy (például fekete festék-réteggel bevont) fémlemez/fémfólia volt, mely hűtést nem igényelt. Azonban egy igen hosszú fejlődésen keresztül napjainkban már elterjedten használnak sokszorososan érzékenyebb félvezető, vagy szupravezető abszorbert tartalmazó és kriogenikus hűtést megkívánó bolométerek. Habár igen érzékeny mérési eszközök, komoly hátrányuk a lassúságuk, hiszen minden egyes mérés előtt szükséges a termikus egyensúly elérését kivárni. A bolométereket tipikusan a kis teljesítményű ($\sim 0,1$ mW) sugárzási tartományon történő mérésekhez alkalmazzák.



13.1. ábra - Bolométer (a) és a Piroelektromos detektor (b) sematikus ábrája

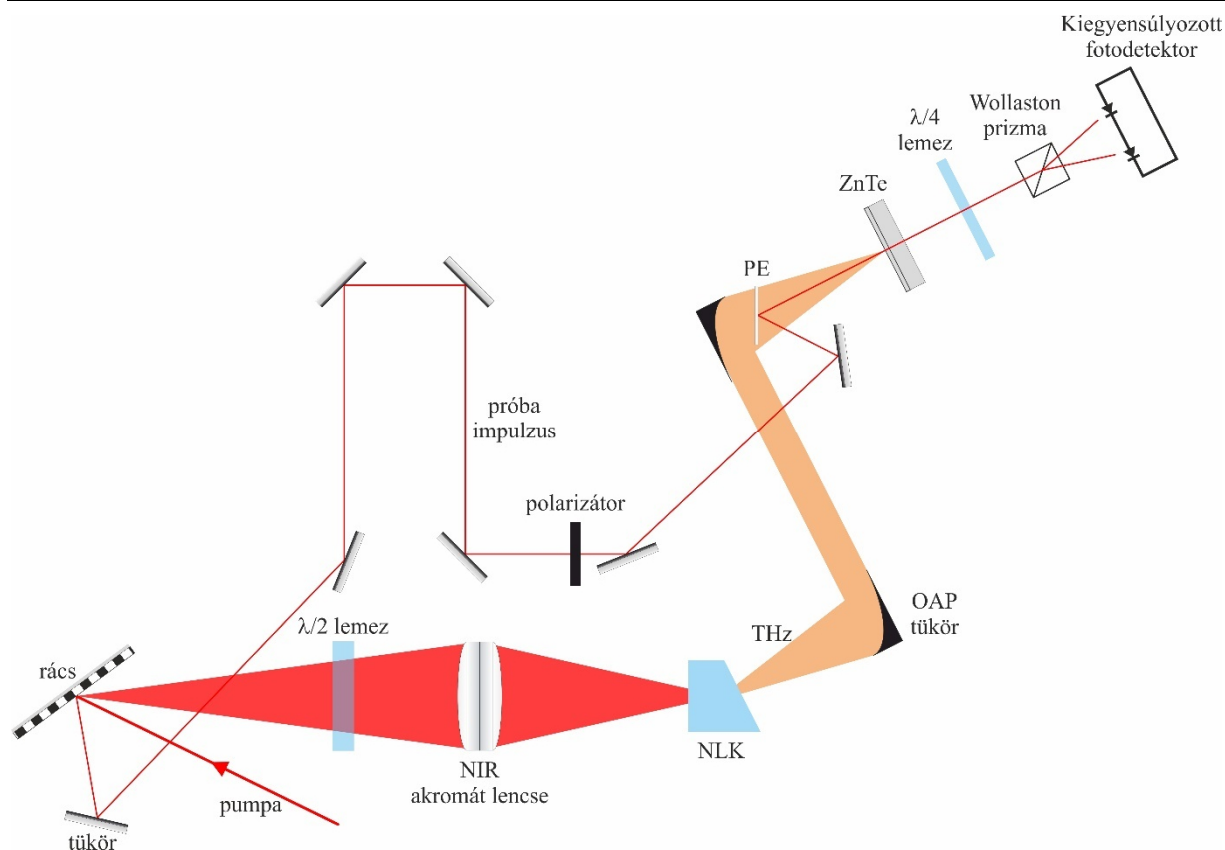
13.2. Piroelektromos szenzorok

Piroelektromos kristályokat detektorként nagyobb teljesítményű THz-es sugárzás detektálására használják. Ezek spontán polarizált kristályok, melyek minden elemi cellája egy állandó elektromos dipólus-momentummal rendelkezik. Ez a spontán elektromos polarizáció kifejezetten érzékeny a hőmérséklet-változásra és ezt a használják ki az ilyen típusú detektoroknál. Ilyen kristályként tipikusan LT-ot alkalmaznak, melynek két párhuzamos felületére elektródákat helyeznek, melyek közül azt, amelyiket a detektálandó sugárzás éri, egy további fekete abszorber réteggel vonnak be [96, 97]. A 13.1. ábra (b) részén látható a piroelektromos detektor sematikus ábrája. A beérkező sugárzás hatására a kristály felmelegszik, ezáltal csökken a spontán polarizációja, ami a felületi töltés csökkenéséhez vezet, ami a zárt áramkörben mérhető elektromos jelet kelt.

13.3. Elektrooptikai mintavételezés

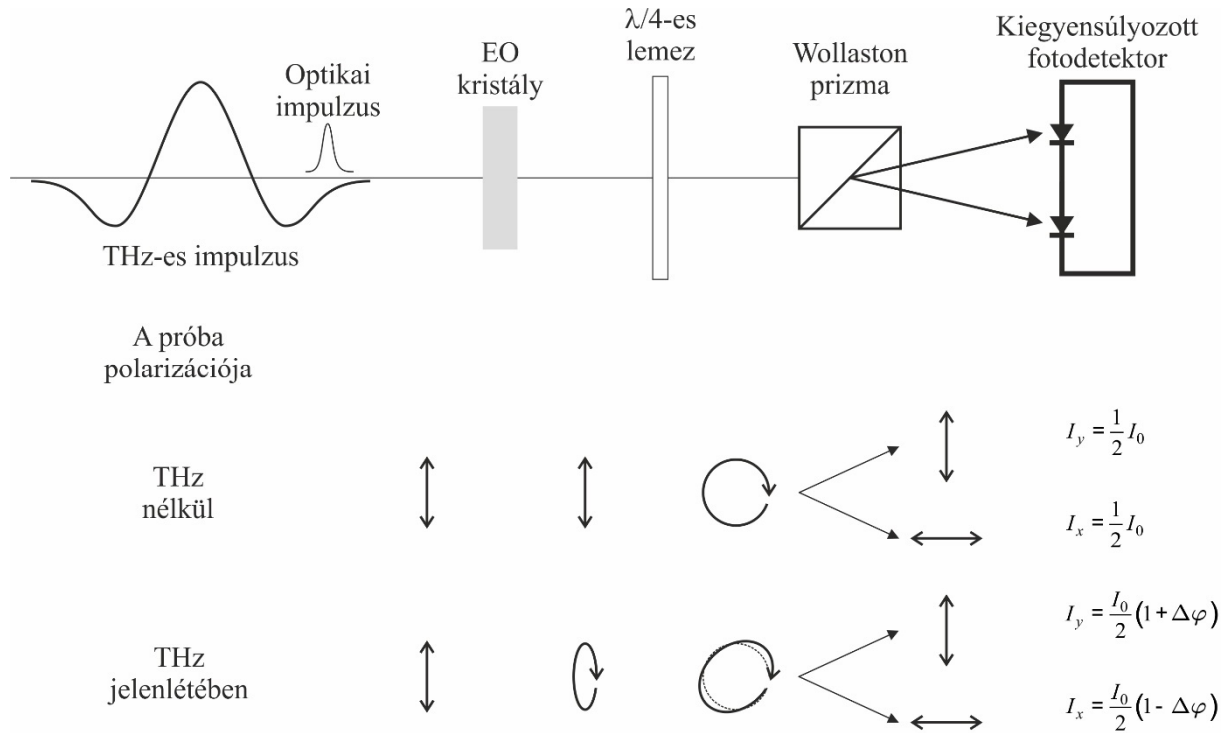
A Pockels-effektuson¹ alapuló detektálási módszer – melyet elektrooptikai (továbbiakban *EO*) mintavételezésnek nevezünk – legfőbb jellemzője, egyben komoly előnye az előző mérési módszerekkel szemben, hogy a THz-es impulzus időbeli jelalakja mérhető.

¹ A Pockels-effektus azon jelenség, mely során statikus elektromos térbe helyezett elektrooptikai kristály kettőtörővé válik, melynek mértéke az alkalmazott tér nagyságával arányos.



13.2. ábra – Egy hagyományos THz-es impulzusforrás és a keltett impulzus elektrooptikai mintavételezésének sematikus ábrája az elrendezés összes elemének feltüntetésével. (Megj.: az ábrán NIR rövidítés a közeli-infravörös szó angol rövidítése, az OAP rövidítés off-axis parabola, míg a PE jelölésű eszköz egy membrános nyalábegyesítő)

A mérés során, a keltett nagy-intenzitású – tipikusan ~2 ps-os – THz-es impulzus által okozott törésmutatóváltozást, a detektorként alkalmazott ZnTe [98, 99] kristályban néhány száz fs-os próba-impulzusokkal tapogatóunk le. Ezt megoldhatjuk akár a 13.2 látható módon: a pumpáló lézereimpulzus egy részét változtatható nagyságú optikai úthosszon vezetjük el a detektor EO kristályig, mely után egy $\lambda/4$ -es lemezt helyezünk el. Ezen a fázisretardációs lemezen áthaladva az eredetileg lineáris polarizációjú próbaimpulzusból cirkuláris lesz, amennyiben az elektrooptikai kristályt nem érte THz-es tér. Ezt követően egy Wollaston prizma két különálló, egymásra merőleges polarizációjú nyalábra bontja, melyeket végül egy kiegyensúlyozott fotodetektor érzékel, ami a beérkezett két nyaláb intenzitásának különbségét méri.



13.3. ábra - EO mintavételezés sematiuks ábrája és a próbaimpulzus polarizációjának változása THz jelenlétében, illetve anélkül [14].

A két nyaláb intenzitása

$$\begin{aligned}
 I_x &= \frac{I_0}{2}(1 - \sin \Delta\varphi) \approx \frac{I_0}{2}(1 - \Delta\varphi) \\
 I_y &= \frac{I_0}{2}(1 + \sin \Delta\varphi) \approx \frac{I_0}{2}(1 + \Delta\varphi)
 \end{aligned}
 \tag{6.54}$$

lesz, melyekben szereplő $\Delta\varphi$ fáziskülönbség – mivel a nemlineáris polarizáció a próba nyaláb frekvenciáján merőleges az optikai térre, ezért – felírható:

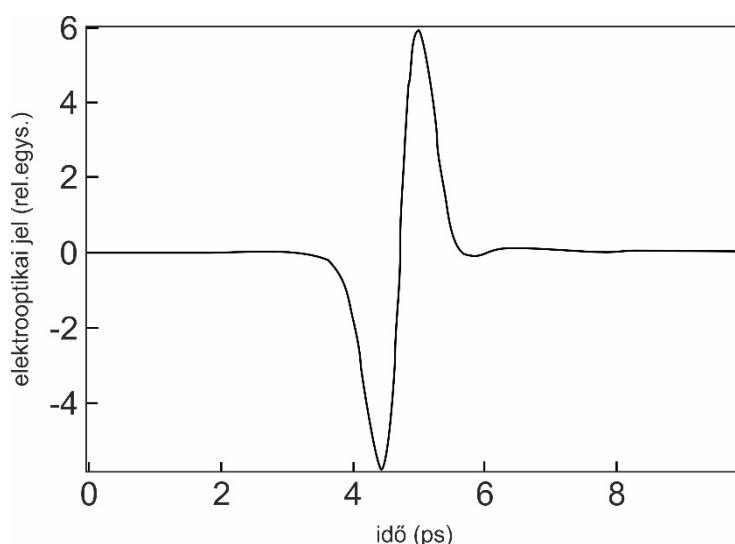
$$\Delta\varphi = (n_x - n_y) \frac{\omega L}{c_0} = \frac{\omega L}{c_0} n_0^3 r_{41} E_{THz},
 \tag{6.55}$$

ahol n_0 az EO kristály próba impulzus hullámhosszán vett törésmutató, r_{41} az elektrooptikai koefficiens, L pedig az a távolság a kristályban, amin a Pockels-effektus jelentkezik. A fáziskülönbséggel arányos jelet a fotodetektor a következőképp fogja érzékelni (ahogy azt a 13.3. ábra is szemlélteti):

$$I_S = I_x - I_y = I_0 \Delta\varphi
 \tag{6.56}$$

ahol I_0 a fs-os nyaláb intenzitása közvetlenül a szeparáció előtt.

Amint az a 13.3. ábra is kvalitatív módon szemléltetésre került: a fotodetektor a THz-es tér jelenléte nélkül a próbaimpulzusból – a Wollaston prizma által szétválasztott – két azonos intenzitású nyalábot detektál, melyek különbsége magától értetődően zérus. Ellenben THz-es impulzus által az EO kristályban indukált kettőtörés miatt az eredetileg lineáris polarizációjú próba-impulzus enyhén elliptikussá válik, melyet a $\lambda/4$ -es lemez a tökéletesen cirkuláris polarizációtól enyhén eltérő, elliptikus polarizációjú nyalábbá alakít (emiatt alkalmazható a (6.54)-es formulákban látható közelítés, ugyanis ilyenkor $\Delta\varphi \ll 1$). A kiegyensúlyozott fotodetektor által érzékelt nyalábok között így már lesz érzékelhető intenzitáskülönbség. A THz-es tér időbeli lefutása – a 13.2 ábrán láthatóak alapján – a próbaimpulzus optikai úthosszának változtatásával és az ezáltal okozott időbeli késleltetéssel letapogatható. Egy ilyen elektrooptikai mintavételezés eredményét láthatjuk a 13.4 ábrán [98].



13.4. ábra - Elektrooptikai jel időbeli lefutása ZnTe kristállyal detektálva [98]

A módszerrel történő mérés érzékenysége növelhető a detektorként alkalmazott kristály kettőtörésének maximalizálásával. Ez Planken és munkatársai által 2001-ben bemutatott módon úgy érhető el, hogy úgy forgatjuk az $\langle 110 \rangle$ orientációjú ZnTe kristályt, hogy $[1\bar{1}0]$ tengelye párhuzamos legyen mind a próba impulzus, mind a THz-es tér polarizációjával [100].

A nagy-, illetve extrém-nagy energiájú THz-es impulzusok detektálásának karakterizálásának az elektrooptikai mintavételezés lett napjainkban a legelterjedtebb, mondhatni alapértelmezett módszere. A felvett térerősség-idő függvény alapján Fourier-transzformáció segítségével az impulzus spektrális intenzitása könnyen meghatározható, továbbá az egyéb módszerrel mért THz-es foltméret alapján az impulzus energiája is meghatározható.

**Doktori értekezés benyújtása és nyilatkozat a dolgozat eredetiségéről**

Alulírott

név: Tokodi Levente

születési név:Tokodi Levente

anyja neve: Villuth Erika

születési hely, idő:Magyarország, Komló, 1990. március 11.....

.....Döntött impulzusfrontú gerjesztésen alapuló terahertzes sugárforrások analízise.....
című doktori értekezésemet a mai napon benyújtom a(z)

..... Fizika Doktori Iskola

..... Lézerfizika, nemlineáris optika és spektroszkópia..... Programjához.

Témavezető(k) neve: Dr. Pálfalvi László

Kulcsszavak (minimum 5 magyar nyelvű és 5 angol nyelvű)

..... Terahertz, Teleszkóp, Lítium-niobát, Lítium-tantalát, Optika

..... Terahertz, Telescope, Lithium-niobate, Lithium-tantalate, Optics

Egyúttal nyilatkozom, hogy jelen eljárás során benyújtott doktori értekezésemet

- korábban más doktori iskolába (sem hazai, sem külföldi egyetemen) nem nyújtottam be,

- fokozatszerzési eljárásra jelentkezésemet két éven belül nem utasították el,

- az elmúlt két esztendőben nem volt sikertelen doktori eljárásom,

- öt éven belül doktori fokozatom visszavonására nem került sor,

- értekezésem önálló munka, más szellemi alkotását sajátomként nem mutattam be, az

irodalmi hivatkozások egyértelműek és teljeseek, az értekezés elkészítésénél hamis vagy

hamisított adatokat nem használtam.

Dátum: ... 2020. 03. 27.....

doktorjelölt aláírása

témavezető aláírása