

Válasz Dr. Dzsoťjan Gagik bírálataára

Szeretném megköszönni Dr. Dzsoťjan Gagik professzor úrnak a dolgozatom gondos átolvasását, támogató és elismerő bírálói véleményét és elgondolkodtató kérdéseit. A feltett kérdésekre válaszaim a következők. (A szakirodalmi hivatkozások jegyzéke az összes válasz után található.)

1. kérdés: „A viszonylag hosszú hullámhossz miatt a diffrakció fontos szerepet játszik a THz-es hullámok terjedésében, valamint a nemlineáris kristályok kimeneti felületén. Figyelembe veszik-e a diffrakciót a THz-es sugárzást generáló folyamatok modellezésében?”

A THz-es sugárzás keletkezésére általunk használt viszonylag egyszerű numerikus modellekben nem vettük figyelembe a diffrakció hatását.

A döntött impulzusfrontú pumpálással optikai egyenirányítás révén való THz keltés részletes modelljét Bakunov és munkatársai dolgozták ki 2008-ban [Bakunov, 2008]. Két térbeli dimenziót figyelembe vevő modelljük a Maxwell-egyenletek pontos megoldásán alapul, így alkalmas lehet a diffrakciós hatások figyelembe vételére. Modelljük azonban az optikai egyenirányításon kívül minden más nemlineáris hatást elhanyagol, ezért erős THz-es terek keltésének leírására nem jól használható. A Ravi és munkatársai által 2015-ben publikált modell két térbeli dimenzióban írja le a pumpáló optikai nyaláb és a keletkező THz-es nyaláb terjedését és nemlineáris kölcsönhatását [Ravi, 2015]. A pumpáló nyaláb terjedésénél figyelembe veszik a szögdiszperziót és a diffrakciót, azonban a THz-es tartományban a diffrakciót modelljük figyelmen kívül hagyja.

A LiNbO₃ anyagú THz forrást (törésmutató $n \approx 5$), valamint kedvezőtlenül kicsi, 3 mm-es nyalábtérmetűt és kedvezőtlenül alacsony 0,1 THz frekvenciát feltételezve a Gauss-nyalábokra vonatkozó összefüggések alapján a Rayleigh-hosszra kb. 12 mm adódik. Ez meghaladja a THz-es forrásoknál a gyakorlatban használható kölcsönhatási hosszakat. Így a diffrakció hatása a THz keltés folyamatára általában elhanyagolható. A forrásból kilépő nyaláb terjedésénél a diffrakció hatása azonban jelentős lehet és általában számottevő divergenciát okoz (ld. pl. az értekezés 40. ábráját).

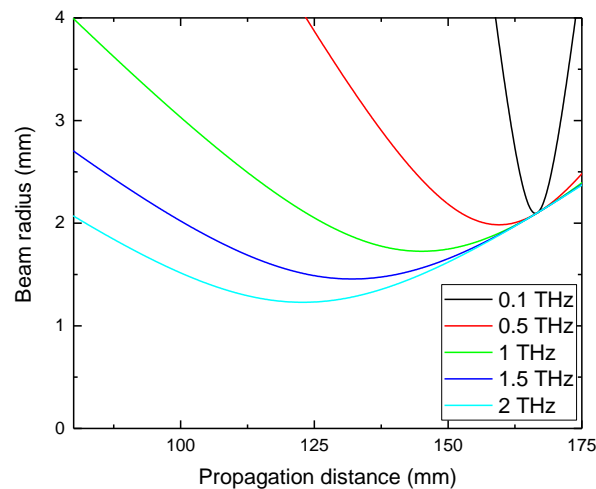
2. kérdés: „Milyen térbeli és időbeli koherenciával rendelkeznek a kísérletek során keltett THz-es sugárzások? Mennyire hatékonyan lehetett fókuszálni a döntött impulzusfrontú gerjesztés geometriában keltett THz-es sugárzást, figyelembe véve, hogy a fázisillesztés szöge különböző a THz-es sugárzás különböző spektrális komponenseinél?”

A $\Delta\nu$ sávszélességű sugárforrás koherencia ideje pl. a [Brooker, 2003] könyv (9.6a) képlete szerint a $\tau_c \approx 1/\Delta\nu$ értékkel becsülhető. A ZnTe kontakt rácisos forrással előállított impulzusokat [Fülöp, 2016] alapul véve a spektrális intenzitás félértéksszélessége $\Delta\nu = 1,06$ THz. Ebből a koherencia időre $\tau_c \approx 0,94$ ps adódik. Ez az érték jól egyezik a Michelson interferométerrel mért elsőrendű autokorrelációs görbe koherencia csúcsának szélességével (ld. a [Fülöp, 2016] cikk 4b ábráját, ill. az értekezés 49b ábráját; a koherencia csúcs az autokorrelációs görbe $\tau = 0$ időkülönbséghez tartozó maximuma körüli csúcs). Ekkora koherencia idő várható az alapján is, hogy az impulzus lényegében egyetlen oszcillációs ciklusból állt és a spektrális intenzitás maximuma 1 THz körül volt.

A térbeli koherencia jellemzésére használatos a koherencia felület (ld. pl. [Brooker, 2003] 9.5 fejezetét). Ez a ZnTe kontakt rácisos THz forrás esetében jó közelítéssel megegyezik a THz nyaláb felületével. A koherencia felületre vonatkozó részletesebb mérést nem végeztünk. Megjegyezzük, hogy nagy méretű THz források esetében a foltméretnél kisebb koherencia felület adódhat akkor, ha a THz-es

hullámforma jelentősen változik a nyalábkeresztmetszet mentén. Ilyen eset állhat elő pl. nagy méretű LiNbO₃ prizma használata esetén, ahol a THz keltés effektív hossza a nyaláb ellentétes szélein jelentősen eltérő lehet.

A kérdés második részéhez: A tökéletes fázisillesztéshez szükséges impulzusfront döntés szöge valóban különböző a THz-es sugárzás különböző spektrális komponenseinél (ld. a 6. kérdésre adott választ is). A gyakorlatban azonban az impulzusfront döntés szöge egy adott értékre van beállítva. Ez befolyásolja ugyan az egyes THz-es spektrális komponensek relatív intenzitását, de feltehető, hogy mindegyik komponens azonos irányban terjed és a forrás kilépő felületén közel azonos foltmérettel rendelkezik. Fókuszálás során a spektrális komponensek között így a nyalábnyak méretében és longitudinális pozíciójában lehet eltérés, ami ronthatja a teljes nyaláb fókuszálhatóságát. Ezt illusztrálja az alábbi 1. ábra. Megjegyezzük, hogy a THz-es nyalábútban használt optikák korlátozott mérete jelentős veszteséget is okozhat különösen az alacsony frekvenciák esetén.



1. ábra. Különböző frekvenciájú spektrális komponensek fókuszálása Gauss-nyalábok terjedésén alapuló számolás szerint. A forrásnál lévő nyalábnyak sugara $W_0 = 3,15$ mm frekvenciától függetlenül, a forrás és a lencse közötti távolság 25 cm, a lencse fókusztávolsága 10 cm. A vízszintes tengelyen lévő terjedési hossz a lencse mögötti távolságot jelenti.

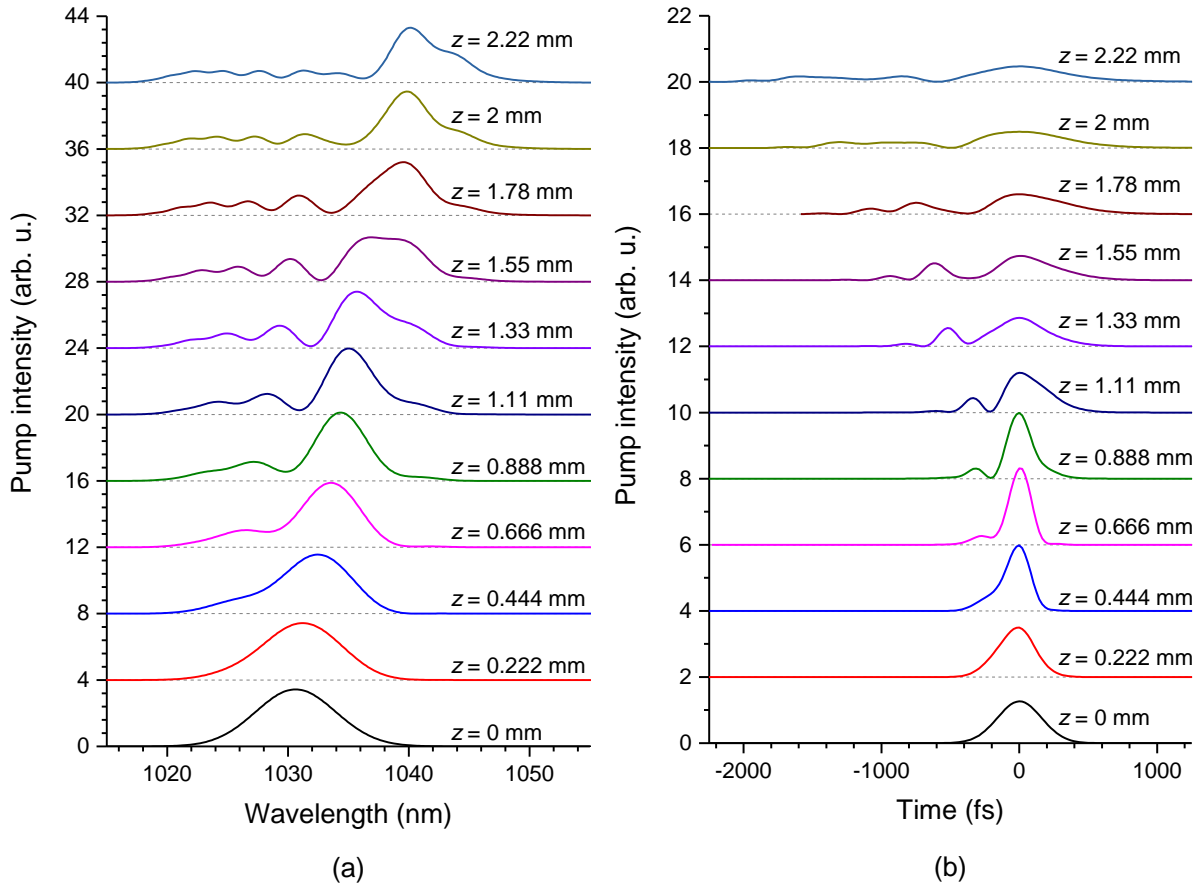
3. kérdés: „Tanulságos lenne, ha a szerző részletesebben megmagyarázná a 44. oldalon jóslt THz-es tartományba történő 100%-nál magasabb fotonszám konverziófokot. Ez csak a látható (infravörös) és THz-es fotonok frekvenciái közötti különbséggel magyarázható, vagy más okai is vannak?”

A THz keltés modellezésére a csatolt hullámegyenleteken alapuló modelleket használtunk, ahol az optikai és a THz-es tér energiája folytonosan változhat, természetesen az energiamegmaradás érvényessége mellett. Az optikai pumpa ω_1 és ω_2 ($\omega_2 < \omega_1$; $\omega_1 - \omega_2 \ll \omega_1, \omega_2$) frekvenciájú monokromatikus komponensei közötti különbségi-frekvencia keltéssel történő $\omega_T = \omega_1 - \omega_2$ frekvenciájú THz keltésnél a [Cronin-Golomb, 2004] cikk (2) egyenlete szerint az elérhető legnagyobb hatásfok $\eta_{\max} = \omega_T / (\omega_1 + \omega_2) = \hbar\omega_T / (\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2)$. Ez az általunk használt 1,03 μm pumpáló hullámhossz és a kb. 0,5 THz keltett frekvencia esetében $\eta_{\max} \approx 8,6 \times 10^{-4} \lesssim 0,1\%$ értéket ad, ami jóval kisebb, mint a dolgozat 43–44. oldalain említett kb. 2%–15%. A dolgozat idézett helyén általunk használt egyszerű modell nem vette figyelembe a pumpáló frekvenciákon az amplitúdók változását, amely az ω_2 és ω_T komponensek keletkezése miatt jelentős lehet. Ez magyarázza a nagy hatásfokok megjelenését.

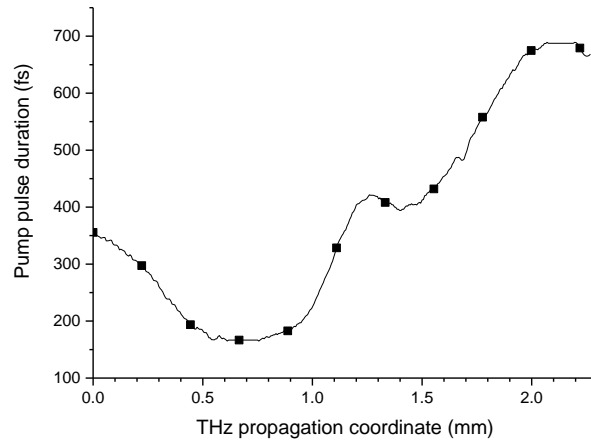
A több mint egy nagyságrendnyi hatásfokbeli eltérés ellenére egyszerű modellünk mégis alkalmas volt a kísérletben várható – a fenti $\sim 0,1\%$ -os limitnél lényegesen nagyobb – hatásfokok realiztikus becslésére kb. kettes faktoron belüli hibával. Ennek oka, hogy a THz komponensek keletkezésével egyidejűleg erősödő alacsonyabb frekvenciájú pumpáló komponensek szintén hozzájárulnak a THz keltéshez, mert a pumpa széles spektruma tartalmaz még alacsonyabb, $\omega_3 = \omega_2 - \omega_T$, $\omega_4 = \omega_3 - \omega_T$, stb. frekvenciájú komponenseket is. Megjegyezzük, hogy az ilyen, ún. kaszkád különbségi-frekvencia keltés miatt a pumpáló impulzus spektruma jelentős mértékben eltolódhat az alacsonyabb frekvenciák (hosszabb hullámhosszak) felé, amint azt kísérletekben [Yeh, 2007] és pontosabb modellekkel végzett számításokban [Ravi, 2014; Ravi, 2015] többen kimutatták (ld. az alábbi 5. kérdésre adott választ is).

4. kérdés: „Mi a fizikai oka a pumpáló lézerimpulzus hossz oszcillációs viselkedésének a terjedési hossz függvényében, amelyet a 37(a) ábrán láthatunk?”

A pumpáló impulzus viselkedését elsősorban az impulzusfront-döntés miatt fellépő szögdiszperzió, valamint a pumpáló impulzusnak a keletkező és egyre intenzívebbé váló THz-es térrel való nemlineáris kölcsönhatás határozza meg. A THz-es tér nemlineáris visszahatása következtében a pumpa impulzus spektrális intenzitásmaximuma eltolódik a hosszabb hullámhosszak felé és a spektruma nagymértékben kiszélesedik; ezt illusztrálja az alábbi 2a ábra. Az időbeli tartományban először az impulzushossz csökkenését, majd nagyobb intenzitásoknál mellékimpulzusok kialakulását figyelhetjük meg (2b ábra), amelyet a főimpulzus hosszának oszcilláló jellegű változása kísérhet (3. ábra). Az időbeli impulzusalak változásának okát – különös tekintettel a fázisviszonyok alakulására – ennél részletesebben eddig nem vizsgáltuk, mert az impulzus szétesésével (pulse breakup) járó erős nemlineáris kölcsönhatás tartománya gyakorlati szempontból inkább kerülendő. Az impulzusalak fejlődésében a már említett szögdiszperzió és spektrális kiszélesedés mellett a THz-es impulzus által okozott kereszt-fázismoduláció is szerepet játszhat. (Összehasonlító vizsgálatunk szerint a pumpa ön-fázismodulációjának hatása nem jelentős.)

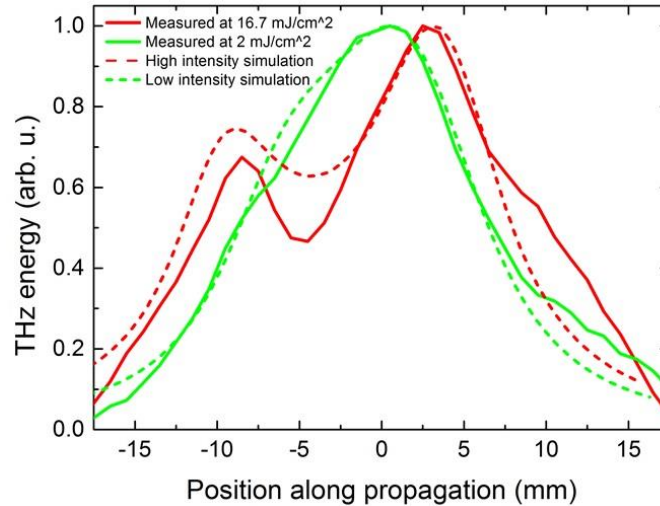


2. ábra. A pumpáló impulzus spektrumának (a) és időbeli alakjának (b) változása a THz-keltési folyamat során LiNbO₃ kristályban, különböző z THz terjedési hosszak esetén. (Dr. Mechler Mátyás számolásai alapján.)



3. ábra. A pumpáló impulzushossz számított változása a THz terjedési hossz függvényében a 2. ábrán bemutatott THz-keltési folyamat során LiNbO₃ kristályban. Az impulzushosszat a főimpulzus intenzitás félértékszélességéként definiáltuk. A szimbólumok a 2. ábrán részletezett esetekhez tartoznak. (Dr. Mechler Mátyás számolásai alapján.)

Megjegyzem, hogy a pumpáló impulzushossz nagy intenzitásoknál megfigyelt oszcilláló változása hasonló, de kisebb mértékű oszcilláló viselkedést eredményezhet a THz keltés (adott terjedési hosszúgig akkumulált) hatásfokában (ld. az értekezés 37b ábráját). Előzetes kísérleti és elméleti eredményeink szerint ezzel a viselkedéssel hozható kapcsolatba a LiNbO₃ kristálynak a pumpa terjedési irányába eső eltolása során megfigyelt egynél több hatásfok maximum jelentkezése (4. ábra) [Monoszlai, 2016].

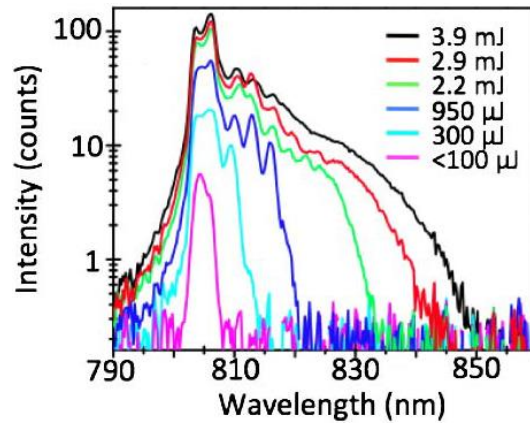


4. ábra. Mért és számított THz-es impulzusenergia a LiNbO₃ kristály pumpa nyaláb irányú helyzetének függvényében kis és nagy pumpáló energiasűrűségnél [Monoszlai, 2016].

5. kérdés: „A THz-es sugárzaskeltés a döntött frontú pumpaimpulzus geometriában a pumpáló impulzus spektrumának nemlineáris redisztribúcióját eredményezi a nemlineáris kristályban történő optikai egyenirányítási folyamat következtében. Ez azt jelenti, hogy a pumpáló lézer térbeli és időbeli jellemzőit is befolyásolja a folyamat?

A THz-es sugárzás visszahatása a pumpáló impulzusra nagyobb konverziós hatásfoknál kísérletileg is megfigyelhető volt-e?”

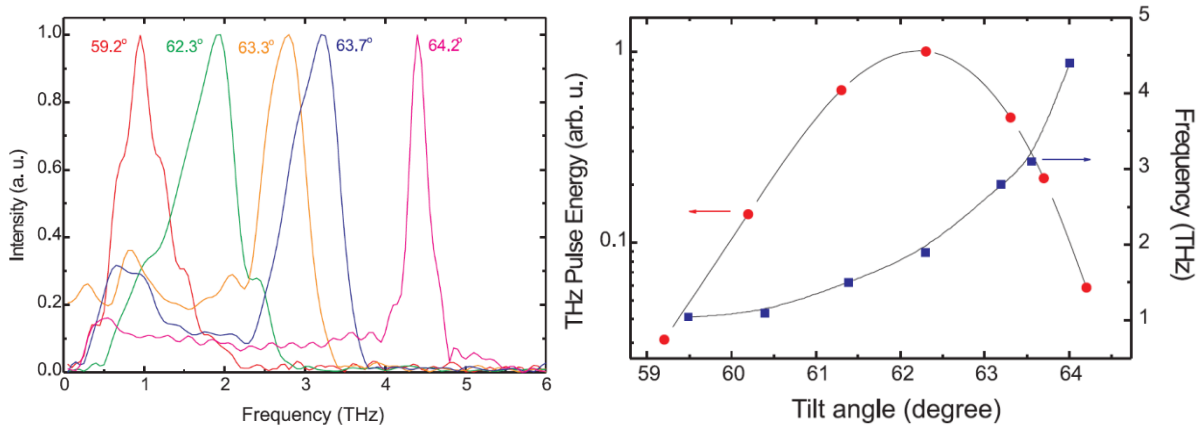
Az előző kérdésre adott válasz szerint a THz-es tér nemlineáris visszahatása következtében a pumpáló impulzus időbeli alakja is jelentősen megváltozhat. A szintén említett spektrális kiszélesedés és a szögdiszperzió következtében a pumpa spektrális komponenseinek térbeli eloszlása is jelentősen módosulhat (ld. [Ravi, 2015] munkát is). A LiNbO₃ kristályból kilépő pumpa spektrumának jelentős kiszélesedéséről több kísérleti munkában is beszámoltak, így a már említett [Yeh, 2007] cikkben, valamint pl. a [Huang, 2013; Huang, 2014; Blanchard, 2014] munkákban (5. ábra).



5. ábra. LiNbO₃ kristályból kilépő pumpáló impulzusok mért spektrumai különböző impulzusenergiák esetén [Blanchard, 2014].

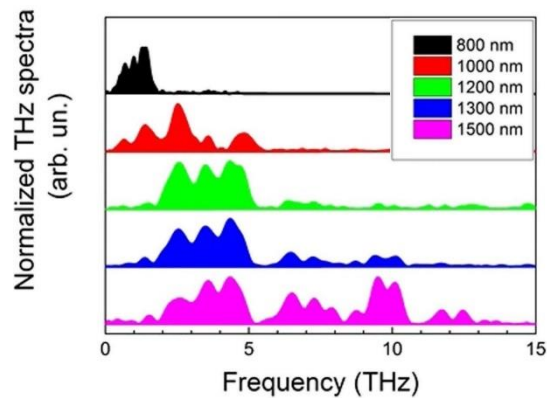
6. kérdés: „Van-e lehetőség a keltett THz-es sugárzás frekvencia-hangolására?”

A döntött impulzusfrontú pumpálás esetében a THz-es sugárzás frekvencia-hangolása megoldható az impulzusfront döntési szögének változtatásával [Hebling, 2004]. Mivel a THz törésmutató – és így a THz fázissebesség – függ a THz frekvenciától, ezért a $v_{\text{opt}}^g \cos \gamma = v_{\text{THz}}^{\text{ph}}$ sebességillesztési feltétel szerint – adott pumpáló hullámhossz mellett – a γ döntési szög változtatásával változtatható a leghatékonyabban keltett THz frekvencia. Az alábbi 6. ábra bal oldalán látható a LiNbO₃ kristályban keltett THz-es impulzus spektruma különböző impulzusfront döntési szögek esetében. Az ábra jobb oldalán a THz-es impulzusenergia és az intenzitás-maximumhoz tartozó frekvencia döntési szögtől való függése látható [Hebling, 2004].



6. ábra. LiNbO₃ kristályban keltett THz-es impulzus spektruma különböző impulzusfront döntési szögek esetében (bal oldali ábra). A THz-es impulzusenergia és az intenzitás maximumhoz tartozó frekvencia döntési szögtől való függése (jobb oldali ábra). [Hebling, 2004].

Megjegyezzük, hogy a pumpáló hullámhossz változtatásával is változtatható a sebességillesztett THz frekvencia. Erre példát a [Vicario, 2015] munkában találunk HMQ-TMS szerves kristály esetére (7. ábra). Itt kollineáris sebességillesztést alkalmaztak, tehát az impulzusfront merőleges volt a pumpa terjedési irányára.



7. ábra. HMQ-TMS anyagú THz forrás spektrális hangolása a pumpálás hullámhosszának változtatásával [Vicario, 2015].

7. kérdés: „Van-e lehetőség a kvázi-fázisillesztési rendszer használatára a THz-es sugárzókeltés hatásfokának emelésére? Hasonlítsa össze a THz-es sugárzókeltés hatékonyságát ebben a sémában, és a döntött frontú pumpaimpulzus geometriában.”

Kvázi-fázisillesztést többen alkalmaztak a THz-keltés hatásfokának növelésére LiNbO₃-ban [Lee, 2000] és félvezetőkben is [Imeshev, 2006; Vodopyanov, 2009]. Ez a technika többciklusú THz-es impulzusok keltésére alkalmas.

Periodikusan pólozott LiNbO₃-ban Ravi és munkatársai akár 10%-ot is jelentősen meghaladó hatásfokot jósoltak [Ravi, 2016]. A számításaikban használt modell hasonló volt a döntött impulzusfrontú pumpáláson alapuló THz források szimulációjára általuk korábban alkalmazott modellhez, amely kb. 2% maximális hatásfokot jósolt. Míg a döntött impulzusfrontú pumpálással kísérletileg elért legnagyobb hatásfokok (0.7-1.7%) jól megközelítette az elméleti értéket, a kvázi-fázisillesztés esetében egyelőre ez ($\sim 10^{-3}$) még jelentősen elmaradt a jóslattól.

Fülöp József András

Hivatkozások

[Bakunov, 2008] M. I. Bakunov et al., J. Appl. Phys. **104**, 073105 (2008).

[Ravi, 2015] K. Ravi et al., Opt. Express **23**, 5253 (2015).

[Brooker, 2003] G. Brooker, *Modern classical optics*, Oxford University Press (2003).

[Fülöp, 2016] J. A. Fülöp et al., Optica **3**, 1075 (2016).

[Cronin-Golomb, 2004] Cronin-Golomb, Opt. Lett. **29**, 2046 (2004).

[Yeh, 2007] K.-L. Yeh et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 171121 (2007).

[Ravi, 2014] K. Ravi et al., Opt. Express **22**, 20239 (2014).

[Monoszlai, 2016] B. Monoszlai et al., 5th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (8-11 May 2016, Pécs, Hungary).

[Huang, 2013] S.-W. Huang et al., Opt. Lett. **38**, 796 (2013).

[Huang, 2014] S.-W. Huang et al., J. Mod. Opt. **62**, 1486 (2014).

[Blanchard, 2014] F. Blanchard et al., Opt. Lett. **39**, 4333 (2014).

[Hebling, 2004] J. Hebling et al., Appl. Phys. B **78**, 593 (2004).

[Vicario, 2015] C. Vicario et al., Sci. Rep. **5**, 14394 (2015).

[Lee, 2000] Y.-S. Lee et al., Appl. Phys. Lett. **76**, 2505 (2000).

[Imeshev, 2006] G. Imeshev et al., Opt. Express, **14**, 4439 (2006).

[Vodopyanov, 2009] K. L. Vodopyanov, Laser Phys. **19**, 305 (2009).

[Ravi, 2016] K. Ravi et al., Opt. Express **24**, 25582 (2016).