

TDK dolgozat

Leképező optikát tartalmazó terahertzes sugárforrások analízise

Készítette: Tokodi Levente (Fizikus MSc szakos hallgató)

Témavezető: Dr. Pálfalvi László (egyetemi docens)

Pécsi Tudományegyetem Természettudományi kar

Kísérleti Fizika Tanszék

Pécs, 2014

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék.....	1
1. Bevezetés.....	2
A terahertzes tudomány fejlődése	2
2. Célkitűzés.....	4
3. A vizsgálati módszer	5
4. Az alkalmazott szoftverek	5
5. A vizsgált elrendezésekről	6
6. A szimulációk elvégzése	10
7. Eredmények.....	11
Egy lencsés rendszer	12
Egy szférikus tükrös rendszer	13
Egy paraboloid tükrös rendszer	14
Két lencsés rendszer	15
Két – katalógusból választott – lencsés rendszer	15
Két szférikus tükrös rendszer	17
Két paraboloid tükrös rendszer	17
8. Összehasonlítás az impulzushossz kiszélesedés alapján.....	19
9. Elrendezések hatásfoka	19
10. Impulzusfront vizsgálat és a nyaláb divergenciájára való következtetés	20
Egy lencsés rendszer	21
Két lencsés rendszer	22
Két szférikus tükrös rendszer	23
Két paraboloid tükrös rendszer	23
11. Állásfoglalás.....	24
12. További lehetőségek a módszer alapján.....	24
13. Konklúzió.....	24
14. Köszönetnyilvánítás	25
Irodalomjegyzék.....	26
 Függelék.....	 28

1. Bevezetés

A terahertzes tudomány fejlődése

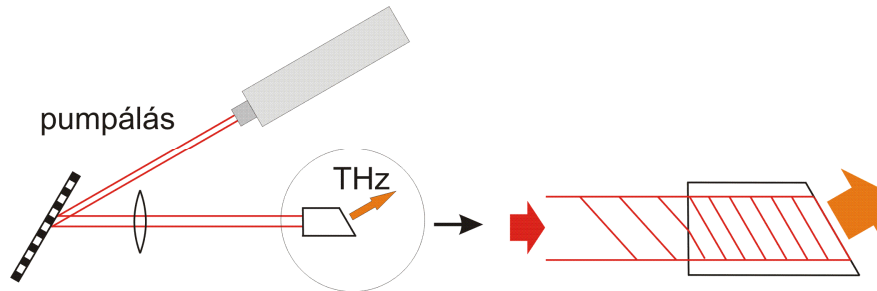
Az utóbbi bő évtizedben, a távoli infravörös források gyors ütemű fejlődése miatt egy 10^7 -szeres növekedés mutatkozott a kelthető THz-es impulzus energiát tekintve, mely megnyitotta az utat az alkalmazások széles köre előtt [1]. Alkalmazásukat tekintve a tipikusan fJ-os energiájú néhány száz V/cm elektromos térerősségű THz-es impulzusok a lineáris spektroszkópiában, a μ J-os energiájú néhány száz kV/cm-es elektromos térerősségű impulzusok pedig a nem-lineáris THz-es spektroszkópiában használatosak. A néhány tíz mJ impulzusenergia és a hozzá tartozó tipikusan tíz-száz MV/cm-es térerősség pedig olyan lehetőségeket nyújthat előreláthatóan, mint a THz-es részecskegyorsítás, relativisztikus elektroncsomók undulációja – ami az attoszekundumos impulzusok generálásához vezet – [2,3], valamint lézer által keltett protoncsomagok utógyorsítása illetve monokromatizálása, hadron-terápiában való alkalmazáshoz [4].

Kvázi egy ciklusú THz impulzusok hatékony keltése lehetséges közel infravörös, ultrarövid lézer impulzusok optikai egyenirányítással nemlineáris kristályokban. THz keltés szempontjából igen ígéretes a nagyon jó tulajdonságokkal rendelkező lítium-niobát (LiNbO_3) kristály, mivel a másodrendű nem lineáris optikai koefficiensének adott tenzor eleme kiemelkedően nagy értékű (168 pm/V) [5].

A hatékony THz keltés szempontjából egy fontos követelmény a sebességillesztési feltétel teljesülése, vagyis az, hogy a pumpáló nyaláb csoportsebessége egyezzen meg a keltett THz-es nyaláb fázissebességével. Azonban hagyományos módszerekkel ez nem érhető el a lítium-niobát kristályban, ugyanis a pumpálás hullámhosszára, és a THz-re nézve a törésmutató különbség nagy. A legfontosabb lépés a THz fejlődésében a 2002-ben kifejlesztett úgynevezett döntött impulzusfrontú gerjesztésű módszer [6]. Ez technikailag úgy valósul meg, hogy a pumpáló impulzus – amiben eredetileg a terjedési irányra merőleges a hullámfront és az impulzusfront is – szögdiszperziót szerez (pl.: optikai rácson történő reflexió során). A fázisfronthoz képest tehát megdőlvén halad az impulzusfront. Így a THz-es sugárzás a Huygens-elv értelmében erre merőlegesen fog haladni. Noha a pumpálásnak lényegesen nagyobb a sebessége, mint a THz-es impulzusnak (a nagy törésmutató különbség miatt), a döntött impulzusfrontú technikával elérhetjük viszont azt, hogy a pumpálás csoportsebességének, a THz terjedés irányra (ami merőleges a döntött impulzusfrontra) vett vetülete egyezzen meg a THz-es sugárzás fázissebességével, azaz:

$$v_{pump.}^{cop.} \cdot \cos \gamma = v_{THz}^{fázis} \quad (1),$$

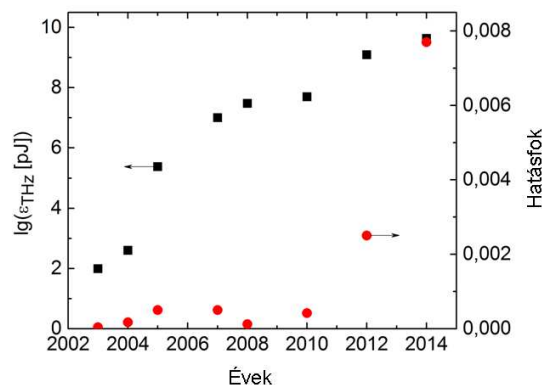
melyben a γ szög az impulzusfront dőlésének a szöge. A törésmutatók ismeretében, amennyiben a pumpálás a látható vagy közeli-infravörös tartományba esik és 1 THz-es sugárzást akarunk előállítani $\gamma \approx 63,5^\circ$.



1. ábra: A döntött impulzusfrontú elrendezés sematikus ábrája. Az ábra jobb oldalán, a piros szakaszok szemléltetik a döntött impulzusfront terjedését.

Ahogy az 1. ábra illusztrálja, a pumpáló nyaláb a reflexiós rácson történő (elsőrendű) diffrakciója során impulzusfront dőlést szerez, mely dőlés mértékét a leképező elem megváltoztatja, és egy leképezés történik oly módon, hogy a rács képe a kristályban alakuljon ki. Erre a leképezésre azért van szükség, mert onnantól, hogy az impulzusfront dőlés megtörtént a rács elhagyása után, a szögdiszperzió az impulzushossz kiszélesedését eredményezi a terjedéssel, és extrém módon kiszélesedne az impulzus, ha nem lenne ez a leképező elem, ami visszaállítja a kristályban (kvázi) a transzformáció-limitált értéket.

Noha lítium-niobát kristály esetében ennek a dőlésnek a mértéke nagyobb – ami a hatások szempontjából nem előnyös –, de mindemellett a kiemelkedő nemlineáris optikai együttható miatt mégis ígéretesebb, mint az egyéb más potenciális nemlineáris kristályok (pl.: ZnTe, GaP). A döntött impulzusfrontú módszer egyik fontos előnye, hogy a keltett THz-es impulzusok frekvenciája hangolható az impulzusfront dőlésszögének változtatásával és az energiája skálázható a pumpáló nyaláb energiájának változtatásával. A módszert világszerte több kutatócsoport is átvette, és alkalmazza 2002 óta. A módszer teljesítőképességét láthatjuk a 2. ábrán:



2. ábra: LiNbO₃-beli THz keltés hatásfokának és a keltett THz-es impulzus energiájának fejlődése

Azonban néhány éve rámutattak arra, hogy a használt optikai elemek leképezési hibái olyan effektust okoznak, ami transzverzális irányban a lokális impulzushossznak növekedését eredményezi [7], ami a THz keltés lokális hatásfokára nézve kedvezőtlen hatású [8]. Az impulzushossz nyúlásnak a mértéke az optikai tengelytől vett távolsággal monoton nő, ezért korlátozza a pumpáló nyaláb praktikus keresztmetszetét.

2. Célkitűzés

A dolgozat során célom, az előző fejezet végén említett kedvezőtlen hatás, nevezetesen a THz keltő rendszer leképező optikájának leképezési hibáiból fakadó lokális impulzushossz szélesedés, és annak a THz keltésre gyakorolt hatásának vizsgálata lítium-niobátban döntött impulzusfrontú módszerrel történő THz keltés során. Ezen kívül a keletkező THz-es nyaláb minőségére (divergenciájára) teszek jóslást a szimulációkkal. Mindezt olyan leképező optikát tartalmazó döntött impulzusfrontú elrendezések esetében teszem meg, mint:

- Egy lencsét tartalmazó elrendezés
- Egy tükröt tartalmazó elrendezés
- Két lencséből álló teleszkópos elrendezés
- Két tükörből álló teleszkópos elrendezés

Célom, hogy az impulzushossz változásokat figyelembe véve egyszerű becslést tegyek a keltés hatásfokára az egyes elrendezéseknél. A hatásfok értékek alapján, figyelembe véve a divergenciára kapott eredményt is, rangsort állítsak, ami alapján állást tudok majd foglalni, hogy melyik lesz a legjobb, legpraktikusabb elrendezés. A szakirodalomból kiderül, a kísérleti munkák során eddig egy elemes és teleszkópos rendszert is használtak, de a kísérleti eredményekből egyértelműen nem derül ki, hogy melyik bizonyul jobbnak, ugyanis a kísérletek egyéb körülményei is változtak, mint például a leképező elem fókusz távolsága, a pumpálás hullámhossza, impulzushossza, a kristály sztöchiometriai összetétele, a kristály hőmérséklete.

Az egyes elrendezések optimalizálásával és összehasonlításával mások is foglalkoztak [9], azonban ezen vizsgálatok sokkal kevésbé voltak átgondoltak olyan értelemben, hogy egyrészt nem történt meg előzetesen egy paraxiális optikán nyugvó megfontolás, ami egy úgymond nulladik lépésű optimalizálás, ami arra jó, hogy a geometriát beállítsuk. Ezzel szemben ők a jelen dolgozatban hangsúlyozott elméleti megfontolások hiányában önkényesen megválasztott nagyítási arányt beállítva, pusztán empirikusan széles tartományon változtatták a leképező

elemek optikai tengelyhez képesti dőlését. Optimális összeállításként fogadtak el olyan geometriát, amiben az optikai elemek indokolatlanul nagy szögben lettek a megszokott helyzetekhez képest kiforgatva, ami meglehetősen impraktikus. Ezek vélhetően valami lokális szélsőértékhelyek lehettek. Ezzel szemben nálam megtörtént ez az említett nulladrendű optimalizálási lépés, ami szerint a geometria összeállítható. Továbbá esetükben az elrendezések jellemzése nem a THz keltés becsült hatásfokának alapján történt, hanem az adott elrendezés leképezési hibája okozta átlagos csoportkésés alapján. Divergenciával kapcsolatos megfontolásokra nem tértek ki.

Én az összehasonlíthatóság kedvéért olyan szimulációkat végeztem, melyek teljesen azonos körülmények közt zajlanak bízva abban, hogy, ha szembetűnő különbséget mutatnak az elrendezések eredményei, akkor a kísérletek megtervezéséhez nagyon hasznos információt kaphatunk a szimulációkkal. Megtudhatjuk ugyanis, hogy mit kell/érdemes használni a(z akár nagyság-rendekkel) nagyobb átalakítási hatásfok érdekében. Ezen szisztematikus, előzetes szimulációkkal rengeteg energiát, időt, költséget megtakaríthatunk.

3. A vizsgálati módszer

Az említett probléma esetén hullámjelenségről, impulzusterjedésről van szó. Mégis a sugárkövető szoftverek, melyek geometriai optikai elven működnek, alkalmasak lehetnek arra, hogy következtetést tegyünk arra, hogy egy rendszeren való áthaladásnál mennyi lesz az impulzushossznak a változása, milyen lesz a pumpáló nyalábban az impulzusfront alakja. Mindezt az adatokból következtethetjük, melyeket egy ilyen sugárkövetésből nyerhetünk ki (optikai úthossz, koordináták, irányvektorok), különös hangsúllyal az optikai úthosszra. Ehhez a Lambda Research vállalat, TracePro elnevezésű programjára esett a választásom. Azonban a szoftver önmagában számolásokat nem képes végezni a kapott adatokkal, ezért külső segédsoftverre, matematikai programra is szükség van.

4. Az alkalmazott szoftverek

Az alkalmazott sugárkövető szoftver előnye, az igazán felhasználó-barát grafikus felület, különböző optikai elemek (lencsék, tükrök, rácso) beillesztése és kezelése, egyedi törésmutatójú anyagok definiálása, különböző sugárforrások definiálása, sugárkövetés adatainak egyszerű exportálása további feldolgozás céljából. Kiegészítő számolásokhoz a MathCad elnevezésű matematikai tervezőprogramot alkalmaztam a sugárkövető szoftver ilyen téren

lévő hiányosságai végett. Az Origin nevű szoftvert pedig a szemléltető ábrák, grafikonok elkészítésére használtam.

5. A vizsgált elrendezésekről

Optikai leképezéssel történő THz keltés során nagyon fontos kritériumoknak kell teljesülni.

- Az impulzusfront dőlése a sebességillesztési feltétel által definiált mértékű kell, hogy legyen.
- A pumpáló impulzus impulzushossza azon a helyen, ahol az intenzív THz keltést várjuk, azaz a döntött impulzusfront síkja mentén minimális kell legyen, vagyis egyezzen meg a transzformáció-limitált impulzushosszal (ez egzaktul természetesen csak az optikai tengely mentén fog teljesülni a leképezési hibák miatt). Ez azzal ekvivalens feltétel, hogy a rács kristálybeli képét érintse az impulzusfront (paraxiális közelítésben essenek egybe).

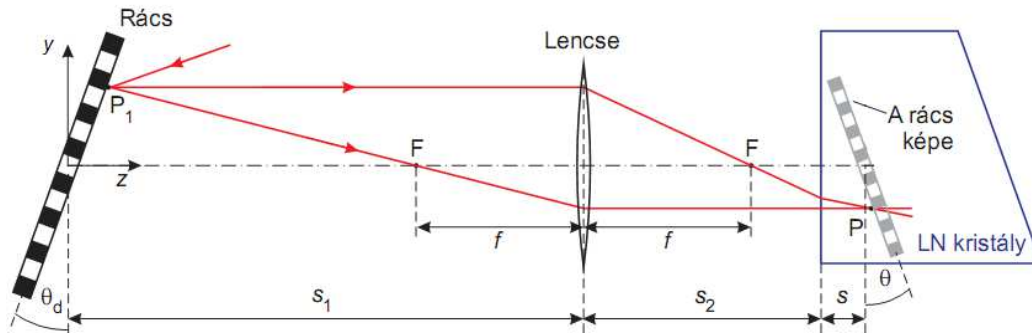
A dolgozat során bemutatásra kerülő lehetséges elrendezések közül az egyik az egy optikai elemet tartalmazó (például egy lencsés, egy szférikus-, illetve paraboloidtükrös) elrendezés, amit a 3. ábra illusztrál (egy lencsés rendszer), illetve a másik a két lencséből, tükrökből álló teleszkópos elrendezések melyekből a két lencsés esetet a későbbi, 6. ábra illusztrálja.

Az említett két fontos elméleti kritérium paraxiális teljesülése definiálttá teszi a rendszerek geometriáját (az egyes elemek távolságát, orientációját). A pumpálás hullámhosszának (λ_0), a keltő közegnek, az impulzusfront dőlés mértékének (γ), a kristálybeli mélységnek (s) – melyet magunk rögzítünk –, továbbá a leképező elem fókusz távolságának (f) függvényében megadható a rács-leképező elem távolsága (s_1), a leképező elem–kristály távolsága (s_2), a rácsra való beesés szöge (θ_i) illetve a diffrakció szöge (θ_d) (lásd 3. ábra), egy leképezésre jellemző paraméter (a) függvényében [10], ahol

$$a = \frac{n_{LN}^2(\lambda_0) \cdot n_{csop}(\lambda_0) \cdot d}{2 \cdot \lambda_0} \cdot \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{n_{csop}^2(\lambda_0) \cdot d^2 \cdot \tan^4 \gamma} + \frac{4}{n_{LN}^2(\lambda_0)}} - \frac{n_{LN}^2(\lambda_0)}{2 \cdot \tan^2 \gamma} \quad (2)$$

Természetesen ez csak paraxiálisan optimális, ugyanis a paraxiális korlátokat átlépése a korábban említett hatásokhoz vezet, melyek vizsgálata a dolgozat fő célja.

A lencsés esetekben plán-konvex lencsét alkalmaztam. Az egy lencsés elrendezés sematikus ábrázolása a 3. ábrán látható.



3. ábra: Az általános egy lencsés rendszer sematikus ábrája

Az optimális geometria megadása [10] az 1. táblázatban látható.

A rács és a leképező elem távolsága $s_1 = f \cdot (\sqrt{a} + 1)$

A leképező elem és a kristály távolsága $s_2 = \frac{f \cdot s_1}{s_1 - f} - \frac{s}{n_{LN}(\lambda_0)}$

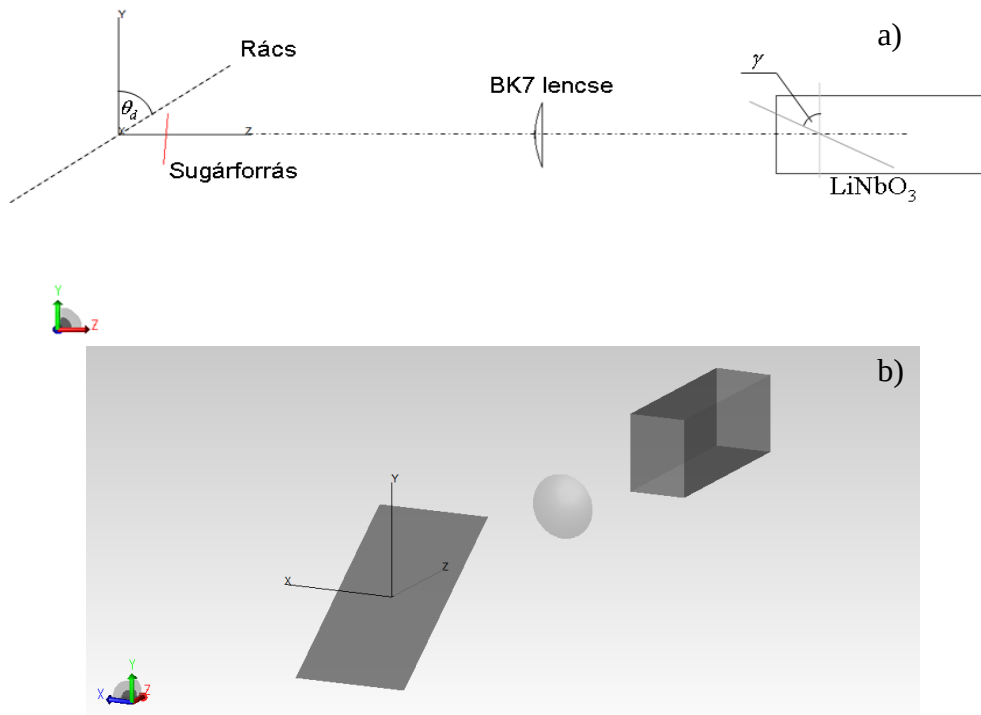
A rács dőlésszöge $\sin \theta_d = \frac{\lambda_0}{n_{LN}(\lambda_0) \cdot n_{csop} \cdot d} \cdot a$

A rácsra való beesési szög $\sin \theta_i = \frac{\lambda_0}{d} - \sin \theta_d$

1. táblázat. Az egy optikai elemet tartalmazó THz keltési elrendezés optimális geometriájának jellemzői.

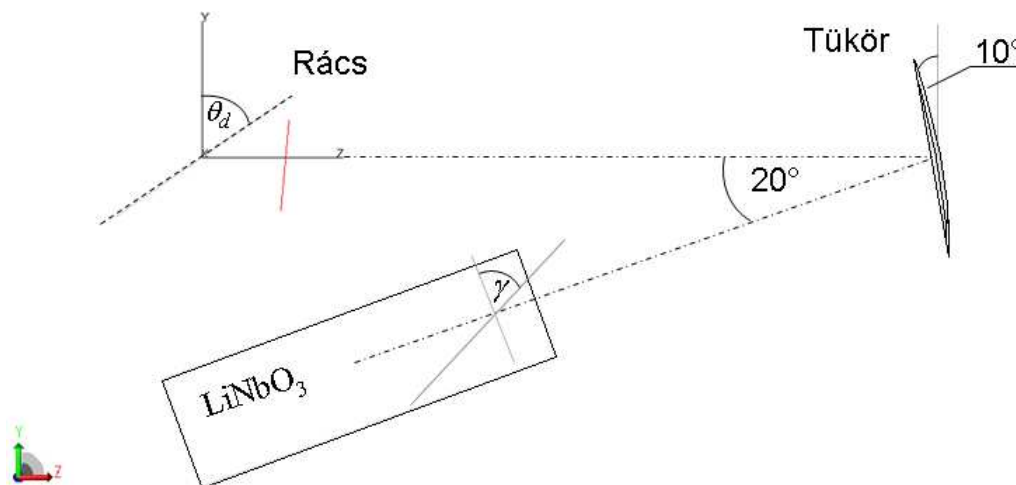
Megjegyzendő, hogy lencse esetén a távolságok a lencse fókuszpontjaitól mérendők.

Ezek alapján a TracePro-ban megtervezhető a rendszer:



4. ábra: Az egy lencsés rendszer TracePro-ban megszerkesztve (a) és térben megjelenítve (b)

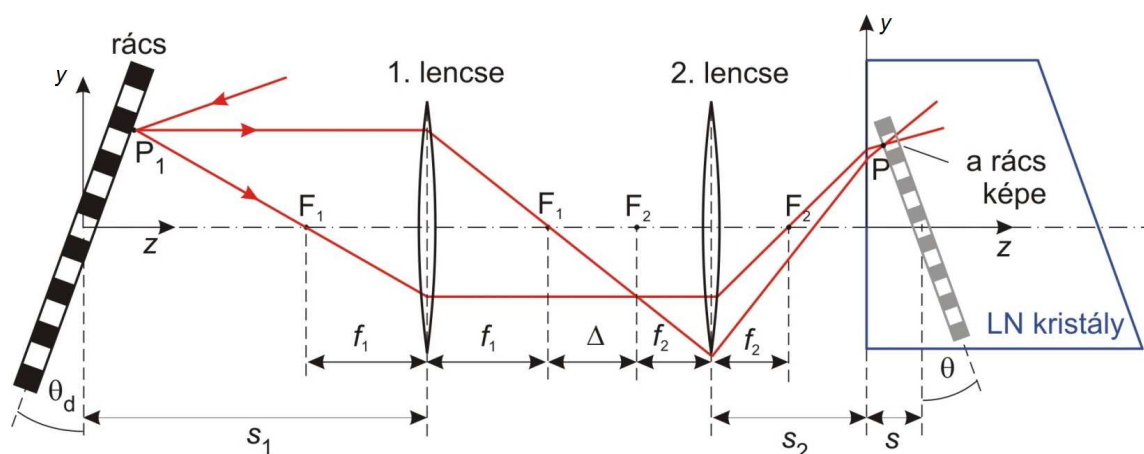
A lencsét egy vele azonos fókusz távolságú szférikus tükörrel helyettesítve, azt praktikussági szempontok miatt kis szögben ki kell fordítanunk, hogy a pumpáló nyaláb ne keresztesse leképezés előtt a kristályt.



5. ábra: Az egy tükört tartalmazó elrendezés TracePro-ban

Egy módosított elrendezés pedig a szférikus tükör paraboloid tükörre való cseréje.

Manapság a világon több kutatócsoport két elemből álló (teleszkópos) rendszereket alkalmaz [11,12]. A leképezés elvi ábráját mutatja a 6. ábra. A korábban kijelentett feltételeknek (7. oldal) kell itt is teljesülnie az optimalizációhoz, aminek a legegyszerűbb technikai megvalósítása egy $4f$ elrendezéssel történik, amikor a $\Delta = 0$:



6. ábra: Általános teleszkópos rendszer sematikus ábrája

Az [10] hivatkozás függelékében található gondolatmenetet a teleszkópos rendszerre alkalmazva megmutattuk, hogy az elrendezés akkor optimális, ha a 2. táblázatbeli feltételek teljesülnek.

Első optikai elem fókusz távolsága $f_1 = \sqrt{a} \cdot f_2$

Második optikai elem fókusz távolsága f_2
(az általunk választott)

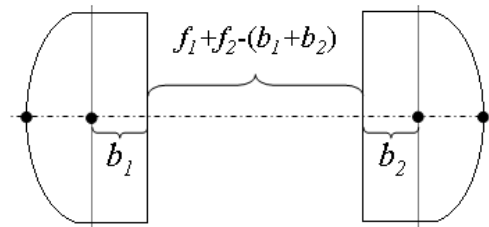
A rács és az első elem távolsága $s_1 = f_1$

Második optikai elem és a kristály közti távolság $s_2 = f_2 - \frac{s}{n_{LN}(\lambda_0)}$

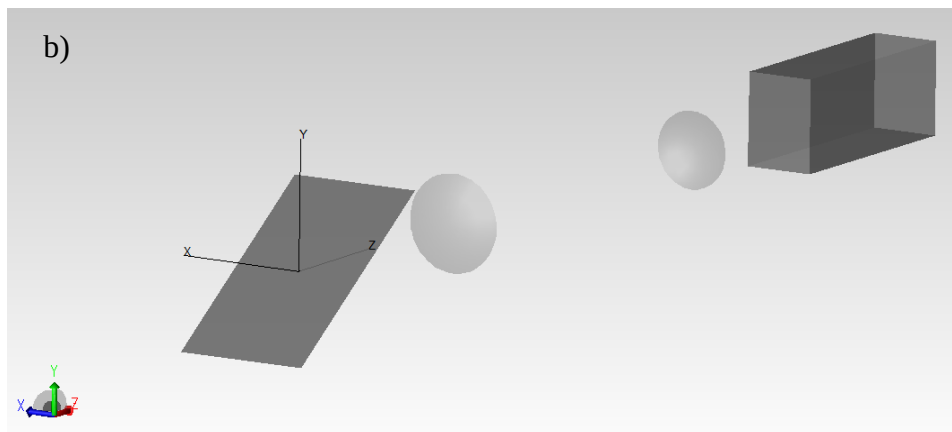
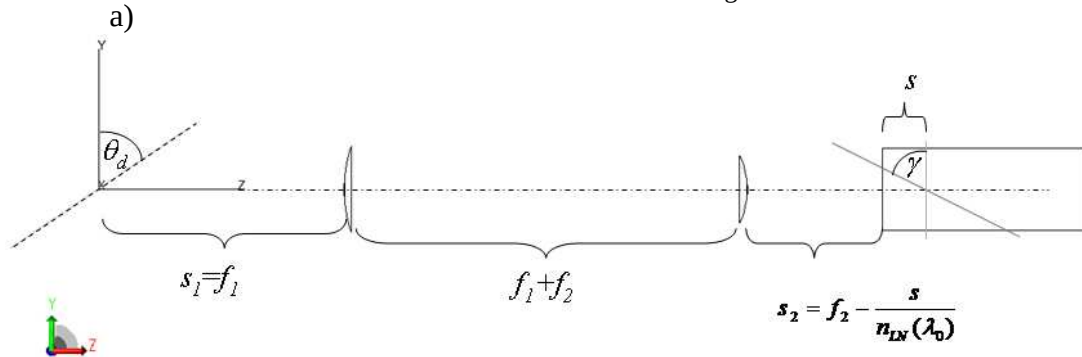
2. táblázat. Az teleszkópot tartalmazó THz keltési elrendezés optimális geometriájának jellemzői.

Ahol az a ugyanaz a leképezésre jellemző paraméter, mint eddig (2. egyenlet).

Amennyiben a leképezést lencsével tesszük meg (ahogy az egy lencsés elrendezéseknél), ez esetben is a távolságokat a fókuszoktól kell mérni.



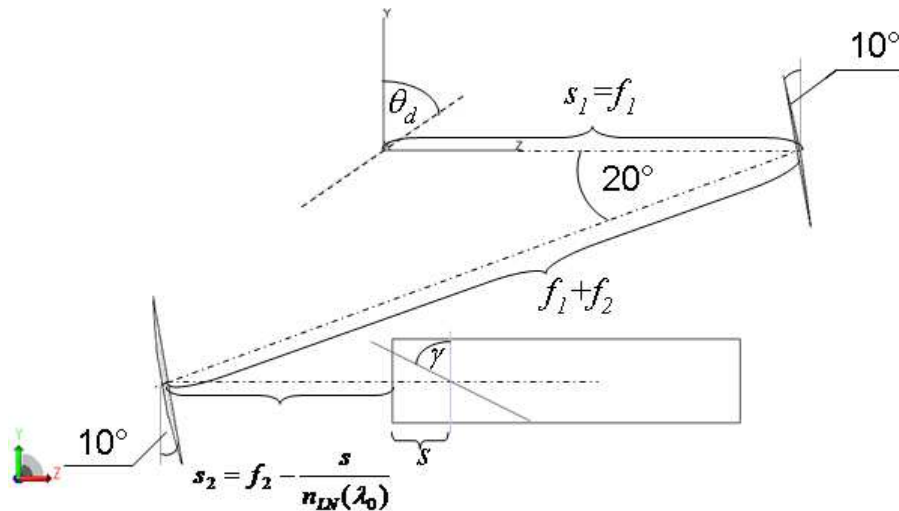
7. ábra: A két lencse közti távolság



8. ábra: Teleszkópos rendszer TracePro-ban megszerkesztve (a) és térben megjelenítve (b)

A két lencsés elrendezés analízisét elvégeztem katalógusból kiválasztott lencsékkel is, mely esetben az első lencse fókusztávolsága nagyon közeli volt az elméleti értékhez.

Ezen kívül elvégeztem a teleszkópos rendszer esetében is a lencsék, tükrökkel való leváltását, mely esetekben itt is egy kis szögű kiforgatásra volt szükség a fent említett praktikussági okokból.

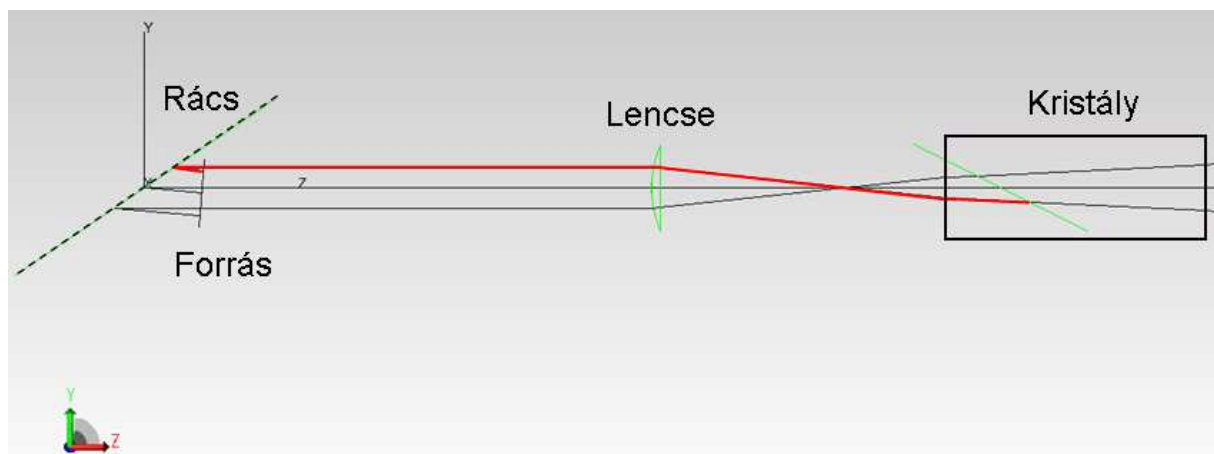


9. ábra: A két tükör-teleszkópos rendszer megszerkesztve TracePro-ban

Továbbá itt is megtettem a szférikus tükrök, paraboloid tükrökkel való helyettesítését.

6. A szimulációk elvégzése

A sugárkövető szoftverben az előzőek alapján megtervezett rendszeren az analízis (sugárkövetés) a 10. ábrán látható „Forrás”-tól kezdődik (rácsra beeső nyaláb terjedésére merőleges felület) és a lítium-niobát kristályban addig a bizonyos s kristálybeli mélységben kijelölt, kívánt dőlésű (γ) felületig tart.



10. ábra: Sugárkövetés a TracePro-ban

A sugárkövetésből kinyert optikai úthossz adatokból a spektrum félérték-szélességéhez tartozó hullámhosszakhoz tartozó csoportkéséseket, majd ezekből csoportkésés időkülönbségeket ($\Delta\tau$) számoltam. A megváltozott impulzushosszt pedig – Gauss-impulzusokat feltételezve – az alábbi formula szerint határoztam meg:

$$\tau = \sqrt{\Delta\tau^2 + \tau_0^2} \quad (3),$$

ahol τ_0 a transzformáció-limitált impulzushossz.

Valamennyi szimulációnál $\lambda_0 = 800$ nm-es központi hullámhosszú pumpáló nyalábot feltételeztem $\tau_0 = 100$ fs-os transzformáció-limitált impulzushosszal, melyhez tartozó λ -beli spektrális szélesség $\pm 4,5$ nm, valamint $d = 2000$ karcolat/mm karcolatsűrűségű rácsot, $\gamma = 63,5^\circ$ -os impulzusfront dőlésszöget és egy elemes rendszereknél $f = 75$ mm-es fókusztávolságot. Teleszkópos elrendezéseknél ugyanezt a 75 mm-es fókusztávolságot (f_2) és az ehhez az elmélet által optimálisan rendelhető másik fókusztávolságot feltételeztem. Katalógusból kikeresett esetben pedig ehhez az értékhez közeli, kereskedelmi forgalomban kapható lencsét alkalmaztam.

Ezen beállítások mellett a szoftver segítségével elvégeztem a térbeli sugárkövetéses analízist, mely így az eddigi vizsgálatokkal ellentétben [5,9] (ahol csak a diszperzió síkjában történt vizsgálódás) a teljes nyalábról ad információt. Így az eddigiekhez képest még valószerűbb jóslást kaphatunk a THz keltésre vonatkozóan.

7. Eredmények

A sugárkövetés elvégzése után a kristályon belül, a megdöntött felületet kiválasztva lekérhetőek a különböző paraméterek az egyes sugarakról egy-egy táblázatba összefoglalva. Első lépésben ezek exportálását, majd a MathCadbe való importálását kellett megoldanom, hogy a további műveleteket el tudjam végezni. Számomra releváns adatok az egyes sugarakhoz tartozó optikai úthosszak, valamint a felületen való 'x' és 'y' koordináták voltak. Ezek alapján már meghatározhatóak például az egyes felületekig a csoportkésések a következőképpen:

$$\tau = \frac{OPL \cdot n_{közeg}^{csop.}(\lambda)}{c \cdot n_{közeg}^{fázis}(\lambda)} \quad (4),$$

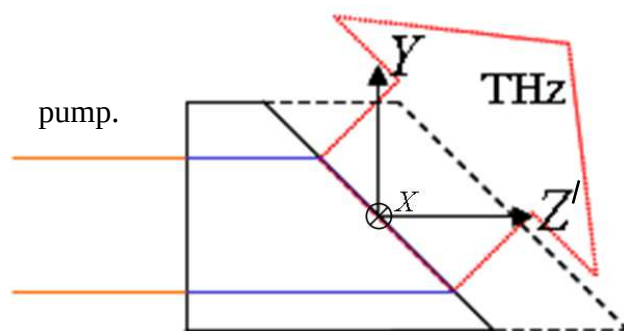
ahol az OPL az egyes sugarakhoz tartozó optikai úthossz az egyes elemekben.

Az egyes sugarakhoz tartozó teljes csoportkésés pedig az egyes elemekbeni csoportkésések összege.

Ezek és a koordináták alapján már megadhatóak a fent említett csoportkések a spektrális tartomány két szélső hullámhosszára, illetve megadható ezek különbsége. Ezen időkülönbség alapján pedig figyelembe véve transzformáció-limitált impulzushosszt megadható az impulzus hossza (lásd 3. egyenlet).

Annak érdekében, hogy teljesebb képet kapjunk az effektusról, az eredmények feldolgozását elvégeztem mind a szögdiszperzió síkjában, mind pedig az erre merőleges síkban. A szögdiszperzió síkja a 11. ábrán látható $Y-Z$ sík, míg az erre merőleges pedig a rajz síkjára merőleges $X-Y$ sík.

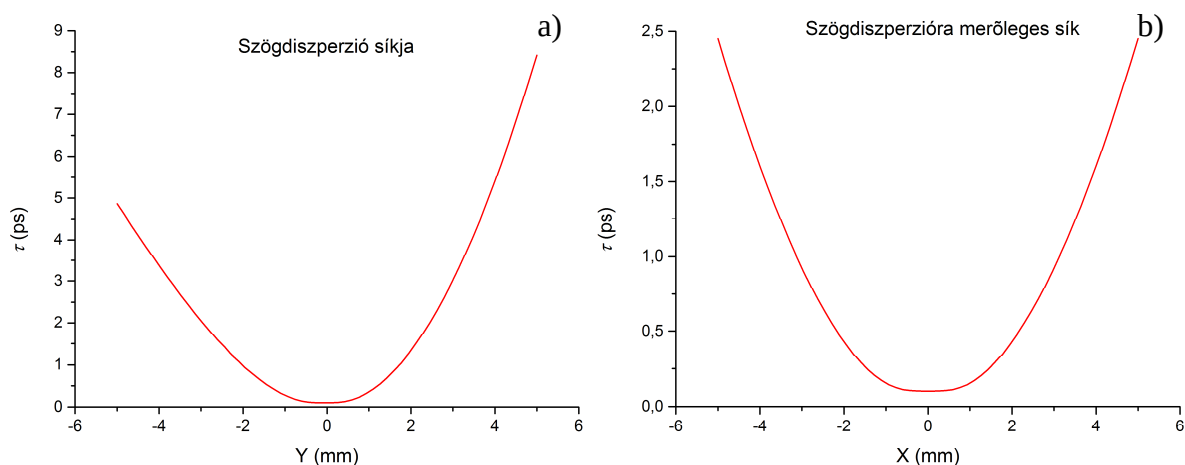
Fontos megjegyezni, hogy az egyes elrendezések esetén (a kiforgatott tükrös esetekben is) az X és az Y koordináták lokálisan értelmezettek oly módon, hogy a kristály és az X , Y tengelyek egymáshoz viszonyított helyzete a 11. ábra szerinti, a Z koordináta viszont az optikai rács középpontjában zérus.



11. ábra: A szögdiszperzió síkja

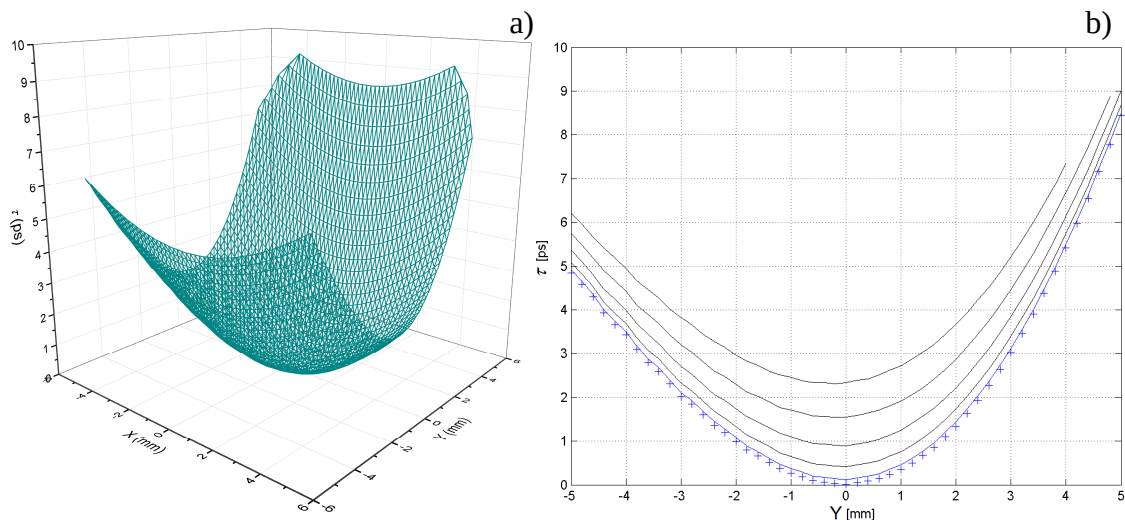
Az alábbiakban a korábban említett konkrét elrendezések eredményeit fogom bemutatni.

Egy lencsés rendszer



12. ábra: Impulzushossz az egy lencsés rendszer esetén a diszperzió síkjában (a) és az erre merőleges síkban (b)

Mint azt a 12. ábrán is láthatjuk, a diszperzió síkjában igen jelentős (~ 10 ps) a kiszélesedés. Azonban az erre merőleges síkban ez az effektus már lényegesen kisebb. Itt előrevetítem, hogy ez a többi elrendezés esetén is ekképpen fog alakulni.

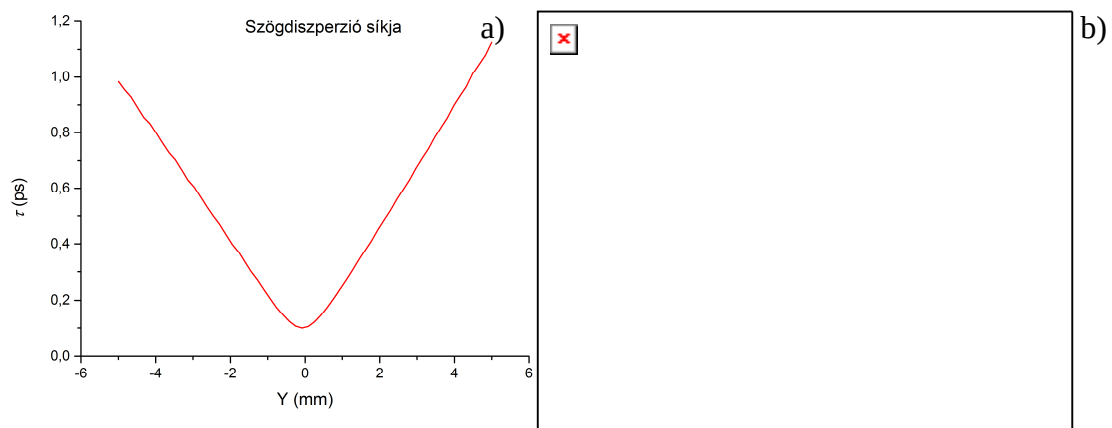


13 ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

Ahogy az a 13.b ábrán is látható, az X tengely mentén haladva az $X = 0$ mm-nél vett metszettől (kék kereszttekkel jelölve az ábrán) monoton eltolódás tapasztalható.

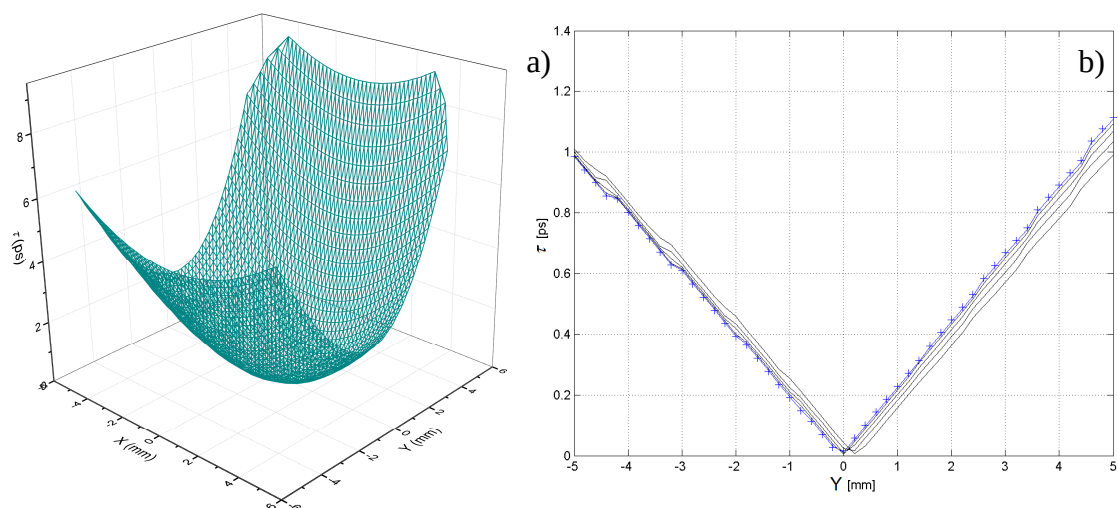
Egy szférikus tükrös rendszer

Lencsével azonos fókusztávolságú szférikus tükörrel való helyettesítés során, lényeges javulást (azaz kisebb impulzushossz kiszélesedést) tapasztaltunk (14a-b ábra).



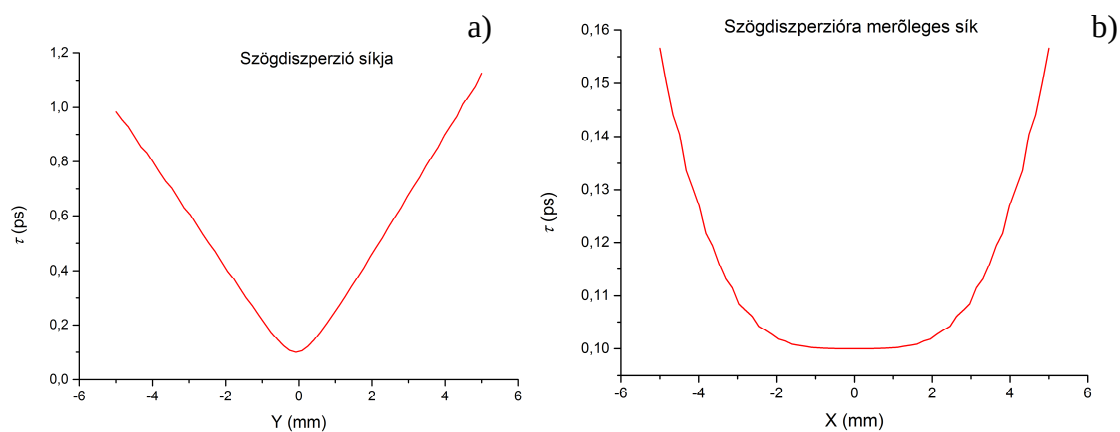
14 ábra: Impulzushossz az egy tükrös rendszernél a diszperzió (a) és az erre merőleges síkban (b)

Láthatólag az effektus mind a szögdiszperzió síkjában, mind az arra merőleges síkban egy nagyságrendet csökkent az egylencsés esethez képest. A 15. ábrán az impulzushossz térbeli változását illusztrálja. A 15. b ábrán a kék színű kereszttekkel jelölt görbe tartozik az $X = 0$ mm-nél felvett metszethez, és a többi monoton módon tolódik el a növekvő X -ekkel.



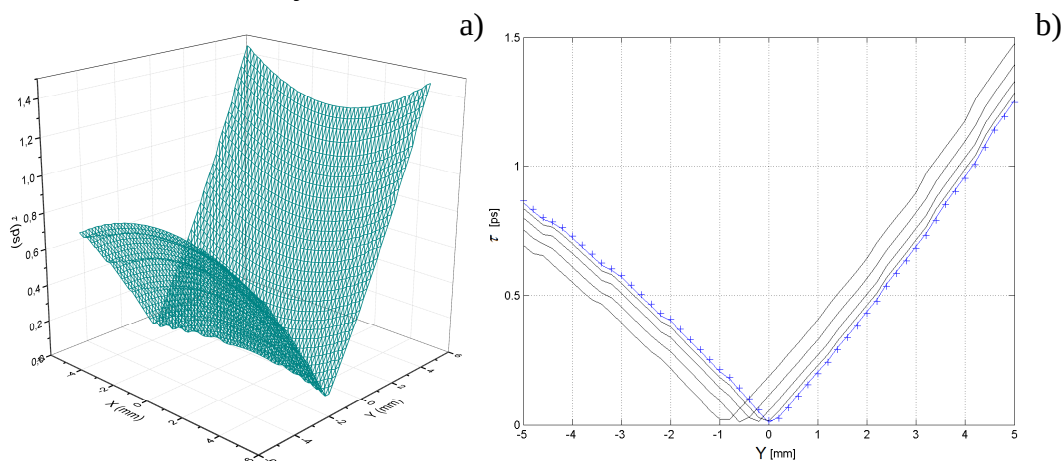
15. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

Egy paraboloid tükrös rendszer



16a-b ábra: Impulzushossz a paraboloid tükörrel való helyettesítés után

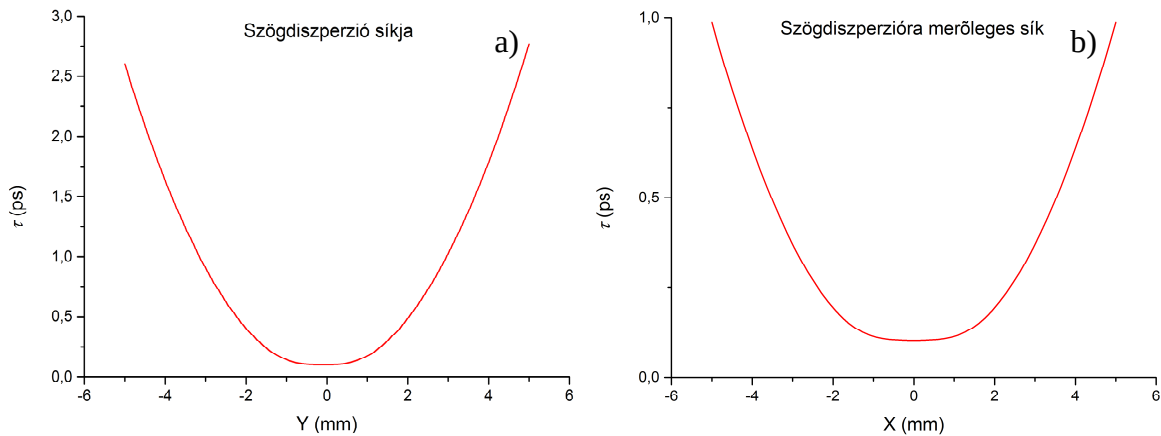
A szférikus tükör paraboloid tükörrel való helyettesítésével már csak csekély mértékű javulást tapasztalunk. A 17. ábrán láthatjuk térben az impulzushosszt (a), illetve annak metszeteit (b), ahol a kék színű keresztekkel jelölt metszet az $X = 0$ mm-nél lett itt is felvéve.



17. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

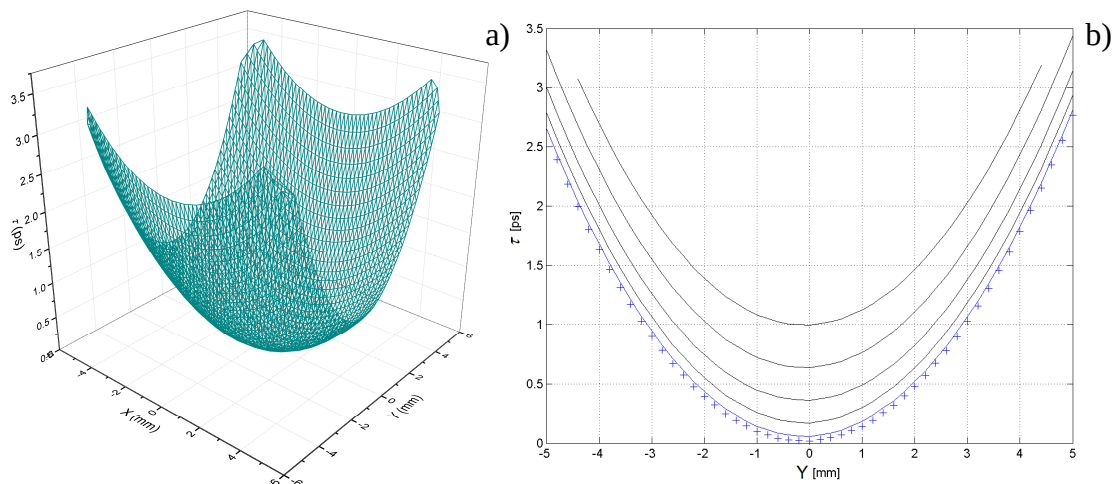
Két lencsés rendszer

Ennél az elrendezésnél a második lencsét 75 mm-es fókusztávolságúnak választottam, amihez az elmélet alapján számolva (lásd 9. oldal teteje) egy 119,67 mm-es fókusztávolságú lencsét választottam az elsőnek. Két lencséből álló teleszkópos elrendezés eredményeit láthatjuk a 18a-b ábrákon:



18a-b ábra: Impulzushossz a két lencsés teleszkóp esetben

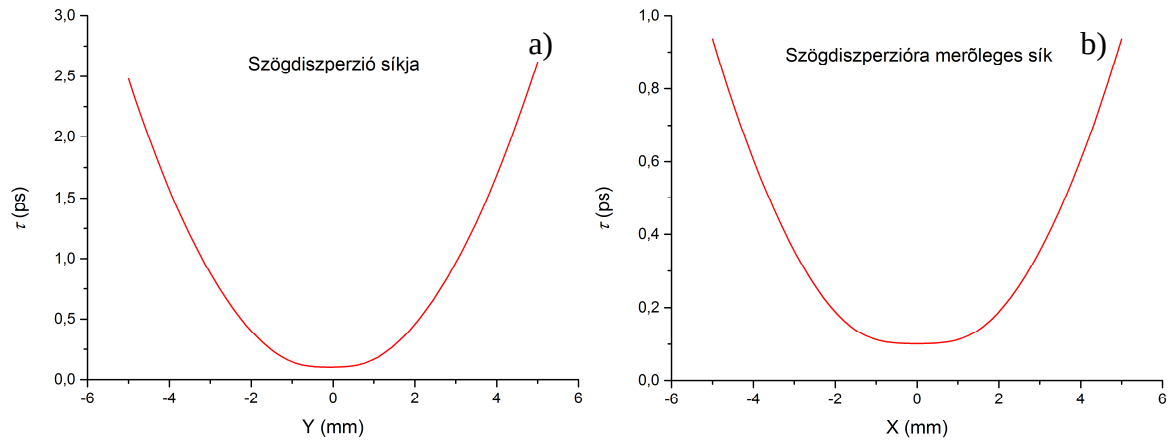
Láthatóan az impulzushossz kiszélesedés sokat javult az egy lencsés esethez képest, azonban az egy tükrös elrendezések még így is jobbak. A 19. ábrán látható térben megjelenítve az impulzushossz, illetve a metszeti ábra, kék színű keresztekkel jelölve az $X = 0$ mm-nél lévőt.



19. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

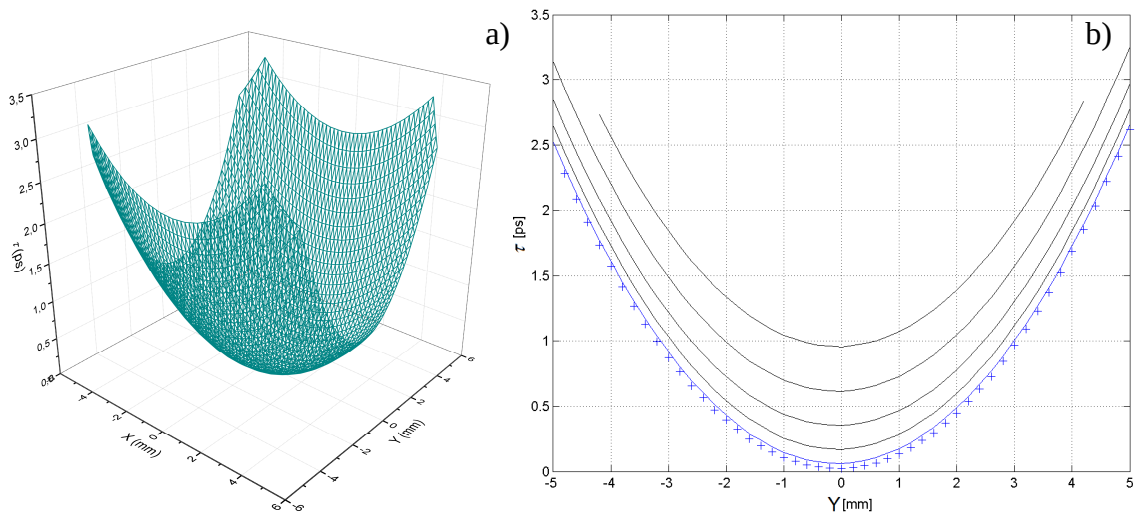
Két – katalógusból választott – lencsés rendszer

Az előbbi két lencsés esetben az optimalizációs elmélet alapján az első lencsének 119,67 mm-es fókusztávolságúnak kellett lennie. Kerestem kereskedelmi forgalomban is kapható lencsákat. Ehhez nagyon közeli – 120 mm – fókusztávolságú lencsét találtam, és ezzel végeztem el a szimulációt.



20a-b ábra: Impulzushossz a katalógus-lencsés esetben

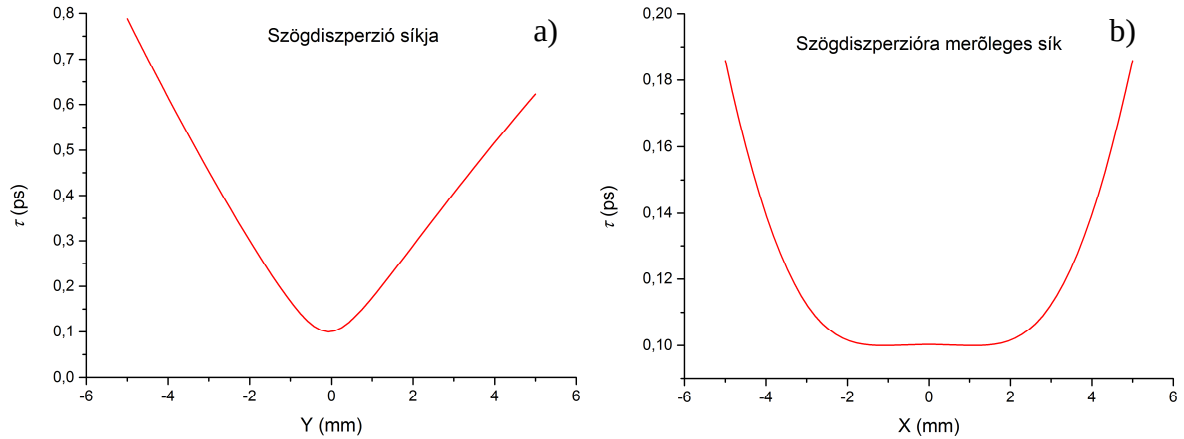
Az eddigi feldolgozásmód szerint az impulzushossz a 20. ábrán látható. Összehasonlítva az egzakt elméletre épített két lencsés rendszerrel látható, hogy szinte azonosak az impulzushosszak. Ez természetesen azért van, mert a választott lencse fókusztávolsága nagyon közel van az elméletileg meghatározott értékhez. Az effektusnak a fókusztávolságok elméleti értéktől való eltérésére való érzékenységeinek részletesebb vizsgálata a jövőbeli tervek közt szerepel. A 21. ábrákon látható az impulzushossz térben megjelenítve (a) és az egyes metszetek (b) a kék színű keresztekkel jelölt $X = 0$ mm-nél felvett metszettől monoton távolodva.



21. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

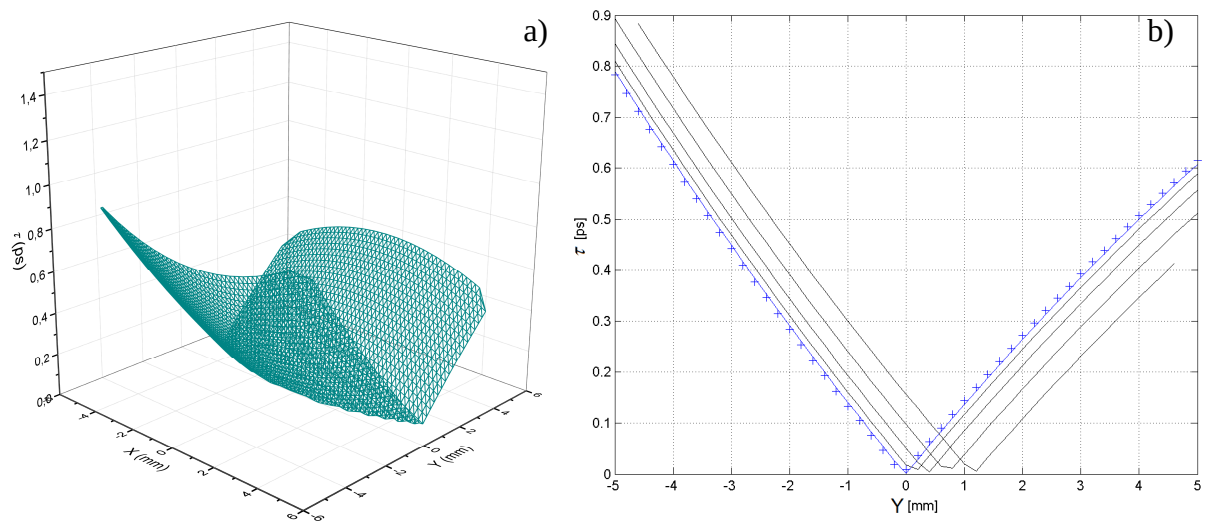
Két szférikus tükrös rendszer

A két lencsét velük azonos fókusztávolságú szférikus tükrökkel helyettesítettem. Ennek az elrendezésnek az eredményeit láthatjuk a 22a-b ábrákon



22a-b ábra: Impulzushossz két tükrös esetben

Az impulzushossz kiszélesedés minden eddigi elrendezésnél kisebb volt ebben az esetben. A 23. ábrán látható az impulzushossz térben megjelenítve, ahol is a metszeti ábrán az $X = 0$ mm-hez tartozó metszet kék színű keresztekkel jelölt.

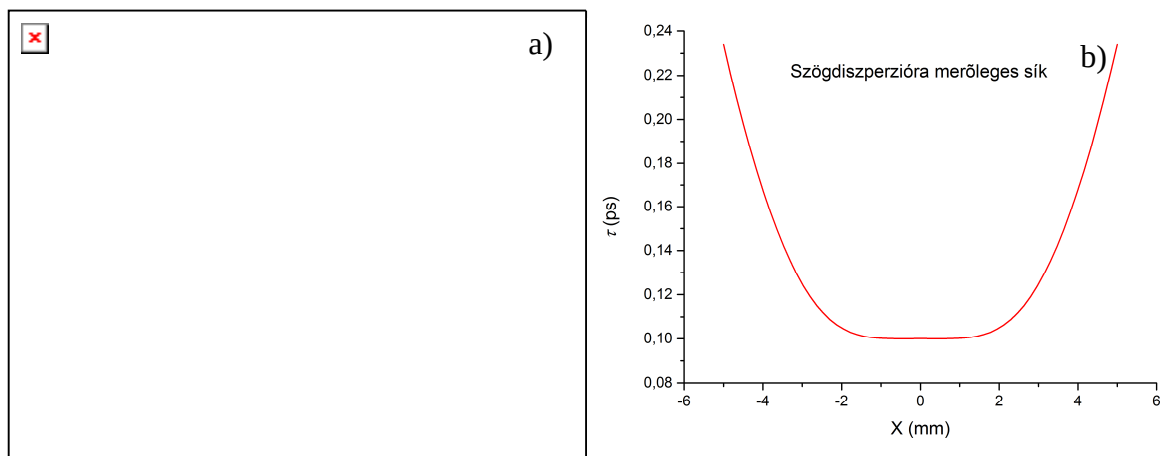


23. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

Két paraboloid tükrös rendszer

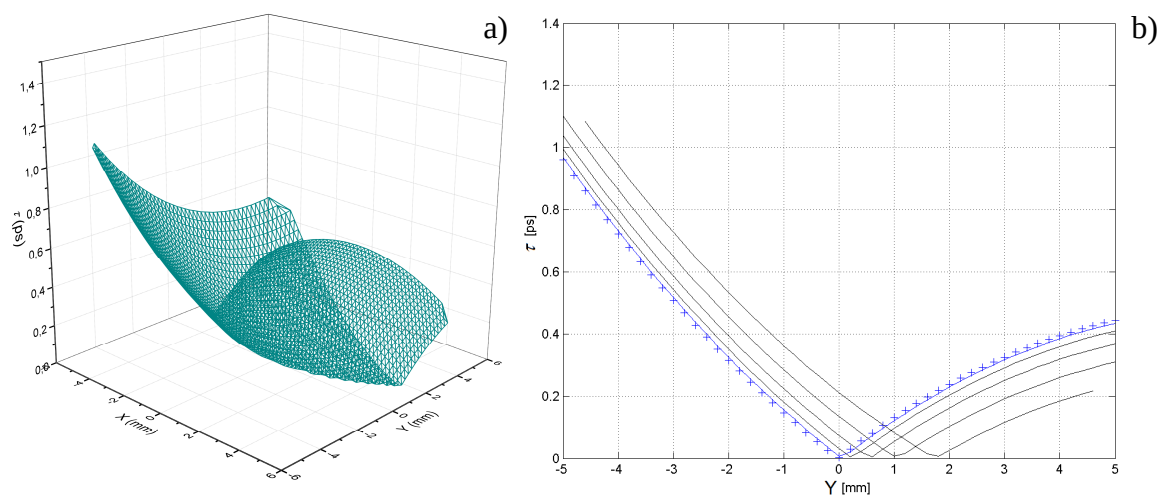
Az egy elemes esethez hasonlóan itt is megcseréltem a szférikus tükrök paraboloid tükrökre való cseréjét. A változás igen csekély, azonban korábbi tapasztalattól eltérően, az impulzus kiszélesedése igen kicsit nagyobb mértékű volt, mint a szférikus tükrös teleszkópnál. Az eredményeket a 24a-b ábrákon láthatjuk, ahol is a szögdiszperzió síkjában $\sim 0,2$ ps-os romlást,

az erre merőleges síkban pedig $\sim 0,04$ ps-os romlást láthatunk az előző elrendezéshez képest a nyalábszéleken.



24a-b ábra: Impulzushossz két paraboloidtükros esetben

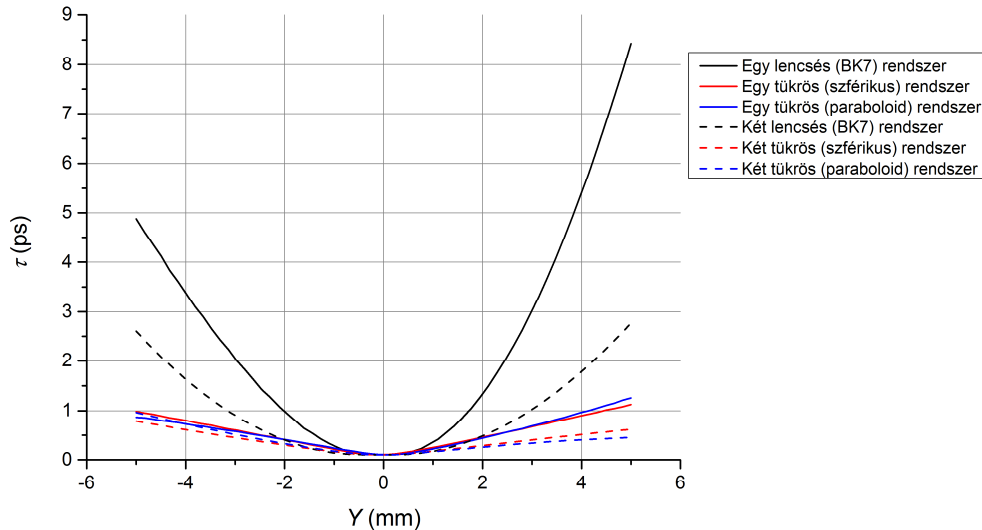
A 25. ábrán látható térben is megjelenítve az impulzushossz, valamint az egyes metszetek az $X = 0$ mm-nél vett metszettől (kék keresztekkel jelölve) monoton távolodva.



25. ábra: Impulzushossz térben (a), illetve ennek metszetei (b) az $X = 0, 1, 2, 3$ mm értékeknél

8. Összehasonlítás az impulzushossz kiszélesedés alapján

Az eddigi eredmények alapján közös szemléltető ábrán kívánom megtenni az említett effektus alapján való összehasonlítást. Itt a katalógusból választott két lencses esetet nem tüntettem fel ugyanis közel azonos a két fiktív lencses esettel.



26 ábra: Impulzushosszak összehasonlítása a szögdiszperzió síkjában

Ahogy azt a 26. ábra mutatja a két tükrös elrendezések teljesítettek ebből a szempontból a legjobban, viszont a két lencses teleszkóp is sokkal kisebb kiszélesedést okozott, mint a legrosszabbnak mondható egylencses. Érdeemes megemlíteni, hogy az egy-, illetve két tükrös esetek közötti különbség nem túl nagy.

9. Elrendezések hatásfoka

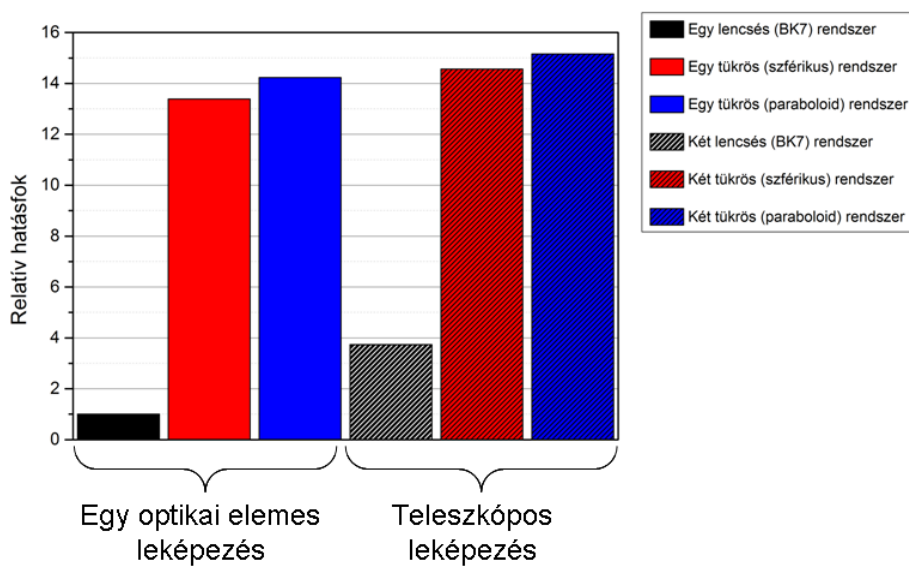
Ahhoz, hogy az egyes rendszerek THz keltési hatásfokára becslést tehessek egy leegyszerűsítést használtam a [8] szakirodalomban található modellnek. Vagyis a THz keltést csupán a kristály egy vékony szeletében vizsgáltam, így a terjedést nem vettem figyelembe (így a terjedés nem-kollinearitása nem kapott szerepet), ennél fogva a diszperziót, illetve a kristály abszorpcióját mind a pumpálásra, mind a THz-es tartományon elhanyagoltam. Ennél fogva a hatásfokra nem egzakt értéket, hanem csak jó becslést volt lehetőségem tenni. Ehhez szükség volt a csoportkésés-különbségekre, amik alapján az alábbi képlettel megadható a (lokális) spektrális térerősség:

$$E(\Omega) = k \cdot \Omega \cdot \tau(\bar{r}) \cdot e^{-\frac{\tau^2(\bar{r}) \cdot \Omega^2}{16}} \quad (5),$$

ahol Ω a THz frekvencia. A keltett THz-es impulzus energiája pedig arányos ennek a spektrális térerősség abszolút értékének négyzetének az integráljával:

$$W_{THz} \sim \int_0^\infty |E(\Omega)|^2 d\Omega \quad (6)$$

Ezek alapján, figyelembe véve a pumpáló nyaláb impulzushossz torzulásait a döntött impulzusfrontú sík mentén (két dimenzióban) a rács képének a helyén egyes elrendezések relatív hatásfokát az egy lencsés rendszerhez viszonyítva a 27. ábrán láthatjuk:



27 ábra: Az elrendezések relatív hatásfoka

A 27. ábrán látható az egyes elrendezések hatásfoka összevetve egymással, az egy lencsés rendszerhez viszonyítva azok hatásfokát. Mint ahogyan azt az ábra is mutatja, a tükrös helyettesítés hatásfok szempontjából mind az egy optikai elemes, mind pedig a teleszkópos rendszereknél jobb hatásfokot eredményez (13-15-ös faktoral), azonban az egy lencse helyett két lencsés teleszkóp is jobb, mintegy négyfaktoros javulást hoz hatásfokban.

10. Impulzusfront vizsgálat és a nyaláb divergenciájára való következtetés

További fontos kritérium az elrendezések rangsorának felállításához a keltett THz-es nyaláb minősége. Ehhez szükséges ismeret a keltés síkjában lévő impulzusfront görbülete, ugyanis ebből következtethetünk a THz-es nyaláb divergenciájára, mivel a pumpáló nyaláb impulzusfrontját a keltett THz-es nyaláb fázisfrontjával azonosítjuk.

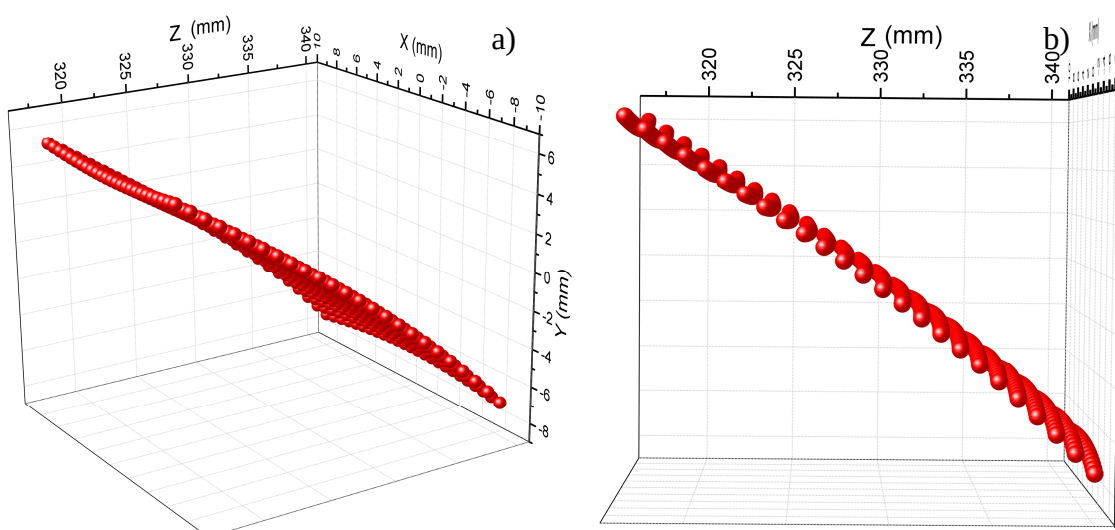
A divergencia szöge (Gauss-nyalábot feltételezve) az alábbi formulával írható le:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (7),$$

ahol λ a nyaláb hullámhossza, w_0 pedig a nyalábnyak mérete.

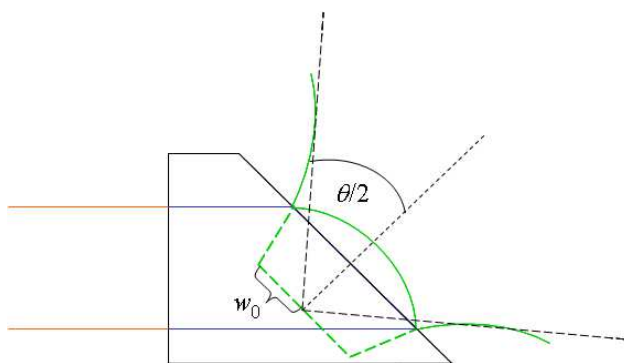
A következőkben az egyes elrendezések impulzusfrontjait fogom bemutatni ábrákon. A katalógus-lencsés esetet nem mutatom be itt, ugyanis az impulzusfront alakjának szempontjából is azonos volt a fiktív két lencsés esettel.

Egy lencsés rendszer



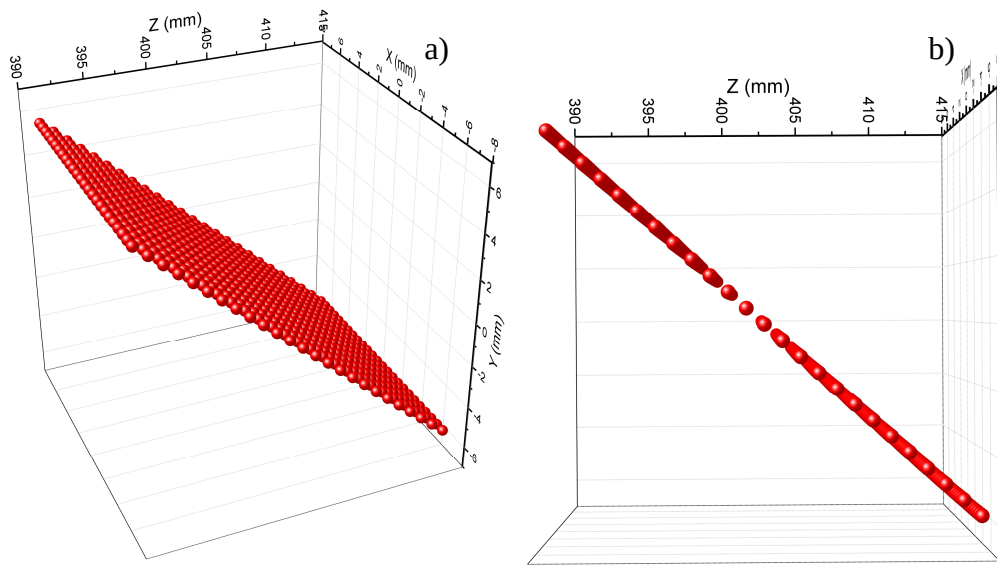
28a-b ábra: Az impulzusfront alakja az egy lencsés elrendezés esetében

Mint az a 28a-b ábrán látható, az impulzusfront mind a diszperzió síkjában, mind pedig az arra merőleges síkban is görbült. Ebből következtethetünk arra, hogy a nyaláb legkisebb átmérője, vagyis a nyalábnyak nem a vizsgált felületen van, így a nyalábok divergenciájára vonatkozó (7) összefüggés ismeretében arra következtethetünk, hogy ez esetben a nyaláb divergenciája nagyobb, mint ugyanilyen szélességű kisebb görbületű nyaláb esetén, hisz a nyalábnyak kisebb (29. ábra).



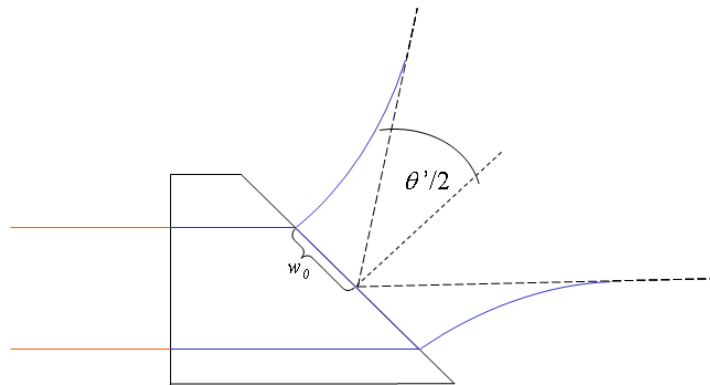
29 ábra: Görbült impulzusfront esetén a nyaláb divergenciája (sematikus ábra)

Két lencsés rendszer



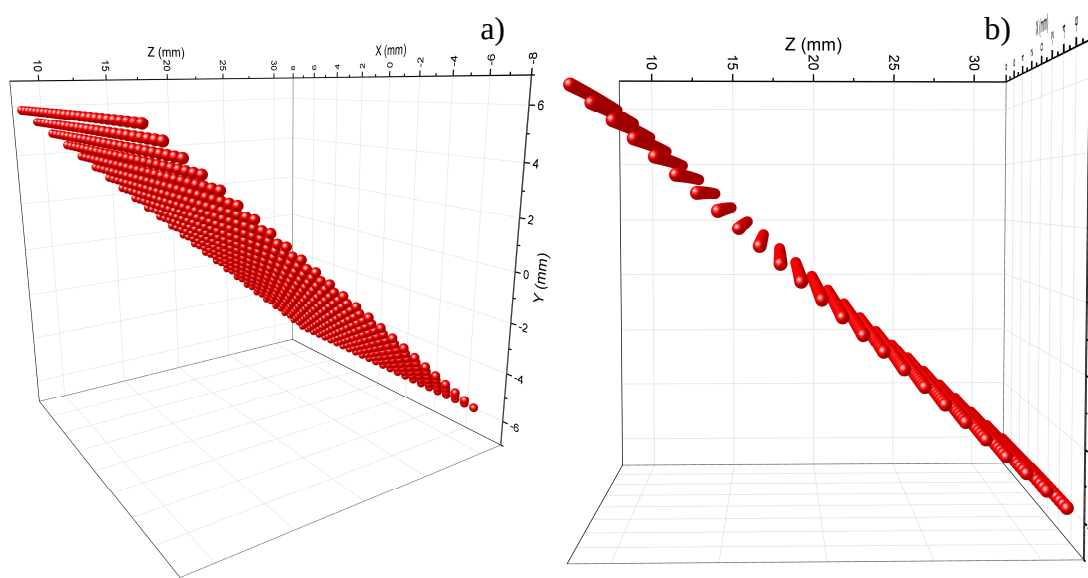
30a-b ábra: Az impulzusfront alakja a két lencsés teleszkópos elrendezés esetében

Ahogy az a 30a-b ábrákon is látható az impulzusfront felülete nem csak szabad szemmel, hanem az analízis szerint is praktikusán tökéletesen sík lett a két lencséből álló teleszkópos rendszernél. Ebből következtethetünk arra, hogy a nyalábnyak pontosan a felületen van. Tehát a divergencia szöge valamennyi azonos keresztmetszetű pumpáló nyalábbal keltett THz-es sugárzás közül ez esetben lesz a minimális, ahogy azt a 31. ábra is szemlélteti:



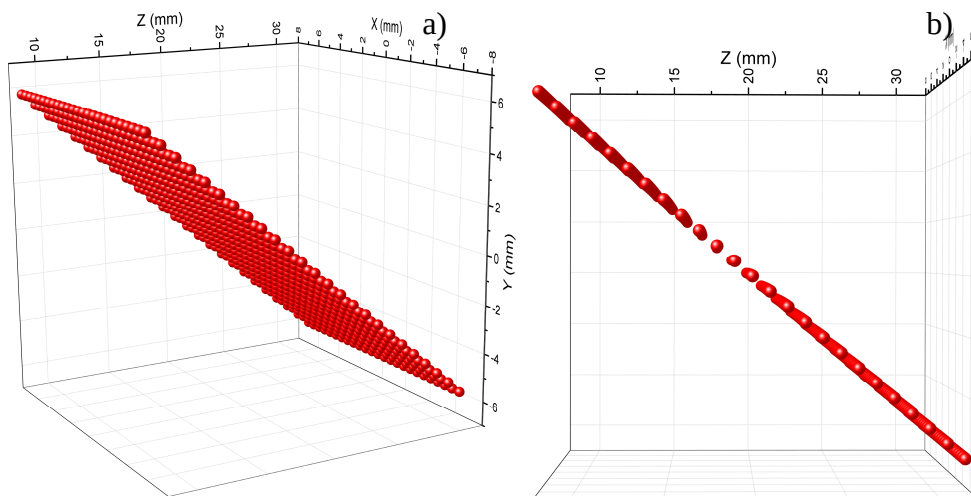
31 ábra: Sík impulzusfront esetén a nyaláb divergenciája (sematikus ábra)

Két szférikus tükrös rendszer



32a-b ábra: Az impulzusfront alakja a két szférikus tükrös teleszkópos elrendezés esetében
A 32. ábrákon láthatjuk az impulzusfront felületét. Láthatóan ez itt is teljesen sík.

Két paraboloid tükrös rendszer



33a-b ábra: Az impulzusfront alakja a két paraboloid tükrös teleszkópos elrendezés esetében
A 33. ábrákon látható, hogy az impulzusfront alakja nem változott, épp olyan sík felületet eredményezett, mint a két szférikus tükrökből álló teleszkóp.

Elmondható, hogy az egy optikai elemes rendszerek esetén az impulzusfront görbülete a THz keltés helyén nem elhanyagolható, ami nagyobb divergenciát is eredményez. Ezzel ellentétben, a teleszkópos esetekben valamennyi rendszer sík impulzusfrontot eredményez a keltés helyén, így a keltett THz-es nyaláb divergenciája is várhatóan kisebb lesz, ami az alkalmazások szempontjából (fókuszálhatóság, képalkotás) előnyösebb.

11. Állásfoglalás

Szimulációkkal és kiegészítő számításokkal megmutattam, hogy mind az impulzushossz kiszélesedést tekintve (hatásfok), mind az impulzusfront és a keltett THz-es nyaláb minőségét (divergenciáját) tekintve a teleszkópos rendszerek jobbak. Például a két lencsés teleszkópos elrendezés mintegy négyszer jobb hatásfokban az egy lencsés változatnál, a két tükörből álló teleszkópos elrendezések az egy lencséhez képest tizennégy-, tizenötszörös javulást mutatnak. Az impulzusfrontot tekintve elmondható a teleszkópos elrendezésekről, hogy az impulzusfront (szemben pl. az egylencsével) egy tökéletesen sík felület, tehát a keltett THz-es nyaláb divergenciájának tekintetében is, és ebből következtetve a nyaláb minőségére nézve ezen elrendezések a legígéretesebbek.

12. További lehetőségek a módszer alapján

A dolgozat során bemutatott módszer alkalmas lehet olyan rendszerek vizsgálatára, ahol akromát lencsét alkalmazunk a kisebb kromatikus aberráció miatt. Ezen kívül praktikus lehet az ígéretesnek jósolt 4-600 fs-os pumpálási tartomány [13] vizsgálata. Pontosabb eredményeket kaphatunk, ha a γ -val megdöntött vizsgáló síkot 'z' irányban mozgatjuk, egyfajta szkennelést hajtva végre azon a kölcsönhatási tartományon ahol intenzív THz keltést várunk. Lehetőségünk van továbbá más hullámhosszú pumpálást alkalmazni a szimulációk során, valamint más fókusz távolságú leképező elemekkel is végrehajtani az analízist.

13. Konklúzió

A dolgozatban megmutattam, hogy a teleszkópos THz-es sugárforrások a vizsgált körülmények között jobb konverziós hatásfokot, síkabb impulzusfrontot, ez alapján kevésbé divergens THz-es nyalábot eredményeznek. Ehhez elvégeztem a releváns rendszerek térbeli sugárkövetéses analízisét, számolásokat végeztem és grafikonokkal, ábrákkal szemléltettem a kapott eredményeket annak érdekében, hogy megtehessem a végső állásfoglalást. Az eredményekből egyértelműen látszik, hogy jelentős javulást várhatunk, ha a legkonvencionálisabban használt egylencsés elrendezés helyett két lencséből álló teleszkópot használunk. A THz keltés hatásfokának szempontjából további jelentős javulást várhatunk, ha a teleszkópos rendszer leképező elemei tükrök.

Eredményeimet használni lehet majd extrém nagy energiájú THz-es sugárzás előállítására irányuló kísérletekhez. Eredményeimnek köszönhetően nagyságrendbeli növekedést várhatunk a konverziós hatásfok, illetve a keltett THz-es impulzusenergia tekintetében,

továbbá rengeteg energiát, időt és pénzt takaríthatunk meg a felesleges kísérletek elvégzésének megspórolásával.

14. Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani Dr. Pálfalvi László tanár úrnak a dolgozat elkészülése során nyújtott vezetéséért, instrukcióiért, támogatásáért és segítségéért, Dr. Hebling János professzor úrnak és Dr. Fülöp József tanár úrnak, akik a sugárkövetéses módszert, mint a kísérleteket megelőző tervezési módszert régóta szorgalmazták már az intézetben, valamint Lombosi Csaba tudományos munkatársnak, aki közreműködött feldolgozás-technikai módszerek során, a MatLab program idevonatkozó alkalmazásával – ábrázolásokhoz – komoly segítséget nyújtott.

Irodalomjegyzék

1. K.-E. Peiponen, A. Zeitler, M. Kuwata-Gonokami (eds.), "Terahertz Spectroscopy and Imaging", Springer Series in Optical Sciences **171** (2013)
2. J. Hebling, J. A. Fülöp, M. I. Mechler, L. Pálfalvi, C. Töke, and G. Almási, "Optical Manipulation of Relativistic Electron Beams using THz Pulses", arXiv:1109.6852 (2011)
3. L.J. Wong, A. Fallahi, F. X. Kärtner, "Compact electron acceleration and bunch compression in THz waveguides", Optics Express **21**, 9792-9806 (2013)
4. L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, Gy. Tóth, J. Hebling, „Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse“, Physical Review ST Accelerators and Beams **17**, 031301 (2014)
5. J. Hebling, K. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. A. Nelson, "Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities", J. Opt. Soc. Am. B **25**, B6-B19 (2008)
6. 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)
7. L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Almási and J. Hebling, „Novel setups for extremely high power single-cycle terahertz pulse generation by optical rectification“, App. Physics Letters **92**, 171107 (2008)
8. 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)
9. M. Kunitski, M. Richter, M. D. Thomson, A. Vredenburg, Jian Wu, T. Jahnke, M. Schöffler, H. Schmidt-Böcking, H. G. Roskos, and Re. Dörner, „Optimization of single-cycle terahertz generation in LiNbO₃ for sub-50 femtosecond pump pulses“, Opt. Express **21**, 6826-6836 (2013)
10. 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)

11. 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”, App. Physics Letter **98**, 091106 (2011)
12. R. Guo, T. Ikari, J. Zhang, H. Minamide, and H. Ito, „Frequency-agile THz-wave generation and detection system using nonlinear frequency conversion at room temperature”, Opt. Express **18**, 16430-16436 (2010)
13. J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, M. C. Hoffmann, and J. Hebling, „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification”, Opt. Express **19**, 15090-15097 (2011)

1. Függelék

A dolgozat elkészülése során az általam végzett feladatok a következők voltak:

A THz keltés szakirodalmának áttekintése. A létező sugárkövető szoftverek feltárása, betekintés, a megfelelő program kiválasztása. A sugárkövető szoftver önállóan való megismerése és használata, a program által szolgáltatott kimenetel – sugárkövetés adatainak – értelmezése. A sugárkövetések megtervezése és elvégzése valamint a segédprogramokkal való kompatibilitás megoldása, azaz megoldani, hogy kimeneti adatok feldolgozhatóak legyenek a használt matematikai programmal. Az egyes elrendezések megtervezése, a releváns THz keltési sémák kiválasztása. A vizsgálati körülmények megválasztása, majd a rendszerek szisztematikus analízise. Praktikus megfontolások megtétele. Matematikai programban (MathCad) olyan munkalap megírása, mely a sugárkövetésből kapott- és beimportált adatok alapján kiszámolja a szükséges adatokat (csoportidők, lokális koordináták...). Ezek alapján az eredmények táblázásának formája, azaz a csoportkések alapján az impulzushossz kiszélesedés bemutatása az elrendezéseknél. Elrendezések hatásfokának becslése, illetve divergenciára való következtetés. Végül állásfoglalás megtétele, konklúzió és javaslattétel a legperspektivikusabb elrendezésre, mely vélhetően hasznos lesz a nagy energiájú THz-es impulzusok előállításával kapcsolatos kutatások során.

A nem önálló részek:

A teleszkópos (4f) elrendezés elemeinek fókusztávolságai közti (9. oldalon szereplő [10]-beli megfontolásokon alapuló) összefüggés – ami még publikálatlan – témavezetőm által lett kidolgozva. Ennek lépéseire a dolgozatban nem is tértem ki. Továbbá az impulzushossz kiszélesedéseket szemléltető háromdimenziós ábrázolásokhoz külső segítséget vettem igénybe.