

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

Kontaktrácson alapuló nagyenergiájú terahertzes impulzusforrások fejlesztése

PhD értekezés

Ollmann Zoltán

Témavezető:

Dr. Almási Gábor

egyetemi docens



PÉCS, 2015.

TARTALOMJEGYZÉK

1	Bevezetés	5
2	Irodalmi áttekintés	7
2.1	Terahertzes források	7
2.1.1	Folytonos sugárzók.....	7
2.1.2	Impulzus sugárzók.....	10
2.2	Nagyenergiájú THz-es impulzusok keltése	22
2.2.1	THz keltés hatásfoka	22
2.2.2	Döntött impulzusfrontú gerjesztés (DIFG).....	23
2.3	THz-es források hatásfokának növelése	25
2.3.1	Hűtött EO kristály.....	25
2.3.2	Kontaktrács.....	26
3	Diffrakciós rácsok rövid összefoglalója.....	27
3.1.1	Periodikus struktúrán létrejövő diffrakció.....	27
3.2	Diffrakciós rácsok hatásfokának meghatározása	29
3.2.1	C módszer.....	30
3.2.2	Időtartománybeli véges differenciák módszere.....	30
3.2.3	Szigorú csatolt hullám analízis	31
4	Célkitűzések	35
5	LN alapú kontaktrács	37
5.1	A törésmutató illesztő folyadék (TIF) kiválasztása	37

5.2	A BK7 törésmutató illesztő folyadékkal feltöltött kontaktrács részletes vizsgálata	42
5.2.1	Diszperziós együtthatók kiszámítása.....	43
5.2.2	A rácsprofil hatása a diffrakciós hatásfokra	45
6	Félvezető alapú kontaktrács	48
6.1	ZnTe alapú kontaktrács rendszer	48
6.2	A numerikus számolások eredménye	50
6.2.1	Színusz profilú kontaktrács	51
6.2.2	Bináris profilú kontaktrács	53
6.2.3	Kollineáris elrendezés.....	55
6.2.4	Várható teljesítmény és korlátai	57
6.3	GaAs és GaP alapú kontaktrács rendszer.....	59
6.3.1	GaAs alapú KR.....	60
6.3.2	GaP alapú KR	64
7	Összefoglalás	68
7.1	Tézispontok.....	69
8	Summary	72
8.1	Preliminaries and objects	72
8.2	Methods	74
8.3	New scientific achievements (Thesis points).....	75
9	Saját Publikációk	78
9.1	Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk	78

9.1.1	Referált folyóiratban megjelent publikációk	78
9.1.2	Előadások	78
9.1.3	Poszterek.....	79
9.2	Egyéb publikációk	79
9.2.1	Referált folyóiratban megjelent publikációk	79
9.2.2	Előadások	80
9.2.3	Poszterek.....	82
10	Irodalomjegyzék	84

TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

1 BEVEZETÉS

Doktori munkámat a Pécsi Tudományegyetem Természettudományi Karának Fizikai Intézetében végeztem. Az intézetben működő terahertzes (THz) sugárzások keltésével és alkalmazásaival foglalkozó csoport a nagyenergiájú THz-es impulzusok keltésében kiemelkedő eredményeket ér el. A távoli infravörös tartományba eső elektromágneses (EM) impulzusok újabb és újabb alkalmazásokat tesznek lehetővé. Segítségükkel lehetőségünk van például roncsolásmentes rétegvizsgálatra, nem-invazív orvosi vizsgálatokra, illetve részecskemanipulációra is.

A nagyenergiájú THz-es források az utóbbi 15-20 évben jelentős változásokon mentek keresztül. A változás okát a lézertechnika fejlődésén kívül az olyan új technológiák bevezetése, mint például a döntött impulzusfrontú gerjesztési (DIFG) technika jelentette. Többek között ennek az új elrendezésnek köszönhető, hogy a közel egyciklusú THz-es impulzusok energiája meghaladja a 0,4 mJ szintet. Segítségével a nagy nemlineáris (NL) együtthatóval rendelkező lítium niobátot (LN, LiNbO_3) alapanyagként használva jó hatásfokú, egyszerűen felépülő forrást lehet készíteni.

A források további fejlesztését jelentette a kontaktrács elrendezés elvi felépítésének megjelenése, ami a DIFG elvén működő kompakt THz-es forrás. Alkalmazásával a keltett THz-es impulzusok energiája tovább növelhető, illetve a leképezésből származó optikai torzítások javíthatók.

A gyakorlati megvalósítás alapvető feltétele a kontaktrácsához kapcsolódó részletes modellszámítások elvégzése, illetve a megvalósításra alkalmas optikai elrendezés vizsgálata. Az értekezés tudományos eredményeket bemutató része, a kontaktrács elrendezés gyakorlati megvalósítását megalapozó kutatásokat (modellszámításokat) mutatja be.

A következő fejezetben röviden összefoglalom a THz-es források jelentősebb típusait, melyek közül egyes impulzussugárzókat részletesebben is bemutatok. A harmadik fejezetben a diffrakciós rácsok elméletének azon részét tárgyalom, melyek szervesen kapcsolódnak az értekezéshez. A célkitűzések fejezete után a saját kutatási eredményeimet ismertetem. Az új tudományos eredményeket bemutató részt két különálló fejezetre bontottam, ahol a lítium niobátra és a félvezetőkre vonatkozó eredmények egymástól elkülönülve szerepelnek. Ezt követően összefoglalom és összehasonlítom a kapott eredményeket, majd ismertetem a tézispontokat. A dolgozat a saját eredményeket is alátámasztó publikációs listával folytatódik és az értekezéshez kapcsolódó irodalomjegyzékkel zárul.

Kutatásaim során mindig szem előtt tartottam Zipernowsky Károly számomra fontos gondolatát:

„Ha a világ előtt akarunk járni, tudni kell, merre mennek mások. Ne csak kövessük őket.”
(Zipernowsky Károly)

2 IRODALMI ÁTTEKINTÉS

2.1 Terahertzes források

Az THz-es frekvenciatartományba sorolható EM sugárzás mesterséges keltésére sokáig nem volt lehetőség. Az első THz-es források [1-3] az 1970-es évek második felében jelentek meg, azonban távoli infravörös sugárzók már korábban is léteztek [4,5]. A THz-es források távoli infravörös forrásoktól való igazi elkülönülését az jelentette, amikor a THz frekvenciájú EM impulzusok időbeli alakját meg tudták mérni [6]. Ezért a pikoszekundumos EM impulzusok időbeli alakjának mérése igen jelentős mérföldkönek mondható a THz-es tudományterületen. A lézertechnika fejlődése, mint például az ultrarövid lézerimpulzusok keltésére alkalmas források megjelenése [7], nagymértékben elősegítette a THz-es frekvencia tartományba eső folytonos [8,9], illetve impulzusforrások megjelenését [10-12]. A források fejlődését követve egyre újabb és újabb mérési technikák [13-15], illetve alkalmazások [16-19] jelentek meg. Ezek az alkalmazások a nagyenergiájú, nagy térerősségű, közel egyciklusú és alacsony THz-es frekvenciát kibocsátó források fejlesztését követelik meg. A jelenleg elérhető legnagyobb THz-es impulzus energiák [20-22] a szub-milli-joule energiatartományba esnek.

2.1.1 Folytonos sugárzók

A folytonos sugárzók, mint például a távoli infravörös gázlézer, a szabad elektron lézer, a p-típusú germánium lézer, a hátrahaladó hullám oszcillátor, és a kvantum kaszkád lézer (KKL) a THz-es spektrum egy széles tartományát (0,03 – 100 THz) [23] lefedik. Kibocsátott teljesítményük a $0,3 \mu\text{W}$ – 200 mW [23] között változik. A dolgozat

témájához nem kapcsolódnak szorosan a folytonos források. Ezért a számtalan típus közül kettőt emeltem ki, melyek a hátrahaladó hullám oszcillátor és a KKL.

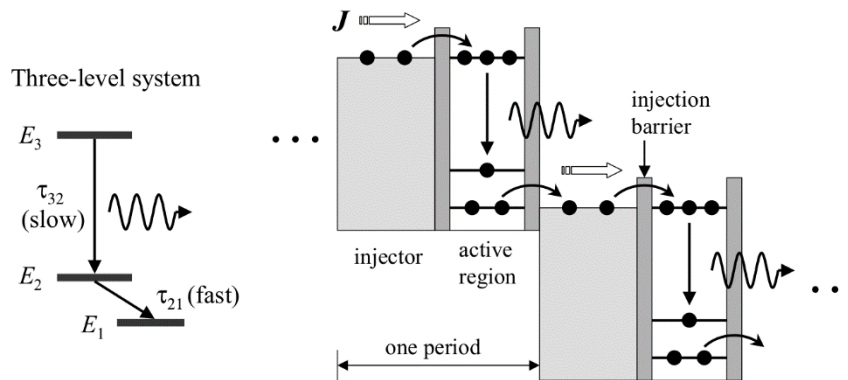
2.1.1.1 Hátrahaladó hullám oszcillátor

A hátrahaladó hullám oszcillátor (backward wave oscillator, carcinotron) alacsony THz-es frekvenciájú EM sugárzás keltésére alkalmas eszköz [8], amely a haladóhullámú elektroncsövek családjába tartozik [24]. Az EM sugárzás egy intenzív elektronnyaláb és egy visszafelé haladó EM hullám kölcsönhatásából származik. Fő elemei az anód és a katód, közük egyenfeszültséget kapcsolva a katódból kilépő elektronok egy intenzív elektronnyalábot hoznak létre. A hátrahaladó hullám oszcillátor másik fő eleme egy hosszanti irányban elhelyezett periodikusan ismétlődő fém struktúra (rács vagy spirál), ami az elektromos mező térbeli modulációját okozza. A moduláció hatására az elektronok csomósodnak, ami felületi hullámokat kelt a periodikus struktúrán. A keltett felületi hullámok és az elektronnyaláb kölcsönhatnak egymással. Abban az esetben, ha az elektronnyaláb sebessége megegyezik a felületi hullámok fázis-sebességével, az elektronok mozgási energiája koherens EM sugárzássá alakul [23]. Az elektronok sebessége meghatározza a csomósodás gyakoriságát, és így a keltett EM sugárzás frekvenciáját is. Az elektromos előfeszítés megváltoztatásával a forrás frekvenciája hangolható lesz ($\sim 0,08 - 1$ THz). Előnye a folytonos képalkotó rendszereknél figyelhető meg, mivel alkalmazásával jó térbeli felbontás érhető el [25].

2.1.1.2 Kvantum kaszkád lézer

A folytonos sugárzók közül a legfiatalabb, az úgynevezett KKL, melynek első modelljei impulzus üzeműek voltak. Az első KKL a kilencvenes évek közepén épült a Bell

laboratóriumban [11]. Ez, a kifejezetten jó hatásfokú, közép és távoli infravörös tartományon [9] működő forrás, számos átalakításon ment keresztül [26].



1. ábra Kvantum kaszkád lézer egyetlen blokkjának sematikus rajza [23]

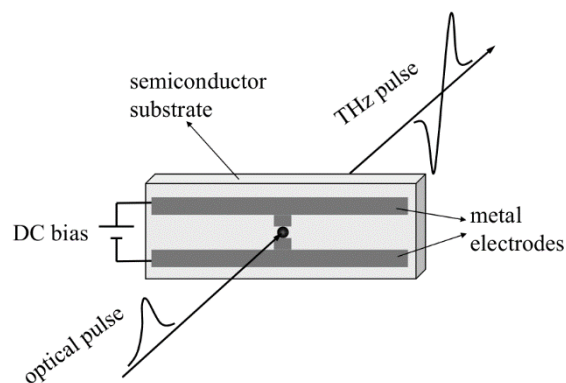
Működése az alagút effektuson alapszik. Elvi felépítését tekintve tulajdonképpen egymáshoz kapcsolt kvantumárbokból áll. Két kvantumárok közötti alagúteffektus létrejöttének elengedhetetlen feltétele, hogy ez a kételemű rendszer rendelkezzen azonos energiaszintekkel. Az energiaszintek helyzete a rétegvastagság, illetve az eszközre kapcsolt feszültség megválasztásával szabályozható. Egy ilyen kvantumárok párt mutat be az 1. ábra. Egyetlen periódus esetén az elektronok felhalmozódnának a minimális energiaszinten. Ahhoz, hogy ezt megakadályozzuk, sok kvantumárkot kell egymás után kapcsolni. Az egymáshoz kapcsolt periódusok biztosítják a magasabb energiaszinteken a populáció többletet, így kielégítve a lézerműködéshez szükséges feltételt. Az összekapcsolás további előnye, hogy egyetlen elektron több foton emisszióját segíti elő, ezért hatásfoka a lézerek között kiemelkedő. Könnyen hangolható, keskeny sáv szélességű lézerek lesznek. Alkalmazásuk elsősorban a spektroszkópia területén kiemelkedő, mivel a közép infravörös tartományban erősebb abszorpciós vonalak vannak, mint a közeli infravörös tartományon [27].

2.1.2 Impulzus sugárzók

A THz-es impulzusok időbeli alakjának ismerete és megváltozásának megfigyelhetősége teszi az impulzussugárzókat igazán érdekessé. Különböző módszerek segítségével lehet THz-es impulzusokat kelteni [10,28-31]. Ezek közül az egyik legismertebb, az egyszerű alkalmazhatósága miatt széles körben elterjedt, fotovezetéses antenna [10]. A távoli infravörös tartományba eső EM impulzusok keltése az anyagokban lezajló NL optikai folyamatok következményeképpen is megvalósulhatnak [28-31].

2.1.2.1 Fotovezetéses antenna

A fotovezetéses antenna egy egyszerű felépítésű, alacsony átlagteljesítményű THz-es impulzusforrás. Ha egy félvezetőt intenzív fényel megvilágítunk, akkor az adott anyag vezetőképessége megnő. A vezetés feltétele, hogy a besugárzott foton energiája nagyobb legyen, mint a tiltott sáv szélessége. A fotovezetéses antenna tulajdonképpen egy előfeszített fotovezetéses kapcsoló (2. ábra).



2. ábra Fotovezetéses antenna sematikus rajza [23]

A fotovezetéses kapcsoló felépítését tekintve igen egyszerűnek mondható, mivel egy félvezető hordozóra párologtatott, több esetben speciális alakú [32], egymáshoz közel elhelyezkedő elektródapár. A fotovezetéses kapcsolót ultrarövid lézerpulzussal

megvilágítva, a megvilágítás időtartamára áramvezetés jön létre. A hirtelen meginduló áram EM sugárzást kelt. A megvilágítás időtartama nagyon rövid (70 – 130 fs) és ennek következtében a bekapcsolási idő is az. A kikapcsolás idejét a töltéshordozók élettartama határozza meg, azonban a gyors rekombinációk következtében ez az időtartam szintén rövid. A fotovezetéssel antenna által kibocsátott THz-es impulzusok egyciklusúak, és az impulzusok hossza néhány pikoszekundum. A forrás nagy előnye, hogy detektorként is használható, így az időbontott THz-es spektroszkópia közkedvelt alkotóeleme [33]. További előnye, hogy a pumpálásához viszonylag kis átlagteljesítményű (10-15 mW) szállezer is elegendő. A könnyű kezelhetősége, a kompakt mérete [34] és az alacsony előállítási költsége a lineáris THz-es spektroszkópia elengedhetetlen kellékévé tette.

2.1.2.2 Nemlineáris optikai folyamatok

A THz-es sugárzás keltésére egy másik lehetséges módszer, az anyagokban lezajló NL optikai folyamatok kihasználása. Intenzív fény anyaggal való kölcsönhatása során, a nagy intenzitások következtében az anyag optikai tulajdonságai megváltoznak [35]. Az egy térfogategységre eső dipólmomentum, vagy másként megfogalmazva a polarizáció, a besugárzott EM sugárzás $\mathbf{E}(t)$ elektromos térerősségének függvényében változik. Veszteség- és diszperzió mentes közeget feltételezve, a polarizáció felírható az $\mathbf{E}(t)$ elektromos térerősség hatványsoraként [36]:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3(t) + \dots] \\ &\equiv \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots \end{aligned} \quad (1)$$

Ahol $\chi^{(n)}$ az n - ed rendű elektromos szuszceptibilitási együttható, ami az anyagi minőségre jellemző fizikai mennyiség, ϵ_0 pedig a vákuum permittivitása. Az (1) egyenlet különböző tagjai különböző optikai effektusokhoz köthetők. Első tagja $\mathbf{P}^{(1)}(t) \sim \mathbf{E}(t)$, ahol a

polarizáció és az elektromos térerősség egymással lineáris kapcsolatban van, a lineáris polarizáció. A magasabb rendű tagok $[P^{(2)}(t); P^{(3)}(t); \dots]$ esetében a polarizáció és az elektromos térerősség kapcsolata NL. Ezekben az esetekben különböző NL kölcsönhatások [37-41] figyelhetők meg. Ilyen, a NL optika területére sorolható effektus például, a másodharmonikus keltés (MHK) [37], az összegfrekvencia keltés (ÖFK) [38], a különbségi frekvencia keltés (KFK) [39], az optikai parametrikus erősítés (OPE) [40], illetve a magasabb rendű folyamatok, mint például a harmadharmonikus keltés (HHK) [41].

Másodrendű NL folyamatok csak meghatározott tulajdonsággal rendelkező „kristályokban” jöhetnek létre. A kristály nem rendelkezhet a kristálytani értelemben vett szimmetria középponttal, azaz nem lehet inverzió szimmetrikus [36]. Szerkezetét tekintve ilyen speciális anyag a LN egykristály vagy a cink-tellurid (ZnTe) félvezető. A továbbiakban ezeket az anyagokat elektrooptikai (EO), vagy NL jelzővel fogom használni.

Essen két különböző ω_1 és ω_2 frekvenciájú, intenzív fénynyaláb egy EO anyagra. A beeső nyalábok elektromos térerősség vektorát az

$$\mathbf{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_1^* e^{i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + E_2^* e^{i\omega_2 t} \quad (2)$$

összefüggés írja le. A polarizációt leíró hatványsor másodrendű tagját

$$\mathbf{P}^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t), \quad (3)$$

és a (2) összefüggést felhasználva a másodrendű tag kifejthető és a

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} [& E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{i(\omega_2 - \omega_1)t} \\ & + E_1^{*2} e^{2i\omega_1 t} + 2E_1^* E_2 e^{-i(\omega_2 - \omega_1)t} + 2E_1^* E_2^* e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} \\ & + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_1^* + 2E_2 E_2^* + E_2^{*2} e^{2i\omega_2 t}] \end{aligned} \quad (4)$$

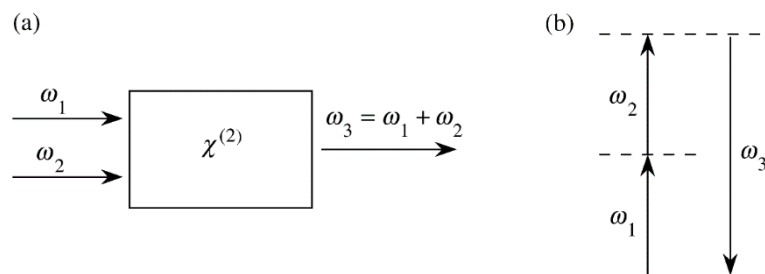
alakban írható fel. Az így kapott összefüggés tagjai különböző fizikai folyamatokhoz kapcsolódnak.

2.1.2.2.1 Összegfrekvencia keltés

Az ÖFK esetén az ω_1 és ω_2 frekvencia komponensek összeadódnak és a kisugárzott komponens frekvenciája $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (3. ábra). Ahol a másodrendű polarizációs komponens a

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} \quad (5)$$

alakban írható fel.



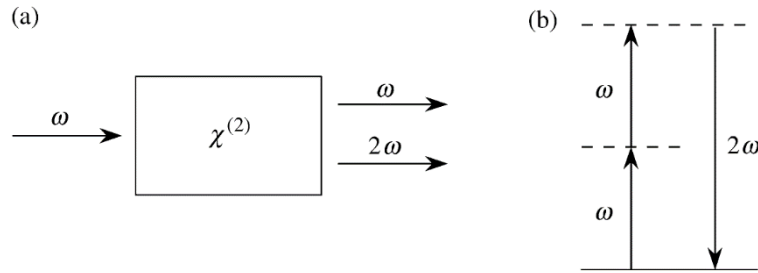
3. ábra Összegfrekvencia keltés (a) sematikus ábrája (b) energiaszintek [36]

2.1.2.2.2 Másodharmonikus keltés

MHK esetén két azonos ω frekvenciájú fotonból egy 2ω frekvenciájú foton keltődik (4. ábra). A (4)-es összefüggésben ez a folyamat többször is felismerhető, mivel a bemutatott esetben két különböző ω_1 és ω_2 frekvenciájú nyalábbal világítottuk meg az EO anyagot. Ezért a MHK-hez kapcsolódó tagok a következő alakban írhatók fel:

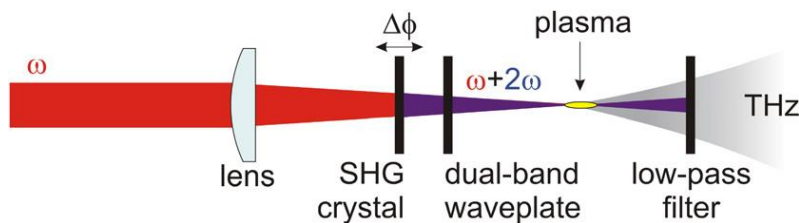
$$\mathbf{P}^{(2)}(2\omega_1) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 e^{-2i\omega_1 t}, \quad (6)$$

$$\mathbf{P}^{(2)}(2\omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 e^{-2i\omega_2 t}. \quad (7)$$



4. ábra Másodharmonikus keltés (a) sematikus ábrája (b) energiaszintek [36]

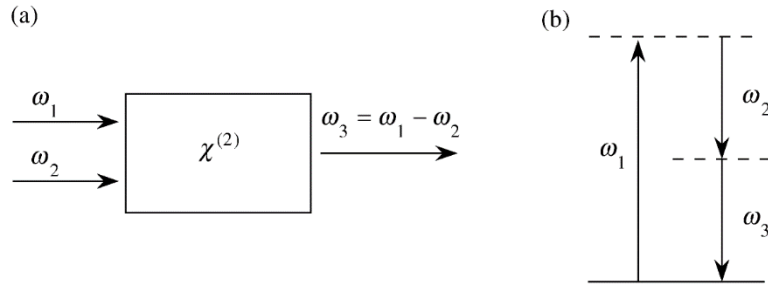
A MHK segítségével egyszerű, kollineáris elrendezésű THz-es forrás építhető [28]. Egy ilyen kísérleti elrendezés sematikus rajzát mutatja az 5. ábra [42]. Femtoszekundumos lézertimpulzusok alap- és a másod-harmonikusának gázplazmában történő keverése során, extrém széles spektrális tartományú ($\sim 0,1 - 100$ THz), egyciklusú THz-es impulzusok kelthetők, ahol az impulzusok energiája meghaladja az $5 \mu\text{J}$ -t [43]. Az alapfrekvencia helyes megválasztásával a keltés hatásfoka növelhető, ezáltal nagy térerősségű ($4,4 \text{ MV/cm}$) impulzusok kelthetők [44].



5. ábra THz-es impulzusok keltése gázplazmában [42].

2.1.2.2.3 Különbségi frekvencia keltés

A KFK, az EO közegbe sugárzott ω_1 és ω_2 frekvenciájú fotonok különbségéből létrejövő $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ frekvenciájú EM sugárzás (6. ábra). A két frekvenciára minden esetben igaznak kell lenni az $\omega_1 > \omega_2$ feltételnek. A kifejtett másodrendű polarizációból kiemelt tag (8), a KFK effektusának matematikai alakja.



6. ábra Különbégi frekvencia keltés (a) sematikus ábrája (b) energiaszintek [36]

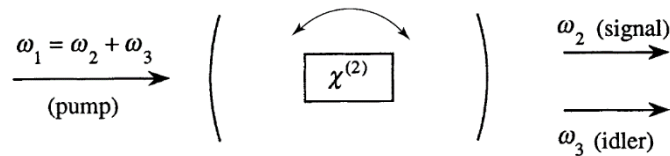
$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0 \chi^{(2)} 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} \quad (8)$$

Félvezetőkben, mint például a gallium-szelenidben (GaSe) létrejövő KFK-sel alacsony THz-es frekvenciájú EM sugárzás hozható létre [29]. Az előbb említett forrás foton konverziós hatásfoka 3,3 %, az ezzel elért csúcsteljesítménye 69,4 W, 1,53 THz központi frekvencián. Előnye a kollineáris elrendezés, illetve, hogy spektrális tartománya a 0,18 – 5,27 THz frekvencia értékek között hangolható. A forrás továbbfejlesztésével a hangolási tartomány nagysága (10 – 72 THz), a minimális frekvencia értéke és a spektrális szélesség növelhető [45]. Ebben az esetben az impulzusok csúcstérerőssége meghaladja a 100 MV/cm értéket, ami a THz-es impulzusforrások területén kiemelkedően nagy számítható.

2.1.2.2.4 Optikai parametrikus erősítés

Az OPE szintén egy másodrendű NL optikai folyamat, amely során a nagyenergiájú pumpáló foton két, alacsonyabb energiájú fotonná konvertálódik [23]. Abban az esetben, ha a pumpáló impulzus energiája nem elegendően nagy az effektus megvalósulásához, lehetőség van egy alacsony energiájú jel (signal) impulzus megerősítésére. A pumpa és jel impulzusok egymáshoz képest szinkronizálva érkeznek az EO kristályba. Az áthaladás során az OPE effektus következtében a jel megerősödik (azaz energiája többszörösére nő) és egy harmadik, úgynevezett haszontalan (idler) impulzus keletkezik. A haszontalan impulzus

frekvenciája éppen akkora, hogy a „jel” frekvenciájával összegezve a pumpa frekvenciáját kapjuk eredményül. Az erősítés feltétele, hogy a pumpa energiája és frekvenciája is nagyobb legyen, mint a jelé. AZ OPE tulajdonképpen egy többszörösen végbemenő KFK. Ha az EO kristály egy rezonátorban helyezkedik el, akkor optikai parametrikus oszcillátorról beszélünk (7. ábra).



7. ábra Az optikai parametrikus oszcillátor elvi felépítése [36].

Az OPE folyamatának alkalmazásával széles tartományon hangolható, ultrarövid impulzus idejű lézerforrások készíthetők [46]. Különlegességük, hogy olyan hullámhosszra is hangolhatók (többnyire a közeli-, illetve közép infravörös tartományon), ahol más típusú lézerforrás nem létezik [47,48]. Pumpáló forrásként alkalmazva közvetett módon segíthetik a THz-es impulzusok keltését. Másrészt, a GaSe-ben létrejövő OPE effektust kihasználva, az 1 – 60 THz frekvencia tartományon működő forrásokat lehet építeni [30]. Ezzel a módszerrel elérhető térerősség, illetve impulzusenergia jellemzően 10 MV/cm, illetve 0,4 μJ.

2.1.2.2.5 Optikai egyenirányítás

Az OE akkor jöhet létre, ha az EO anyag a megfelelő irányokban kellően alacsony belső szimmetriával rendelkezik ahhoz, hogy a besugárzott elektromos tér hatására keltett polarizáció nem fordul meg tökéletesen az elektromos tér előjelének megváltozásakor [49]. Másként megfogalmazva, az OE egy speciális KFK, ahol a frekvencia komponensek közötti

különbség nullához tart. Az időben egyre rövidebb impulzusok spektrális szélessége növekszik. Egy transzformáció limitált, 200 fs impulzusidejű, $\lambda = 1 \mu\text{m}$ központi hullámhosszúságú, gauss impulzus minimális spektrális szélessége a maximális érték felénél $\Delta\lambda_{\text{FÉSZ}} = 7,355 \text{ nm}$. Egy pikoszekundum közeli, illetve annál rövidebb impulzus spektruma kellően széles ahhoz, hogy a spektrális komponensek között létrejöhessen a KFK. A pumpáló impulzus által keltett másodrendű polarizációt leíró (4)-es egyenletben a nulla körüli frekvencia különbségnél ($\omega \rightarrow 0$) létrejövő másodrendű tag:

$$\mathbf{P}^{(2)}(0) = \epsilon_0 \chi^{(2)} [2E_1 E_1^* + 2E_2 E_2^*]. \quad (9)$$

THz-es impulzusok keltésének egyik hatékony módszere, az ultrarövid lézerimpulzusok optikai egyenirányítása EO kristályok segítségével [31]. Különböző anyagokban, mint a ZnTe [50], vagy a LN [51], hatékonyan lehet keskeny sávszélességű ($\Delta\nu = 1 - 3 \text{ THz}$), alacsony központi frekvenciájú ($\nu = 0,5 - 1 \text{ THz}$), közel egyciklusú THz-es impulzusokat keltetni. Hasonló elven szerves kristályokban (DAST – Diethylaminosulfur trifluoride, DSTMS - dimetilamino-metilsztilbazólium-trimetilbenzénsulfát) is kelthető THz-es sugárzás, azonban ezekben az esetekben a keltett EM sugárzás spektruma jóval szélesebb [52,53].

2.1.2.2.6 Fázisillesztés

Az optikai egyenirányítás akkor hatékony, ha a fázisillesztés feltétele teljesül, azaz a pumpáló nyaláb csoportsebessége és a keltett THz-es hullám fázissebessége megegyezik. Abban az esetben, ha a fázisillesztés nem teljesül, az EO anyagban terjedő impulzus által keltett NL polarizáció és a keltett hullám között fáziskülönbség keletkezik. A létrejövő fáziseltolódás jelentős mértékben csökkenti a THz keltés hatásfokát, mivel az anyag

belsejében különböző helyen keltődő hullámok interferenciája nem lehet konstruktív. Ezért a hatékony keltés érdekében a fázisillesztés megléte szükséges feltétel. NL kristályként ZnTe félvezetőt alkalmazva ez a feltétel 800 nm-es pumpálási hullámhossznál automatikusan teljesül. Hosszabb pumpáló hullámhosszat, vagy más EO kristályt alkalmazva, mint például a jelentősen nagyobb NL együtthatóval rendelkező LN, ez a feltétel nem teljesül automatikusan. LN esetében a pumpáló hullámhosszra vett csoportsebesség és a keltett THz-es frekvenciára vett fázissebesség jelentős mértékben különbözik egymástól. A fáziskülönbség mértéke a NL kristály pumpáló hullámhosszra vett csoport-törésmutatója és a keltett THz-es frekvenciára vett törésmutató különbségből számolható.

A fázisillesztésre különböző megoldások léteznek. Ilyen módszer a kettőstörésen alapuló fázisillesztés, vagy a kvázi fázisillesztés. Azonban létezik egy jóval hatékonyabb módszer az említett sebességkomponensek kiegyenlítésére. A DIFG megoldást jelent a sebesség komponensek kiegyenlítésére, és így a fázisillesztésre. A DIFG számos olyan EO kristály esetén alkalmazható, amiben OE hatására keltődnek THz-es impulzusok.

2.1.2.3 EO anyagok és tulajdonságaik

Mivel az EO kristályok közvetett és közvetlen módon is alkalmasak THz-es impulzusok keltésére, érdemes röviden bemutatni azokat. A következő alfejezetekben az egyes anyagokat csoportokba szedve, kiemelem fontos tulajdonságaikat.

2.1.2.3.1 Félvezetők (ZnTe, GaP, GaAs)

Az első THz-es források, mint a fotovezetéses antenna a félvezetőkhez kapcsolódnak. A félvezetők szerepe a THz-es technológiában meghatározó, mivel forrásként és detektorként egyaránt felhasználhatók. Az alábbiakban az értekezés szempontjából is fontos félvezetőket fogom a teljesség igénye nélkül röviden bemutatni.

A ZnTe, a cink és a tellúr vegyületeként létrejövő, p-típusú félvezető. Felépítését tekintve köbös szerkezetű, vöröses színű, a félvezetők II – VI csoportjába tartozó kétkomponensű összetett anyag. A vezetési és vegyértéksáv közötti energiakülönbség 2,26 eV [54]. Hullámhosszfüggő törésmutatója az [55]-dik hivatkozásban található diszperziós formulából, a THz-es frekvenciatartományon vett törésmutatója pedig [56,57] hivatkozásokban található összefüggésekből határozható meg. Optikai egyenirányítás esetén a hasznos NL együttható értéke $d_{\text{eff}} = 68,5 \text{ pm/V}$ [58]. A másodrendű NL szuszceptibilitási együttható $\chi^{(2)} = 137 \text{ pm/V}$ [59], illetve a THz-es tartományon létrejövő abszorpció $\alpha_{\text{THz}} = 1,3 \text{ cm}^{-1}$ [57] szintén releváns paraméterek. A felsorolt fizikai mennyiségek ismeretében a jósági tényező (FOM – Figure of merit) a

$$\text{FOM} = \frac{4 \cdot d_{\text{eff}}^2}{n^2 \cdot n_{\text{THz}} \cdot \alpha_{\text{THz}}^2} \quad (10)$$

összefüggés alapján [60] meghatározható. ZnTe esetében ennek értéke $7,27 \frac{\text{pm}^2 \text{cm}^2}{\text{V}^2}$.

A GaAs szerkezetét tekintve köbös kristály, a gallium és az arzén vegyületeként előálló szürke színű anyag. A félvezetőipar közkedvelt alapanyaga, többnyire infravörös tartományon emittáló diódákat készítenek belőle. A fotovezetéssel hordozófelülete is gyakran ebből az anyagból készül. A tiltott sáv szélessége 1,42 eV [54]. Törésmutatója és csoport-törésmutatója a közeli- és közép infravörös tartományon a [61]-es hivatkozás összefüggése alapján határozható meg. Értékei $\lambda = 2,1 \mu\text{m}$ hullámhosszon $n = 3,3342$ és $n_g = 3,41796$. Törésmutatója 1 THz frekvencián $n_{\text{THz}} = 3,596$ [62]. A (10)-dik összefüggés alapján meghatározott NL együttható értéke $d_{\text{eff}} = 65,6 \text{ pm/V}$ [58]. Ezek ismeretében a jósági tényező $4,21 \frac{\text{pm}^2 \text{cm}^2}{\text{V}^2}$. Abszorpciós együtthatója $\alpha_{\text{THz}} = 0,5 \text{ cm}^{-1}$ [60] a többi EO anyaghoz képest viszonylag kicsi, ennek következtében a jósági tényező értéke a bemutatott anyagok között átlagosnak mondható.

A GaP elsősorban a látható tartományban sugárzó LED források alapanyaga. A csekély mértékű jósági tényező ellenére $0,72 \frac{\text{pm}^2\text{cm}^2}{\text{V}^2}$ OE-ra is használják. A FOM alacsony értéke a $d_{\text{eff}} = 24,8 \text{ pm/V}$ [60] effektív NL együtttható következménye, mivel a FOM-ot jelentős mértékben befolyásoló $\alpha_{\text{THz}} = 1,9 \text{ cm}^{-1}$ THz-es abszorpció nem számottevő [63]. A GaAs-nél kiemelt $\lambda = 2,1 \mu\text{m}$ hullámhosszon a törésmutatója és csoport-törésmutatója $n = 3,3342$, illetve $n_g = 3.41796$ [64]. A THz-es törésmutató pedig $n_{\text{THz}} = 3,3399$ [65]. A tiltott sáv szélessége $2,261 \text{ eV}$ [66], ami jó közelítéssel megegyezik a ZnTe-nál már említett értékkel.

2.1.2.3.2 Szervetlen elektrooptikai kristályok

A szervetlen kristályok közül a lítiumot tartalmazó anyagokat, mint például a LN-ot és lítium-tantalátot (LiTaO_3) széles körben használják OE-ra. A következőkben azonban csak a LN-ról írok, mivel a dolgozat témájához ez az EO anyag elengedhetetlenül kapcsolódik.

A lítium és a nióbbium arányát tekintve megkülönböztetünk kongruens, illetve sztöchiometrikus típusokat. Az arányok kongruens esetben $\text{Li:Nb} = 48,5:51,5$, sztöchiometrikus esetben pedig $\text{Li:Nb} = 50:50$. A két említett típus növesztési, illetve optikai tulajdonságai jelentősen eltérnek egymástól. A LN kristály kettőtörő, azaz a különböző kristálytani tengelyek irányában (ordinárius és extraordinárius) a törésmutató értéke eltérő. OE szempontjából az extraordinárius irányhoz tartozó törésmutató a meghatározó, mivel az ehhez a tengelyhez tartozó NL együtttható jóval nagyobb, mint az ordináriusé. Szobahőmérsékleten és $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$ hullámhosszon, $n = 2,145$ a törésmutató, illetve $n_g = 2,202$ a csoport-törésmutatója [67]. A sztöchiometrikus LN effektív NL együttthatója (extraordinárius irányban) a félvezetőkhez képest kiemelkedően magas,

mintegy $d_{\text{eff}} = 168 \text{ pm/V}$ [58], azonban a szobahőmérsékleten (300 K) vett $\alpha_{\text{THz}} = 17 \text{ cm}^{-1}$ THz-es abszorpció [68] erősen rontja a jósági tényező értékét $18,2 \frac{\text{pm}^2\text{cm}^2}{\text{V}^2}$. A FOM értéke ennek ellenére is többszöröse a félvezetők esetében kapott legmagasabb paraméternek. A közeli infravörös, illetve a THz-es tartományon vett törésmutató $n_{\text{THz}} = 4,96$ [69] jelentős mértékben különbözik egymástól. A kristályszerkezet növesztéskor fellépő hiba, a nióbbium-lítium ionok rossz helyre való beépülése. Ez a szerkezeti hiba kis százaléku (0,5-5%) magnézium adagolással javítható, mivel a magnézium a hibás helyekre beépülve kijavítja a kristályszerkezeti hibákat. Felhasználását tekintve az OE mellett alkalmas például holografikus adattárolásra is.

2.1.2.3.3 Szerves kristályok

THz-es forrás EO alapanyagaként szerves kristályokat is lehet használni. Ezek közül hármát érdemes kiemelni, melyek a DAST, DSTMS, illetve a hidroxisteril-dimetilciklohexán-malononitril (OH1). A DAST kristálynak emelném ki néhány optikai tulajdonságát, ezzel összehasonlítási lehetőséget biztosítva a más típusú EO anyagokkal.

A szerves kristályok közül a DAST kiemelkedően magas $d_{\text{eff}} = 618 \text{ pm/V}$ [52] effektív NL együtthatóval rendelkezik, azonban a szintén magasnak mondható $\alpha_{\text{THz}} = 50 \text{ cm}^{-1}$ [70] THz-es abszorpciója miatt a FOM értéke $41,5 \frac{\text{pm}^2\text{cm}^2}{\text{V}^2}$. Összehasonlítva a többi anyaggal (1. táblázat), ez az érték szobahőmérsékleten kiválóan mondható. A közeli infravörös tartományon vett törésmutatója $n = 2,38$, csoport-törésmutatója $n_g = 3,31$ [71], illetve a THz-es tartományon a törésmutatója $n_{\text{THz}} = 3,1$ [70].

Annak érdekében, hogy az egyes anyagok releváns optikai paraméterei könnyen összevethetőek legyenek, a paramétereket az 1. táblázatban foglaltam össze.

1. táblázat EO anyagok optikai tulajdonságai

Anyag	d_{eff}	$\chi^{(2)}$	λ	n	n_g	n_{THz}	α_{THz}	FOM
	(pm/V)	(pm/V)	(μm)				(1/cm)	($\text{pm}^2\text{cm}^2/\text{V}^2$)
ZnTe	68,5	137	0,8	2,853	3,24	3,17	1,3	7,27
GaAs	65,6	131,2	2,1	3,33423	3,41796	3,596	0,5	4,21
GaP	24,8	49,6	2,1	3,0355	3,0859	3,3399	1,9	0,72
sLN:Mg	168	336	1,03	2,145	2,202	4,96	17	18,2
sLN:Mg (100 K)	168	336	1,03	2,153	2,206	4,827	4,8	48,6
DAST	618	1236	1,03	2,38	3,31	3,1	50	41,5

2.2 Nagyenergiájú THz-es impulzusok keltése

Az elmúlt időszakban a THz-es impulzusforrások jelentős fejlődésen mentek keresztül, ami az impulzusenergiák és a térerősség nagyságrendekkel való növekedését eredményezte. A fejlesztések az egyre nagyobb határfokú források irányában tovább folytatódnak. ZnTe félvezetőt 800 nm hullámhosszon pumpálva, egyszerű kollineáris elrendezésnél 1,5 μJ THz-es energia érhető el [50], azonban az impulzus energiája a két-fotonos abszorpció miatt korlátozva van [72,73]. Szerves kristályok esetében (pl.: DAST) is alkalmazható a kollineáris elrendezés, azonban ebben az esetben az impulzus néhány ciklusú és a spektrális szélesség is nagyobb [52]. Az egyciklusú, erős elektromos terű THz-es impulzusok keltése nem lehetetlen szerves kristályokban [74]. Az EO anyagokban történő optikai egyenirányítással elérhető impulzusenergiák további növelésére van lehetőség. Az ehhez kapcsolódó irodalmi áttekintést az alábbiakban röviden ismertetem.

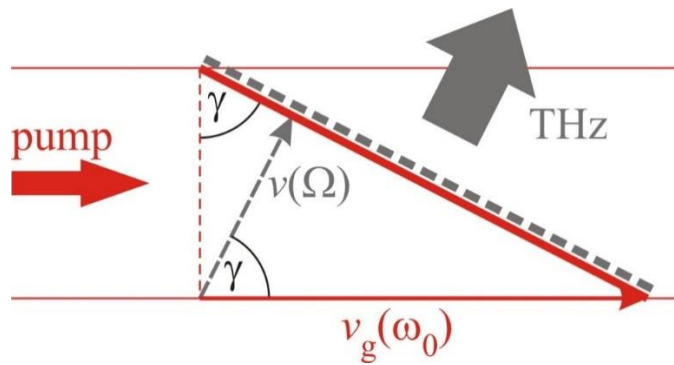
2.2.1 THz keltés határfoka

Az optikai egyenirányítás elvén működő források határfoka a paraméterek értékeinek helyes megválasztásával növelhető [75]. Így, a keltett EM sugárzás határfokát többek között befolyásolja: a kiválasztott anyag típusa és orientációja; az anyagvastagság; az

impulzushossz; a THz-es abszorpció; az anyagi és szögdiszperzió; illetve a fázisillesztés [76]. Az előbb felsorolt paraméterek a hatásfok mellett, a keltett impulzus frekvenciáját és hullámalakját is meghatározzák. A paraméterek értékeinek megfelelő megválasztásával lehetőség adódik a nagyenergiájú, egyciklusú, nagy térerősségű THz-es impulzusok keltésére [75].

2.2.2 Döntött impulzusfrontú gerjesztés (DIFG)

A hatékony OE alapfeltétele a fázisillesztés feltételének megléte, azonban ennek automatikus teljesülése anyag és pumpáló hullámhossz szempontjából is meglehetősen korlátozott. Az anyagokban a pumpáló impulzus spektrális tartományán vett n_g csoport-törésmutató és THz-es tartományon vett n_{THz} törésmutató különbsége miatt, $v_g(\omega_0)$ a pumpáló impulzus csoportsebessége és $v(\Omega)$ a keltett THz-es impulzus fázissebessége jelentősen különbözik egymástól. A kialakult sebességkülönbség erősen korlátozza a keltés hatékonyságát [77]. OE során a fázisillesztés akkor teljesül, ha a sebességkomponensek megegyeznek, azaz $v_g(\omega_0) = v(\Omega)$. A DIFG egy nem túl régen bevezetett technika [78], ami a pumpálási keresztmetszet növelése esetén is megoldást jelent a sebességkomponensek kiegyenlítésére. A Huygens elv szerint, a keltett THz-es impulzus fázissebessége $v(\Omega)$ merőleges lesz a pumpáló nyaláb megdöntött impulzusfrontjára (8. ábra). A pumpáló impulzus fázisfrontját kellő mértékben megdöntve (8. ábra), a sebességkomponensek közötti különbség és ennek következtében a fáziskülönbség kiegyenlíthető [78].

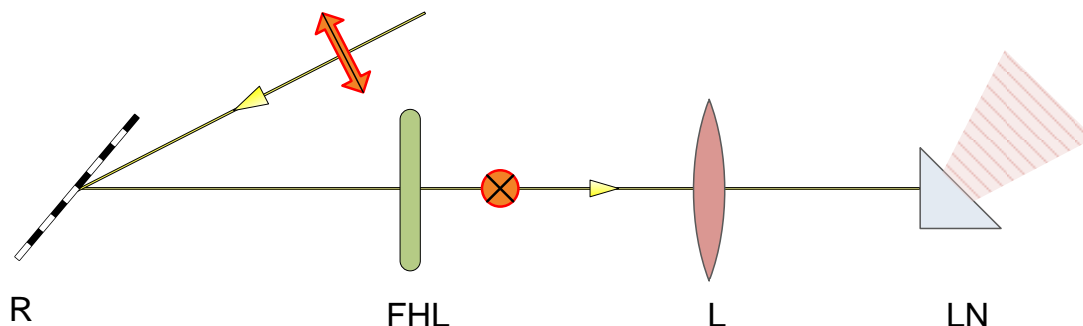


8. ábra Döntött impulzusfront által létrejövő sebességillesztés [42].

A pumpáló impulzus csoport sebesség vektora és a THz-es impulzus fázissebesség vektora által közbezárt szög γ (8. ábra). Ez azt jelenti, hogy a pumpáló impulzust a terjedési irányra vett merőlegeshez képest γ szöggel kell megdőnteni ahhoz, hogy a fázisillesztés teljesüljön. Másképpen megfogalmazva, a sebességillesztés teljesüléséhez a $v_{\text{THz}} \cdot \cos(\gamma) = v_g$ összefüggésnek kell érvényesülni. Ez utóbbi a törésmutatókkal is kifejezhető, és az $n_{\text{THz}} \cdot \cos(\gamma) = n_g$ alakban írható fel. Tehát az impulzusfront megdőntésének nagyságát a pumpáló impulzus spektrális tartományán vett n_g csoport-törésmutató és az n_{THz} THz-es törésmutató aránya határozza meg.

A 9. ábrán egy DIFG sematikus rajza látható. Az elrendezés négy fő elemből áll, ezek a diffrakciós rács (R), a fél-hullámhosszú retardációs lemez (FHL), a lencse (L) és az EO kristály, ami ebben a speciális esetben LN. A DIFG technikánál a pumpáló impulzus fázisfrontjának a megdőntését az R optikai rácson bekövetkezett diffrakció során létrejövő szögdiszperzió eredményezi. A megdőntött impulzusfrontot egy lencse (L) [63], lencserendszer [79], vagy gömbtükör [80] a LN kristályba képezi le. A FHL alkalmazását a polarizáció optimális irányának megválasztása indokolja. A DIFG elrendezéseknél alkalmazott diffrakciós rácsok hatásfoka a TM polarizáció esetén kiemelkedő. Tehát az előnyös eset az, ha a polarizáció iránya merőleges a karcolatokra. Így a beeső nyaláb polarizációját célszerű TM irányúnak választani. A LN kristály NL együtthatója azonban az

előbb kijelölt polarizációs irányra merőleges irányban nagyobb (kristálytengely esetében az extraordinárius irányban). Ezért a rács után a polarizációt TE irányúra kell forgatni, amit a FHL biztosít.



9. ábra Döntött impulzusfrontú elrendezés sematikus rajza.

A DIFG alkalmazásával lehetőség adódik olyan anyagok forrásként való alkalmazására, ahol a két törésmutató közötti különbség jelentős [63]. További előnyt jelent, hogy egy kiválasztott anyag esetében, a pumpálási hullámhossz adott tartományon belül szabadon megválasztható. A módszert alkalmazva, a keltett THz-es impulzusok energiája meghaladja a 0,4 mJ-t [21], ami komoly előrelépést jelent. A leképezésből optikai hibák és a pumpáló nyaláb keresztmetszetének méretbeli korlátozása adódik [75]. Ezekre a problémákra ad megoldást a kontaktrácson alapuló, DIFG-i technika [81].

2.3 THz-es források hatásfokának növelése

2.3.1 Hűtött EO kristály

A LN THz-es abszorpciója szobahőmérsékleten $\alpha_{\text{THz}} = 17 \text{ cm}^{-1}$ [68]. A THz-es abszorpció csökkentésével a jósági tényező értéke növelhető. LN kristályt kriogenikus (mélyhőmérsékletű) környezetbe helyezve, a THz-es tartományon vett abszorpció jelentősen csökken. 100 K hőmérsékleten az abszorpció értéke $\alpha_{\text{THz}} = 4,8 \text{ cm}^{-1}$ [69]. Numerikus

számítások eredményei azt mutatják, hogy LN kristály esetében optimális pumpálási paramétereket és hőmérsékletet választva mJ energiájú, 100 MV/cm térerősségű impulzusok kelthetők [82]. A kísérleti eredmények több esetben is alátámasztják a LN hűtésének kedvező hatását [21,83]. A kristály hűtése, a konverziós hatásfok növelésének egy lehetséges és egyszerű módja.

2.3.2 Kontaktrács

Az extrém nagy energiájú, közel egyciklusú THz-es impulzusok keltésére egy új elrendezés, a kontaktrács [81] bevezetésével adódik lehetőség. Az impulzusfront döntésében szerepet játszó diffrakciós rácsot a LN kristály felületén hozzák létre. Ebben az esetben a leképezéshez használt optika elhagyható. A kontaktrács tulajdonképpen egy segédoptikától mentes, kompakt THz-es forrás. A kontaktrács bevezetésével az optikai torzítások minimalizálhatók [75], így a keltés hatásfoka tovább növelhető és az elrendezés a kristály méretével skálázható [75,81]. Kontaktrács esetében a keltett THz-es impulzus energiáját jelentős mértékben befolyásolja a domborzati rács (surface relief grating) diffrakciós hatásfoka. Numerikus számítások azt mutatják, hogy ha a kontaktrács belépő felületét ömlesztett kvarccal töltik fel, a diffrakciós hatásfok 40%-ról 90%-ra változik [84]. Egy ilyen elrendezés a mikrostruktúrák megfelelő illesztése miatt nehezen kivitelezhető, illetve a modell nincs kidolgozva a gyakorlati megvalósítás elkezdéséhez.

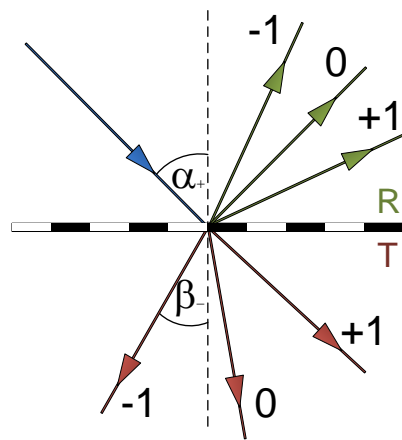
3 DIFFRAKCIÓS RÁCSOK RÖVID ÖSSZEFOGLALÓJA

A diffrakciós optikai elemek közül a diffrakciós rács egy széles területen alkalmazott optikai elem. Felépítését tekintve a hullámhosszal összemérhető periodikus struktúra jellemzi. Ezek az optikai elemek több szempont alapján is csoportba rendezhetőek, illetve tárgyalhatók. Egy lehetséges csoportosítás alapján a rácsokat a holografikus és a domborzati csoportokba oszthatjuk szét. Egy másik lehetőség, ha a hordozófelület geometriája szerinti sík, illetve görbült rácsok csoportjába soroljuk őket. Mivel az értekezés témáját tekintve csak a sík hordozófelületen létrehozott domborzati rácsokkal foglalkozik, a többi típust és azok tulajdonságait nem kívánom bemutatni. A következő alfejezetekben bemutatom azokat az értekezés szempontjából fontos elméleteket, melyek segítséget nyújtanak a kutatásaim megértéséhez.

3.1.1 Periodikus struktúrán létrejövő diffrakció

Egy periodikus struktúrán különböző típusú és rendű diffrakciós nyalábok jöhetnek létre. Típusát tekintve megkülönböztetünk reflexiós és transzmissziós rendeket. Reflexiós rendről akkor beszélünk, ha a beeső és a diffraktált fénynyaláb a rács azonos oldalán helyezkedik el. Ellenkező esetben transzmissziós rendről beszélünk (10. ábra). A reflexiós és transzmissziós nyalábokból különböző rendek keletkezhetnek, melyeket a 0-ad rendtől kezdődően egész számokkal adhatunk meg (10. ábra). A létrejövő diffrakciós rendek paritása eseti konvenció kérdése. A 10. ábra egy lehetséges konvenciót mutat, ahol a következő állítások teljesülnek: a beeső nyaláb irányát az optikai tengelytől mérjük; az optikai tengely és a beeső nyaláb által közbezárt szög pozitív. A diffrakciós rácsoknál ellentétes konvenció is alkalmazható, ez azonban megköveteli a diffrakciós egyenletek előjeleinek a megváltoztatását. Az értekezés további fejezeteiben a 10. ábrán látható konvenciót

használtam. A (11)-es és (12)-es egyenletek a reflexiós és a transzmissziós diffrakcióhoz tartozó diffrakciós egyenleteket adják meg. A reflexiós egyenlethez képest a transzmissziós rács egyenletet ki kell egészíteni a törésmutatókkal, ahol a beesési oldal törésmutatója n_1 , a rács anyagának törésmutatója pedig n_2 . Transzmissziós esetben a diffraktált nyaláb az n_2 törésmutatójú közegben halad tovább. Ha a (12)-dik egyenletben $m = 0$, azaz a 0-ad rend irányát vizsgáljuk, akkor visszakapjuk a már jól ismert Snellius–Descartes féle törési törvényt.



10. ábra Diffrakciós rács sematikus rajza

$$(\sin \alpha) + (\sin \beta) = -\frac{m \cdot \lambda}{d} \quad (11)$$

$$(n_1 \sin \alpha) - (n_2 \sin \beta) = -\frac{m \cdot \lambda}{d} \quad (12)$$

A továbbiakban fontos eset, amikor a -1 -es rendbe eső diffrakció irányát szeretnénk meghatározni ($m = -1$). Abban az esetben, ha a beeső nyaláb és a -1 -es rendbe diffraktált nyaláb az optikai tengely azonos oldalán helyezkedik el, a diffrakció szöge negatív ($\beta < 0$).

A szinusz függvény paritását tekintve a páratlan függvények csoportjába tartozik, azaz $f(-x) = -f(x)$, így a (12) egyenlet a következőképpen módosul:

$$(n_1 \sin \alpha) + (n_2 \sin \beta) = \frac{\lambda}{d} \quad (13)$$

Az előbb bemutatott példa alapján a különböző rendek irányai a (11), (12) és a 10. ábra ismeretében könnyen meghatározhatók.

3.2 Diffrakciós rácsok hatásfokának meghatározása

Egy DR esetében a beesési szög, a hullámhossz és a rácsállandó meghatározza a kialakuló reflexiós és transzmissziós rendek számát. Egy domborzati rács adott diffrakciós rendre vonatkozó hatásfokának meghatározása csak abban az esetben lehetséges, ha a periodikus struktúrát valamilyen egyszerű modellel helyettesítjük. Az adott renchez tartozó hatásfok meghatározására különböző eljárások léteznek. Ilyen például a C módszer (Chandezon method) [85], az időtartománybeli véges differenciák módszere (IVDM - Finite Difference Time Domain - FDTD)[86], a szigorú csatolt hullám analízis (SzCsHA - Rigorous Coupled Wave Analysis - RCWA) [87], az általánosított forrás módszer (ÁFM-Generalized Source Method - GSM) [88], illetve a C módszer és a GSM keverékeként adódó, görbe vonalú általánosított forrás módszer (Generalized Source Method in Curvilinear Coordinates - GSMCC) [89]. A domborzati rácsok hatásfoka jelentős mértékben függ a rácsfelületen kialakított struktúra típusától (például: bináris, szinuszos, háromszög, fűrészfog), illetve az adott típushoz rendelhető paraméterektől (horonymélység, kitöltési tényező, falmeredekség, dőlésszög). A következő alfejezetekben a diffrakciós hatásfok meghatározására alkalmas módszerek közül a C-módszert és az IVDM eljárást rövid bemutatásra kerül. Mivel az értekezéshez a SzCsHA szorosan kapcsolódik, ezért azt részletesebben is bemutatom.

3.2.1 C módszer

Az eljárás lényegében egy koordináta rendszer megfeleltetése, ami lehetővé teszi egy rendszer leírását konstans együtthatójú, lineáris parciális differenciálegyenletekkel [85]. Az átalakítás után a Maxwell egyenletek a görbe vonalú koordinátákkal rendelkező struktúrákra is megoldhatók. A görbe vonalú koordináták az Euklideszi tér egy speciális leírására használható koordináta rendszernek a pontjai, amely rendszerben egy adott értéket két görbe vonal metszéspontjaként lehet értelmezni. A módszerhez kapcsolódó numerikus eljárások tulajdonképpen egyszerű mátrixműveleteken alapszanak. A módszer segítségével a TE és TM polarizációs irányok egyszerre kezelhetők. A C módszer sekély, formától független periodikus struktúrák esetében alkalmazható, diffrakciós hatások meghatározására szolgáló eljárás. Az eredeti eljárás csak két komponensből felépülő rendszerekre alkalmazható, azonban a továbbfejlesztett C módszer több rétegből álló struktúrákra is használható [90].

3.2.2 Időtartománybeli véges differenciák módszere

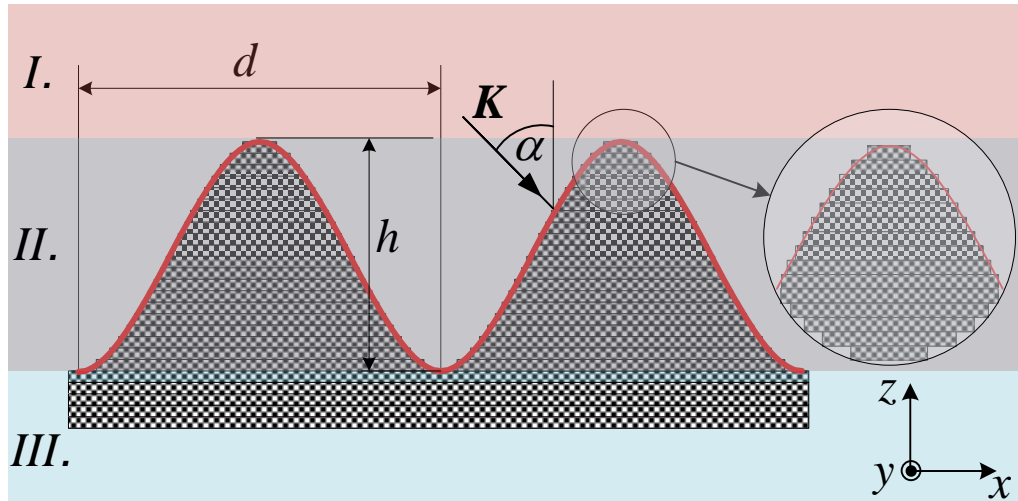
A IVDM a gyakorlatban sok helyen használt eljárás. A módszer tulajdonképpen a Yee féle algoritmuson alapszik [86]. Az algoritmus segítségével közelítő megoldásokat lehet keresni egy véges differenciálegyenletekből álló rendszerre. Az eljárás során a térben és időben lezajló változások egyaránt meghatározhatóak. Egy általános struktúrát minden esetben fel lehet bontani elemi cellák egymásra épülő szerkezetére. Az elemi cella tulajdonságait tekintve egy homogén és izotróp téglatest. Egy periodikus struktúrán való diffrakció esetében a Maxwell egyenletekből alkotott differenciálegyenlet rendszer, a Descartes-féle koordináta-rendszerben használatos alak szerint írható fel az egyes elemi cellákra. Az egyenletek időbeli és térbeli kezelését elkülönítve juthatunk el a numerikus

megoldáshoz. Az IVDM pontosságát az elemi cellák mérete jelentősen befolyásolja. A túlzottan nagy felbontás erőforrás igénye fokozott mértékű, ezért először érdemes kisebb felbontással becslő számításokat végezni. Az IVDM széles körben elterjedt, nagy pontosságú szimulációs szoftverek, mint például a COMSOL vagy az ANSYS alapjául szolgál [91].

3.2.3 Szigorú csatolt hullám analízis

A SzCsHA algoritmus a Maxwell egyenletek numerikus megoldását adja meg arra a modellre, ahol a következő állítások igazak: 1) A vizsgált struktúra ismétlődése periodikus. 2) Két fő komponense a hordozó (substrate), illetve a bevonat (superstrate) homogénnek és izotrópnak tekinthetők.

A különböző alakú domborzati rácsok felfoghatók úgy, mint szeletekre bontott periodikus struktúrák egymásra való rétegzése. Ha a rács egyetlen ilyen szeletből áll, akkor egydimenziós struktúráról beszélünk. Ebben az esetben csak az adott réteg vastagságát, azaz egyetlen dimenzióját van lehetőségünk változtatni. A kétdimenziós esetben a rács meghatározható a karcolatokra vett normális irányú felületen elhelyezkedő mintával (11. ábra). A gyakorlatban használt optikai rácsok nagy része ilyen típusú. Ebben az esetben különböző szélességű, de azonos vastagságú rétegek egymásra ültetésével szabálytalan alakzatokat is lehet modellezni. Egy ilyen példát lehet látni a 11. ábrán. Látható, hogy alacsony rétegszámmal (15-20 db) egy szinusz profilú rács is jól közelíthető.



11. ábra Szeletekre osztott szinusz alakú rácsstruktúra metszete. (SzCsHA) A kinagyított részlet szemlélteti a szeletekkel való közelítés pontosságát.

Az eljárás [87] számtalan numerikus számolás és modell alapját képezi, jelenleg a kereskedelemben kapható szoftverek is használják. A következő bekezdésben a [87]-es hivatkozásban található gondolatmenetet írom le, de a jelöléseket az értekezésben használtakra módosítottam.

Egy hordozóból és egy bevonatból álló struktúra tulajdonképpen három fő területre osztható (11. ábra). Az *I.* terület tisztán a bevonat, a *II.* területen a periodikusan váltakozó bevonat és hordozó, illetve a *III.* terület tisztán a hordozó. Essen α szögben a domborzati rácsra egy EM síkhullám, melynek elektromos térerősség vektora legyen y irányba mutató. Ebben az esetben az elektromos térerősség vektor a rácsok karcolatával egy irányba mutat. Az egyes területekhez tartozó fizikai állandókat az *I.*, *II.*, illetve *III.* szimbólumok jelölik. A kevert terület (*II.*) relatív permittivitása a (14)-es összefüggéssel adható meg.

$$\epsilon(x, z) = \epsilon_{II} + \Delta\epsilon \cdot \cos[K(x \cdot \sin(\varrho) + z \cdot \cos(\varrho))] \quad (14)$$

ϵ_{II} a kevert régió átlagos dielektromos állandója, $\Delta\epsilon$ az amplitúdója a szinuszosan változó relatív permittitásnak, ϱ a rács karcolatainak az y tengellyel közbezárt szöge, és $K = 2\pi/d$, ahol d a rácsállandó. Mindhárom térrész permeabilitása megegyezik a vákuuméval. Az *I.* terület normált hullámamplitúdója

$$E_I = e^{-i(\beta_0 x + \xi_{10} z)} + \sum_m R_j e^{-i(\beta_m x + \xi_{lm} z)}, \quad (15)$$

ahol $\beta_m = k_1 \sin(\alpha) - iK \sin(\varrho)$, $\xi_{lm} = k_l^2 - \beta_m^2$ ($l = I; II$), $k_l = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_2}}{\lambda}$ ($l = I; II; III$), λ a beeső nyaláb vákuumban vett hullámhossza, $i = \sqrt{-1}$, α a beesési szög, R_m a reflektált nyaláb m -dik rendjéhez tartozó normalizált amplitúdó. A transzmisszió után az elektromos tér amplitúdója

$$E_{III} = \sum_m T_m e^{-i(\beta_m x + \xi_{III m}(z-h))}, \quad (16)$$

ahol T_m a transzmisszió után a nyaláb m -dik rendjéhez tartozó normalizált amplitúdó. A köztes részben az elektromos tér amplitúdója

$$E_{II} = \sum_m \hat{S}_m(z) e^{-i(\beta_m x + \xi_{II m} z)}, \quad (17)$$

ahol \hat{S}_m a m -dik rendhez tartozó normalizált amplitúdó a II . területen. Ez az amplitúdó a II . térrészre érvényes hullámegyenlet (18) megoldásával kapható meg.

$$\nabla^2 E_{II} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon(x, z) E_{II} = 0 \quad (18)$$

A GSolver egy SzCsHA-en alapuló, diffrakciós rácsok határfokának meghatározására fejlesztett célszoftver. A modellszámolások során ennek a programnak a segítségével határoztam meg a diffrakciós határfokokat. A GSolver programon belül lehetőségünk van egy, kettő illetve három dimenziós, tetszőleges méretekkkel paraméterezett, domborzati struktúrán létrejövő diffrakciós rendek irányának és határfokának a meghatározására. A szükséges paraméterek, mint rácsállandó, hullámhossz, beesési szög, polarizációs irány,

hordozó és bevonat törésmutatójának megadása után, meg kell szerkeszteni az ismétlődő struktúra profilját. Az alakzat elkészítését egy erre a célra használt menüben (a vásznon) tehetjük meg, ahol választhatunk a paraméterekkel megadható standard alakzatok közül is (például: szinusz, fűrészfog, „blaze”). Egyszerű rajzelemek (háromszög, téglalap, ellipszis, poligon) összevonásával egyedi geometriát is készíthetünk. Ezt követően lehetőségünk van a felbontáshoz használt rétegek számának a megadására. Majd a programot futtatva megkapjuk a létrejövő rendekhez tartozó diffrakciós határfokokat. A legtöbb esetben a megszerkesztett profil méreteinek megváltoztatását nem lehet automatizálni, ebből következően minden egyes változatot manuálisan kell újraserkeszteni. Ezért a változatos struktúrák analizálása az alakzatok újraserkesztése miatt időigényes munka.

A C-módszerrel összehasonlítva megállapítható, hogy ha a SzCsHA esetén a rétegek száma kellő mértékű, akkor a két módszer alacsony relatív hibával hasonló eredményt ad [92]. Az SzCsHA módszert összehasonlítva az IVDM-rel kijelenthető, hogy nem tapasztalható számottevő eltérés a két módszer között [93]. Mivel az időbeli változás vizsgálata nem volt szükséges, illetve az SzCsHA előnye, hogy mély struktúrákra is alkalmazható [94], numerikus számításaimat ennek a módszernek felhasználásával végeztem el.

4 CÉLKITŰZÉSEK

A nagy impulzusenergiát és nagy térerősséget igénylő alkalmazások [16-19] megkövetelik a THz-es impulzusforrások fejlesztést. Alapvető célom, hogy olyan forrást találjak, ami egyszerűen megvalósítható, optikai torzulásoktól mentes, kompakt, illetve a méretek megnövelésével lehetőséget ad az energia és a térerősség felskálázására. A döntött impulzusfrontú gerjesztést, a kontaktrács alapötletét, és a kontaktrács más anyagokkal való kombinálásának lehetőségét megismerve, célul tűzöm ki egy, a gyakorlatban is megvalósítható, LN alapú kontaktrács megvizsgálását, terveinek elkészítését és korlátainak feltárását. Modellszámításaim alapján, a megvizsgált rendszer segítségével elérhető diffrakciós hatásfok 99 %. Azonban, a megvalósításhoz szükséges rácsperiódus, a nagy horonymélység, és az illesztő folyadék szükségessége más alapanyagú KR rendszerek vizsgálatát indokolja.

A ZnTe félvezető optikai tulajdonságai lehetővé teszik a DIFG-t és ennek következtében a KR elrendezést. Az egyszerűbb gyakorlati megvalósítást feltételezve, kutatásaimat a ZnTe alapú KR vizsgálatával folytatom. A ZnTe félvezető 800 nm hullámhosszon kollineáris elrendezésben használható, azonban a hosszabb pumpáló hullámhosszakra nem teljesül a sebességillesztés feltétele. Célom, hogy a ZnTe alapú KR elrendezést megvizsgálva olyan forrást találjak, ahol lehetséges a hosszabb ($\lambda > 1,1 \mu\text{m}$) pumpáló hullámhosszakkal történő gerjesztés. A ZnTe optikai tulajdonságaiból sejthető, hogy kis beesési szöggel rendelkező, esetleg kollineáris KR elrendezés hozható létre, ezért a ZnTe félvezetőt részletes vizsgálatnak vetem alá. Célom, hogy a gyakorlatban könnyen megvalósítható, jó diffrakciós hatásfokkal rendelkező KR elrendezést találjak, ezért különböző rácsprofilokat is megvizsgállok.

A KR elrendezés más, a félvezető iparban gyakran használt anyagokra, mint például a GaAs és GaP is alkalmazható. Egy kollineáris elrendezésű KR előnye, hogy az EO anyag

méretével a THz-es energia egyszerűen skálázható, így célul tűzöm ki a kollineáris elrendezésű KR vizsgálatát a GaAs és GaP anyagok esetében. GaAs anyagnál több pumpáló hullámhosszat is megvizsgállok annak érdekében, hogy optimális elrendezést találjak.

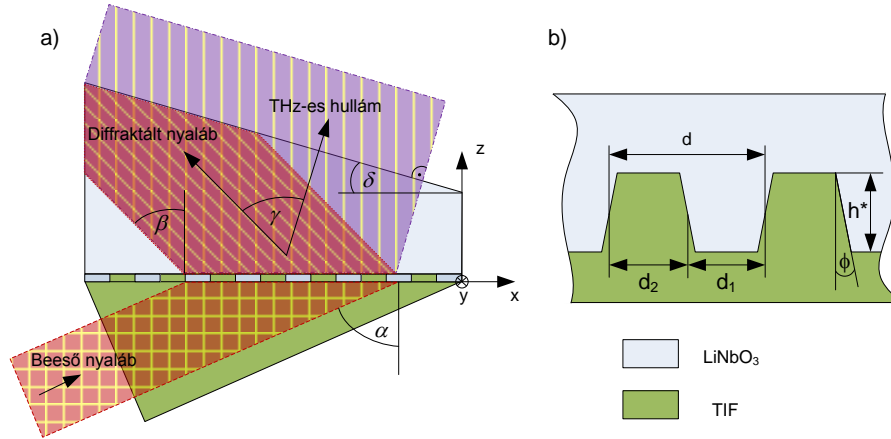
Kutatásaim fő célja extrém nagy energiájú (> 1 mJ) és térerősségű (~ 100 MV/cm), skálázható és kompakt THz-es impulzusforrások létrehozása annak érdekében, hogy újabb és újabb kutatási területeket nyisson a távoli infravörös sugárzásokkal foglalkozó kutatások területén.

TUDOMÁNYOS ÉRDEKMÉNYEK

5 LN ALAPÚ KONTRÁCS

5.1 A törésmutató illesztő folyadék kiválasztása

A kristály alapanyagának és hőmérsékletének helyes megválasztása elengedhetetlen a THz-es impulzusok hatékony keltéséhez. A modellszámításokhoz 100 K hőmérsékletű, magnéziummal (Mg) adalékolt sztöchiometrikus LN kristályt választottam, mivel ebben az esetben az abszorpciós együttható értéke alacsony a THz-es tartományon [69]. A [82]-es hivatkozás szerint a THz-es impulzusok keltése akkor hatékony, ha a pumpáló lézerimpulzus 1030 nm hullámhosszúságú és 500 fs impulzushosszúságú. Ezért a modellszámítások során ezeket a paramétereket vettem figyelembe. A LN 1030 nm-es hullámhosszra vett törésmutatója $n_2 = 2,153$, csoport-törésmutatója $n_{g2} = 2,206$ [67]. A törésmutató értéke 0,64 THz frekvencián $n_{\text{THz}} = 4,827$ [69]. A kontrács belépő felületét különböző típusú törésmutató illesztő folyadékokkal (TIF) töltöttem fel. Az egyes folyadékok releváns tulajdonságait a 2. táblázat tartalmazza. A 12. ábra mutatja a kontrács elrendezés oldalnézeti rajzát. Annak érdekében, hogy a Fresnel reflexióból adódó veszteségek minimalizálva legyenek és lehetséges legyen a nagy beesési szögű pumpálás, meg kell dönteni a belépő (TIF) és a kilépő (LN) felületeket.



12. ábra a) A LN alapú kontaktrács metszeti rajza. b) A kristályfelületen kialakított rács kinagyított részlete.

A sebességillesztés feltétele [78] meghatározza az impulzusfront γ dőlésszögét, ahol

$$\cos(\gamma) = \frac{n_{g2}}{n_{\text{THz}}} . \tag{19}$$

Abban az esetben, ha a pumpálási hullámhossz 1030 nm és a keltett THz-es frekvencia 0,64 THz, ez a szög $\gamma = 62,8^\circ$. Rögzített d rácsállandó mellett, azokhoz az állapotokhoz tartozó beesési szögeket, ahol a sebességillesztés feltétele a -1 rendre teljesül, a (20) és (21) egyenletrendszer megoldásával kapjuk meg.

$$(n_1 \sin \alpha) + (n_2 \sin \beta) = \frac{\lambda}{d} \tag{20}$$

$$\tan(\gamma) = \frac{n_{g1}}{n_{g2}} \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} + \tan(\beta) \tag{21}$$

Ahol λ a pumpáló nyaláb hullámhossza, d a rácsállandó, n_1 a TIF törésmutatója, n_2 a LN törésmutatója, n_{g1} és n_{g2} a csoport-törésmutatók, α a pumpáló nyaláb beesési szöge, β pedig a diffrakció szöge a -1 -es rendre.

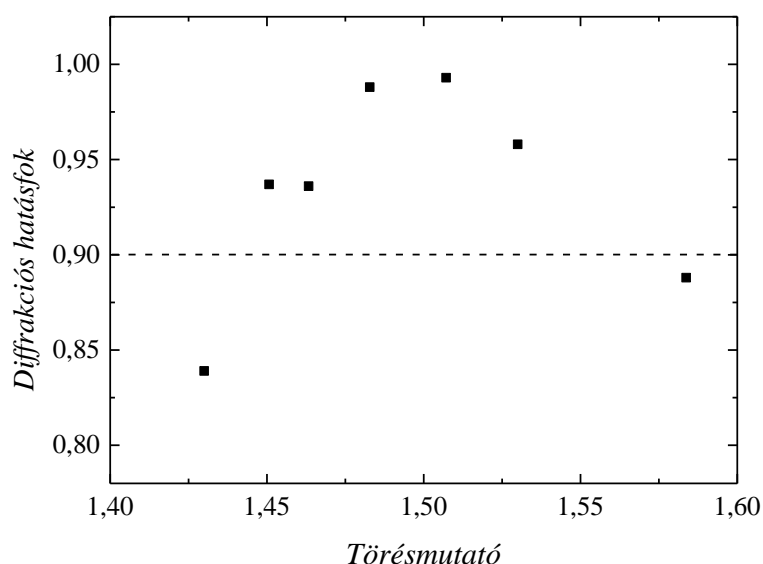
2. táblázat A törésmutató illesztő folyadékok meghatározó paraméterei.

	n_1	n_{g1}	$\alpha(^{\circ})$	η_{\max}
Illesztő folyadék I.	1,40	1,42	86,5	0,374
Illesztő folyadék II.	1,43	1,44	77,7	0,839
SiO ₂ Ömlesztett kvarc illesztő folyadék	1,45	1,46	74,4	0,937
C ₃ H ₅ (OH) ₃ glicerín	1,46	1,47	72,8	0,936
Akril illesztő folyadék	1,48	1,49	70,5	0,988
BK7 (koronaüveg) illesztő folyadék	1,51	1,52	68,0	0,993
Illesztő folyadék III.	1,53	1,54	66,0	0,958
CHBr ₃ Bromoform	1,58	1,59	62,0	0,888

A modellszámítás első lépéseként olyan TIF-ot kerestem, ahol a diffrakciós hatásfok értéke maximális. Ömlesztett kvarc esetében 90%-os hatásfokot lehet elérni [84], ezért a modellszámításokat az ömlesztett kvarc törésmutatójához közel eső TIF-okkal kezdtem. Rácsállandónak csak olyan érték választható, amely a rácsegyenlet mellett a sebességillesztés feltételét is kielégíti a -1 -es rendre. Azaz a (20)-as és (21)-es összefüggések egyszerre teljesülnek. Mindkét egyenlet függ a kiválasztott TIF törésmutatójától. Három különböző rácsállandóra is elvégeztem a modellszámításokat (0,35 μm ; 0,4 μm ; 0,45 μm). A kapott eredmények azt mutatják, hogy a rácsállandó értékének növelésével a diffrakciós hatásfok értéke minden megvizsgált TIF esetében csökken. A vizsgált esetekben a rácsállandó értékének csökkentésével az adott TIF-hoz tartozó α beesési szög értéke nő, így a rácsállandó alsó korlátja $d = 0,35 \mu\text{m}$. A továbbiakban azt az esetet tárgyalom, ahol $d = 0,35 \mu\text{m}$. A rácsállandó rögzítése mellett a -1 -es rend diffrakciós szöge is állandó értéket vesz fel $\beta = 45,9^{\circ}$. Annak érdekében, hogy a keltett THz-es sugárzás merőleges legyen a kilépő felületre, a LN felületét δ szöggel meg kell dönteni. A szög nagysága minden TIF esetében $\delta = \gamma - \beta = 16,9^{\circ}$, irányát a 12. ábra mutatja. A THz-es nyaláb merőleges beesése minimalizálja a Fresnel veszteséget és megszünteti az esetleges szögdiszperziót. A diffrakciós hatásfokok értékét a GSolver szoftver segítségével határoztam meg, amely a SzCsHA-t alkalmazza. A SzCsHA

segítségével a mély struktúrájú domborzati rácsok adott rendjéhez tartozó diffrakciós hatások kiszámolható [94]. A kapott eredmények ismeretében a TE polarizáció minden esetben magasabb diffrakciós hatásfokot eredményezett, mint a TM polarizáció. Ezért az értekezésben csak a TE polarizációra kapott eredményeket mutatom be.

A 2. táblázat összegzi a numerikus számolások eredményeit. Ismerteti azoknak a TIF-oknak a törésmutatóit, melyeket illesztő folyadékként használtam a kontaktrács belépő felületén. A különböző esetekben elérhető diffrakciós hatások maximumokat és az azokhoz tartozó beesési szögeket szintén a 2. táblázat foglalja össze. Az immerziós folyadékokat a Cargille-Sacher laboratóriuma által forgalmazott termékekből választottam. Látható, hogy a TIF törésmutatójának növelésével a maximális esethez tartozó α beesési szög csökken.



13. ábra A különböző típusú TIF-kal elérhető diffrakciós hatások maximumok a törésmutató függvényében.

A bináris rácsok hatékonysága erősen függ a felületen kialakított struktúra geometriai arányaitól. Ezt az arányt az $f = \frac{d_1}{d}$ kitöltési tényező és a h horonymélység határozza meg (12. ábra). Az optimalizálás során ezeket a paramétereket a 0,05-0,99 tartományon változtattam. Minden esetben olyan bináris profilt alkalmaztam, ahol a horony falának a

meredeksége nulla fok ($\phi = 0^\circ$). Minden egyes esetben meghatároztam azt az $f - h$ párost, amelyik a legmagasabb diffrakciós hatásfokot eredményezte. A 13. ábra a törésmutató függvényében mutatja az optimális esetekben elérhető diffrakciós hatásfokokat. Látható, hogy a 1,45 – 1,55 törésmutató tartományon a diffrakciós hatásfok értéke magasabb, mint 90%. A BK7 TIF esetében ez az érték eléri a 99%-ot. A következő alfejezetben bemutatom BK7 TIF-kal kombinált LN alapú kontaktrács elrendezés részletes elemzését.

5.2 A BK7 törésmutató illesztő folyadékkal feltöltött kontaktrács részletes vizsgálata

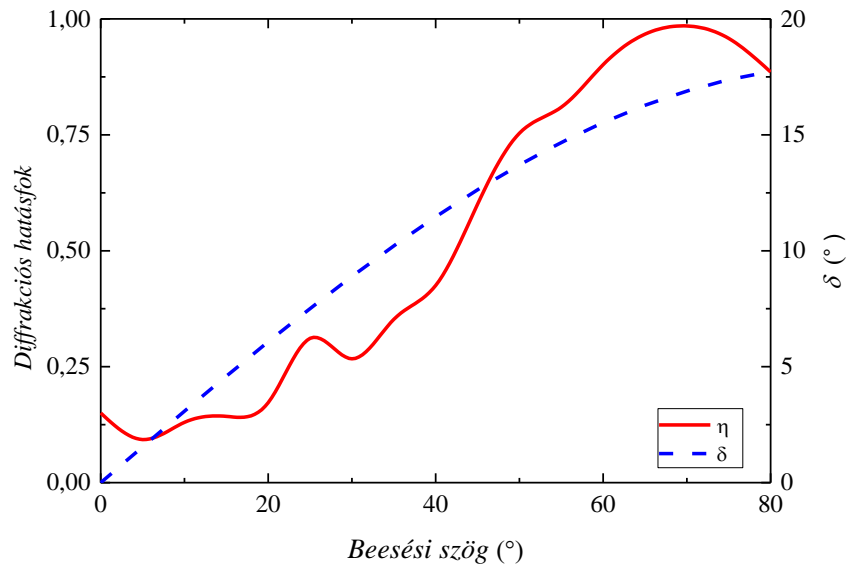
Az optimalizálási eljárás első lépéseként a (20)-as és (21)-es egyenleteket felhasználva meghatároztam az $\alpha = 0 - 80^\circ$ beesési szögekhez tartozó, a sebességillesztés feltételét kielégítő d rácsállandók és β diffrakciós szögek értékét (3. táblázat). A GSolver-t alkalmazva kiszámítottam a diffrakciós hatásfokokat minden egyes f kitöltési tényező és h horonymélység párosnál. A kapott eredmények közül a maximális értékek a 3. táblázatban olvashatók.

3. táblázat Paraméterek és diffrakciós hatásfokok a BK7 TIF-kal párosított LN alapú kontaktrács esetében.

$\alpha(^{\circ})$	$d(\mu\text{m})$	$\beta(^{\circ})$	$\delta(^{\circ})$	η_{max}
0	0,538	62,8	0,0	0,15
5	0,510	61,2	1,6	0,09
10	0,486	59,7	3,1	0,13
15	0,464	58,1	4,7	0,14
20	0,445	56,6	6,2	0,17
25	0,428	55,2	7,6	0,31
30	0,414	53,8	9,0	0,27
35	0,401	52,4	10,4	0,35
40	0,389	51,2	11,6	0,43
45	0,379	50,0	12,8	0,60
50	0,371	48,9	13,9	0,75
55	0,364	47,9	14,9	0,81
60	0,358	47,0	15,8	0,90
65	0,353	46,3	16,5	0,97
70	0,348	45,6	17,2	0,98
75	0,345	45,1	17,7	0,96
80	0,343	44,8	18,0	0,89

A 14. ábra mutatja az η_{max} diffrakciós hatásfok maximum és a δ ékszög α beesési szögtől való függését. A $65^\circ - 75^\circ$ -os beesési szögtartományon elérhető diffrakciós hatásfok értéke

magasabb, mint 95%. A diffrakciós hatások maximális értékét 68° -nál veszi fel, ami lényegesen kisebb a Littrow szögnél (jelen esetben ennek értéke $82,7^\circ$).



14. ábra A piros-folytonos vonal a diffrakciós hatásfokot, a kék-szagatott vonal pedig a LN ékszögét mutatja a pumpáló nyaláb beesési szögének függvényében.

Abban az esetben, ha az illesztő folyadék levegővel érintkező felülete párhuzamos a rácsfelülettel, az α beesési szög értéke nem lehet nagyobb, mint az $\alpha_h = 41,5^\circ$ határszög. A megvalósíthatóság érdekében javasolt a TIF belépő felületét a rácsfelülethez képest α szöggel megdőnteni, amint azt a 12. ábra is mutatja. Ezzel a módszerrel lehetséges a tetszőleges α szögben való pumpálás, illetve a pumpáló nyaláb merőleges belépése a levegő-TIF határfelületen minimalizálja a Fresnel veszteségeket.

5.2.1 Diszperziós együtthatók kiszámítása

A belépő felület α szöggel való megdőntése miatt, a nyaláb szélső részei különböző úthosszakat tesznek meg a TIF-ban. A pumpáló impulzus időbeli változását a [95]-ös hivatkozás (1.125). összefüggése írja le:

$$\tau_G = \tau_{G0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_d}\right)^2}, \quad (22)$$

ahol τ_G és τ_{G0} a megnyúlt és az eredeti transzformáció limitált pumpáló impulzushossz,

$$z = 2r \tan(\alpha) \quad (23)$$

a maximális útkülönbség a TIF-ban, r a pumpáló nyaláb sugara, és

$$L_d = \frac{\tau_{G0}^2}{2 \cdot |k_l''|} \quad (24)$$

a karakterisztikus diszperzió hossz.

$$k_l'' = \left(\frac{\lambda}{2\pi \cdot c} \right) \cdot \frac{1}{c} \cdot \left(\lambda^2 \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \right) \quad (25)$$

a csoportsebesség diszperzió (CsSD) paraméter és c a fény terjedési sebessége vákuumban.

Ahhoz, hogy megbecsüljem a CsSD hatásából adódó pumpáló impulzus kiszélesedését, a következő paramétereket vettem figyelembe: $r = 5$ mm, $\alpha = 68^\circ$, $\tau_{G0} = 500$ fs és $\lambda = 1030$ nm. A pumpáló impulzus hosszának kiszélesedése $\Delta\tau = \tau_G - \tau_{G0} = 0,02$ fs, ami elhanyagolható. Így a TIF belépő felületének megdöntése egy lehetséges módszer a nagy beesési szögek használatára.

Másrészről a LN kilépő felületét célszerű δ szöggel megdönteni annak érdekében, hogy minimalizálva legyen a THz-es nyaláb kicsatolásakor keletkező Fresnel reflexió. Azonban a döntött felület miatt, a diffraktált nyaláb radiális irányban vett részei különböző keltési hosszakat tesznek meg, ami szögdiszperziót eredményez. A szögdiszperzió pedig növeli a CsSD értékét [96]. Másrészről, ezt a hatást a [82] referenciában egy 10 mm vastag, plánparalel felületekkel rendelkező LN-ra megvizsgálták. A THz-es kicsatoló-felület $\delta = 16,9^\circ$ -os szöggel való megdöntése $\pm 1,5$ mm útkülönbséget okoz, ami nem változtatja meg jelentősen a kiszámított THz-es impulzushosszat és a THz keltés hatásfokát.

Mivel a pumpáló impulzus kiszélesedése arányos a nyaláb r sugarával, ezért ez a hatás korlátozza az alkalmazható nyaláb X irányú méretét (12. ábra). Azonban a pumpáló nyaláb foltmérete az Y irány mentén (a karcolatok irányában) tetszőlegesen megnövelhető, mivel az nincs hatással az impulzus kiszélesedésére. A becsatolási felület méretének

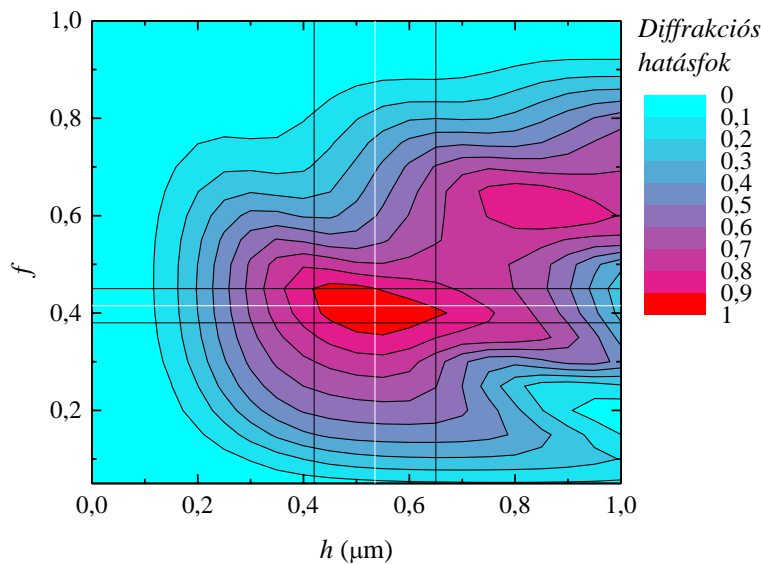
növelése egy lehetséges módszer a nagyobb pumpáló energia használatára. A [82]-es hivatkozás 4.a) grafikonja alapján, $\tau_{G0} = 500$ fs impulzushosszúságú és 20 GW/cm^2 átlagos intenzitású pumpálással a THz keltés hatásfoka 8,4 %. Kör keresztmetszetű, $r = 5$ mm sugarú pumpáló nyaláb esetén, 8,4 mJ pumpáló energiából 0,67 mJ energiájú THz-es impulzusok kelthetők. Ezek alapján, egy Y irányban kissé megnyújtott pumpáló nyalábbal (elliptikus keresztmetszetű nyaláb, ahol a hosszabb féltengely $2r$, a rövidebb r hosszúságú) az elérhető THz-es energia nagyobb, mint 1,3 mJ.

Abban az esetben ha a pumpáló teljesítmény $P_{\text{pump}} = 2,9 \cdot 10^{10} \text{ W}$ nagyobb, mint a kritikus teljesítmény $P_{\text{critical}} = 2,6 \cdot 10^6 \text{ W}$, a nagy intenzitású pumpálás önfokuszálást eredményezhet a TIF-ban [36]. Annak érdekében, hogy megbecsüljem az önfokuszálás hatását, kiszámítottam a z_{sf} önfokuszálási távolságot. A BK7 TIF NL törésmutatója nem ismert érték, ezért a benzol NL törésmutatójával helyettesítettem, mivel a két anyag többi optikai tulajdonsága nagyon hasonló. Az eredmények azt mutatják, hogy a pumpáló nyaláb kristályban vett úthossza $z = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ lényegesen rövidebb, mint az önfokuszálás távolsága $z_{\text{sf}} = 1,1 \text{ m}$.

5.2.2 A rácsprofil hatása a diffrakciós hatásfokra

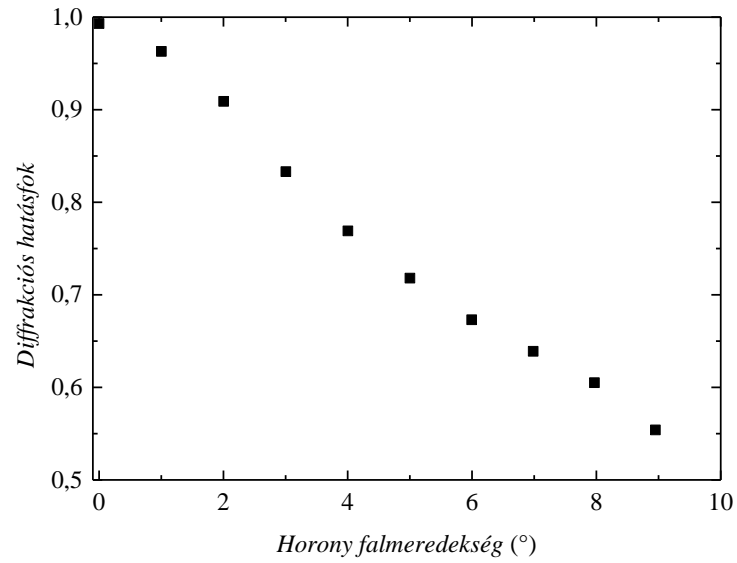
Különböző szárazmaratási technológiákkal, mint például a mély reaktív ion maratás (DEEP,RIE) a LN kristály felületén létrehozható egy periodikus, szub-mikrométer méretű rácsprofil [97]. A gyártási technológia befolyásolja, esetenként korlátozza a tervezett rácsparamétereket. A 12. ábra jelölései szerinti d_1 gerincszélesség, h horonymélység és ϕ falmeredekség, adott toleranciával valósítható meg. Ezért meghatároztam azokat a tartományokat, ahol a diffrakciós hatásfok értéke kellően magas. (A veszteség kevesebb, mint 10%.) A 15. ábra mutatja a diffrakciós hatásfokot a kitöltési tényező és a horonymélység függvényében. Látható, hogy nagyon jó tulajdonságú rácsot lehet létrehozni

a paraméterek széles tartományon való változtatása mellett. A számolások szerint a hatásfok nagyobb, mint 90%, ha a rácsparaméterek értéke $h = 0,43 - 0,65 \mu\text{m}$ és $f = 0,38 - 0,45$. A kapott eredmények konzisztensek a [98] referencia elméletével. A maximális hatásfok közelében kialakított struktúra a kitöltési tényezőre négyszer érzékenyebb, mint a horonymélységre. A megmunkálási méretek toleranciával kiegészítve a következő értékeket veszik fel: gerinc-szélesség $d_1 = 0,145 \pm 0,013 \mu\text{m}$, horonymélység $h = 0,54 \pm 0,11 \mu\text{m}$.



15. ábra Diffrakciós hatásfok a kitöltési tényező és a horonymélység függvényében

A horony falmeredeksége ϕ (12. ábra) a harmadik tényező, amely hatással van a LN domborzati rács diffrakciós hatásfokára. Meghatároztam a horony falmeredekségének a diffrakciós hatásfokra gyakorolt hatását abban a speciális esetben, amikor a kitöltési tényező $f = 0,4$ és a horonymélység $h = 0,5 \mu\text{m}$. Az eredmények azt mutatják, hogy a falmeredekség szögének növelésével a diffrakciós hatásfok csökken (16. ábra). Másrésztől azonban, a DRIE-ICP gyártási technológia [99] lehetővé teszi olyan rácsok készítését, ahol a horony falmeredeksége kisebb, mint 5° . A horony falának meredeksége jelentősen befolyásolja a diffrakciós hatásfokot, 5° -os szögnél 25%-os a veszteség.



16. ábra Diffrakciós hatásfok a horony falmeredekségének függvényében.

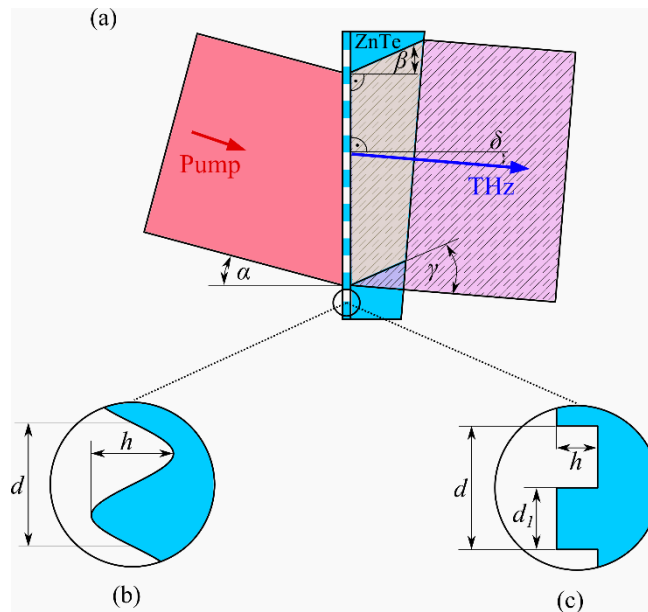
Összefoglalva, megállapítható, hogy a BK7 TIF-kal kombinált LN alapú kontaktrács a gyakorlatban megvalósítható, de a megmunkálások bizonytalansága jelentősen ronthatja a tervezett rács diffrakciós hatásfokát.

6 FÉLVEZETŐ ALAPÚ KONTAKTRÁCS

Nagyenergiájú THz-es forrás alapanyagaként az összetett félvezetők egy csoportja is használható [75,100]. Ilyen félvezető például a GaAs, a GaP és a ZnTe is. Ezek az anyagok szintén alkalmasak optikai egyenirányításra, így a döntött impulzusfrontú elrendezésnél is jól felhasználhatóak [50,63,75,101]. Kutatásomat ezen anyagokra is kiterjesztettem. Az 1. táblázat a vizsgált félvezetők optikai tulajdonságait is bemutatja. Látható, hogy a NL együttható értéke jelentősen alacsonyabb, mint a LN kristályé, azonban a kisebb törésmutató értékek miatt a szükséges fázisillesztés szöge is jóval kisebb. A következő alfejezetekben bemutatom a félvezető anyagok kontaktrácsként való alkalmazásának lehetőségét.

6.1 ZnTe alapú kontaktrács rendszer

A ZnTe összetett félvezető felhasználásával egy nagyon egyszerű felépítésű, kontaktrács technológián alapuló THz-es forrás készíthető. Egy ilyen elrendezés sematikus rajzát mutatja be a 17. ábra. Felépítését tekintve egyetlen elemből álló, ék alakú ZnTe hasáb, melynek belépő felületén domborzati rács van kialakítva. Mivel a ZnTe THz-es tartományra vett törésmutatója mérsékelt ($n_{THz} = 3,17$), ezért ebben az esetben nem szükséges a belépő felület TIF-kal való kombinálása, mint ahogy azt a LN esetében láthattuk [84,102]. A felületen kialakított domborzati rács típusától függően különböző gyártási technológiát célszerű alkalmazni. Szinusz profil (17. ábra (b)) esetében lézeres abláció [103], bináris profil esetében (17. ábra (c)) pedig ionmaratás [104] alkalmazásával hozható létre a megtervezett struktúra.



17. ábra (a) ZnTe alapú kontaktrács metszeti rajza. (b) szinusz profil (c) bináris profil

A 17. ábra (a) bal oldalán látható a kontaktrácsra eső pumpáló nyaláb, melynek beesés szöge α . A diffraktált nyaláb β diffrakciós szögben terjed a ZnTe hasámban. Merőleges pumpálás esetén két szimmetrikus diffrakciós rend (± 1), nem merőleges pumpálás esetén pedig csak a (-1) rend szolgál a THz sugárzás keltésére. A keltett THz-es sugárzás terjedési iránya merőleges a diffraktált nyaláb döntött impulzusfrontjára és $\delta = \gamma - \beta$ szöget zár be a rács normálisával, ahol γ a pumpáló impulzusfront dőlésszöge.

Annak feltétele, hogy 1) a THz-es nyaláb ZnTe hasámból való kilépésekor létrejövő Frsenel reflexió minimalizálva legyen, 2) illetve hogy elkerüljük a kilépésekor létrejövő szögdiszperziót a kilépőfelület és a THz-es nyaláb terjedési irányának merőlegessége. Ennek érdekében a ZnTe hasáb kilépőfelületét a rácsfelülethez képest δ ékszöggel meg kell dönteni.

A sebességillesztés feltétele meghatározza γ -t, az impulzusfront dőlésszögét, amely a (19) összefüggésből számolható. Ahol $n_{g2} = n_2 - \lambda \frac{dn_2}{d\lambda}$ a ZnTe pumpáló hullámhosszra vett csoport-törésmutatója, n_2 és n_{THz} pedig a törésmutatók a pumpáló hullámhosszra, illetve a THz-es frekvencia tartományra. A domborzati rács biztosítja a megfelelő mértékű

szögdiszperziót $\left(\frac{d\beta}{d\lambda}\right)$ ahhoz, hogy a (19)-es összefüggés által megadott sebességillesztés feltétele teljesüljön. A szögdiszperzió és az impulzusfront dőlésszöge közötti kapcsolatot adja meg a (26)-os összefüggés, melynek részletes magyarázata a [96]-os hivatkozásban található.

$$\tan(\gamma) = \frac{n_2}{n_{g2}} \cdot \lambda \cdot \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (26)$$

Egy adott d rácsállandóhoz tartozó α beesési szöget (az $n_1 = 1$ esetben) a

$$(\sin \alpha) + (n_2 \sin \beta) = \frac{\lambda}{d} \quad (27)$$

(−1)-es rendre érvényes rácsegyenlet megoldása adja. Ameddig külön nincs jelölve, a továbbiakban mindig a (−1)-es diffrakciós rend értendő a számolások során.

6.2 A numerikus számolások eredménye

Annak érdekében, hogy meghatározzam a diffrakciós hatásfokokat a GSolver szoftvert használtam. A szoftver által alkalmazott apparátust az erről szóló fejezetben ismertettem, ezért jelen esetben eltekintek ennek részletes bemutatásától.

Mivel a domborzati rácsok diffrakciós hatásfokát jelentősen befolyásolja a kialakított struktúra alakja (vonalvezetése) [94,105], ezért a modellszámolások alkalmával különböző eseteket vettem figyelembe. Szinusz és bináris rácsprofil esetében, különböző pumpáló hullámhosszakot alkalmazva meghatároztam a diffrakciós hatásfokokat. A numerikus számolások során a TE és a TM polarizációt is megvizsgáltam, azonban az eredmények azt mutatják, hogy a TE polarizáció esetében nagyobb diffrakciós hatásfok érhető el. Ezért a továbbiakban csak a TE polarizációhoz tartozó eredményeket mutatom be.

Abban az esetben, ha a pumpáló nyaláb hullámhossza hosszabb, mint 1,1 μm , csak a harmad- és annál magasabb rendű, több-fotonos abszorpció lesz effektív, mivel a ZnTe tiltott

sávjához tartozó energiakülönbség 2,26 eV [106,107]. Ezért, csak hosszabb pumpáló hullámhosszakat vettem figyelembe ($\lambda > 1,1 \mu\text{m}$). Három hullámhossz értéket alkalmaztam a számolások során: $\lambda = 1,46 \mu\text{m}$, $1,56 \mu\text{m}$ és $1,7 \mu\text{m}$. A hullámhosszak megválasztásakor a következő tulajdonságokat vettem figyelembe: 1) $1,46 \mu\text{m}$ –nél található a háromfotonos abszorpciós együttható helyi minimuma [107], 2) $1,56 \mu\text{m}$ a széles körben alkalmazott ER-adalékolt lézer hullámhossza, 3) $1,7 \mu\text{m}$ hullámhossznál már csak a négy-fotonos, illetve ennél magasabb rendű abszorpciók jöhetnek létre [107]. A 4. táblázat tartalmazza a kiválasztott hullámhosszakhoz tartozó legfontosabb optikai tulajdonságokat.

4. táblázat Törésmutató, csoport-törésmutató, fázisillesztett impulzusfront dőlésszöge 1THz frekvencián és a legalacsonyabb rendű multi foton abszorpció, amely adott hullámhossznál létrejön a ZnTe-ban.

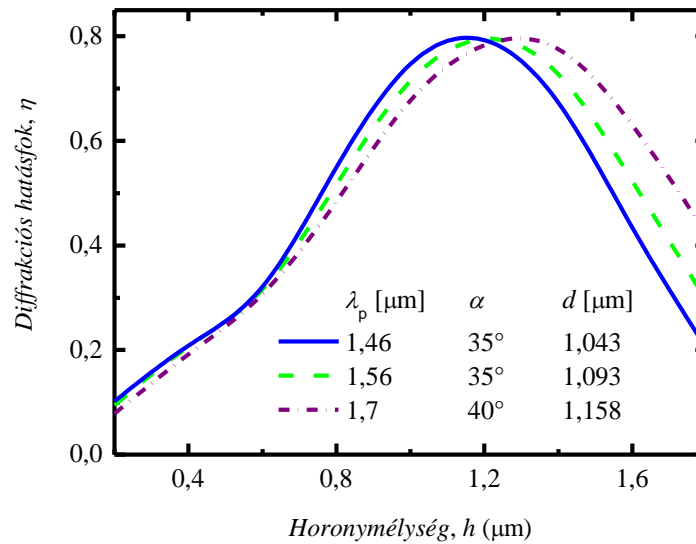
λ (μm)	n_2 (λ)	n_{g2} (λ)	γ	abszorpció
1,46	2,738	2,822	27,96°	3FA
1,56	2,733	2,806	28,58°	3FA
1,7	2,727	2,788	29,27°	4FA

6.2.1 Szinusz profilú kontaktrács

Egy szinusz rácsprofil két paraméter segítségével egyértelműen meghatározható. Ezek a d rácsállandó és a h horonymélység (17. ábra (b)). Annak érdekében, hogy adott λ pumpáló hullámhosszak esetében meghatározzam a diffrakciós határfokok maximumát, a beesés szögét α -t és a horony mélységét, h -t változtattam. Az egyes λ hullámhosszak és α beesési szögek esetében a (19,26,27)-es egyenletek megoldásával meghatároztam azokat a d rácsállandókat, ahol a sebességillesztés feltétele teljesül.

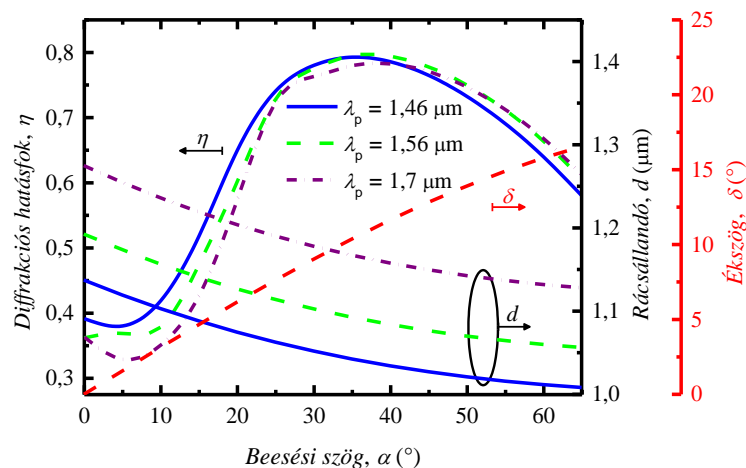
A 18. ábra különböző hullámhosszak esetében mutatja a kiszámolt diffrakciós határfokot a h horonymélység függvényében, ahol h értéke $0,2 - 1,8 \mu\text{m}$ intervallumon változik. Az ábrázolásnál az α szög kiválasztását az indokolta, hogy ezekben az esetekben

volt maximális a diffrakciós hatásfok az adott pumpáló hullámhosszon. Az ábrán jól látható, hogy a diffrakciós hatásfok érzékenyen függ a horonymélységétől. A maximális hatásfok érték egyértelműen meghatározható, $h \approx 1,2 \mu\text{m}$ esetben megközelítőleg 80 %.



18. ábra Diffrakciós hatásfok a horonymélység függvényében.

A 19. ábra különböző hullámhosszak esetén mutatja az η diffrakciós hatásfokot, a d rácsállandót és a δ ékszöget az α beesési szög függvényében. Minden egyes α beesési szög és λ hullámhossz esetében a h horonymélység optimalizálva van a diffrakciós hatásfok maximumára. A legnagyobb diffrakciós hatásfok az $\alpha = 35^\circ - 40^\circ$ szögtartományon érhető el, ami jó közelítéssel 80%.



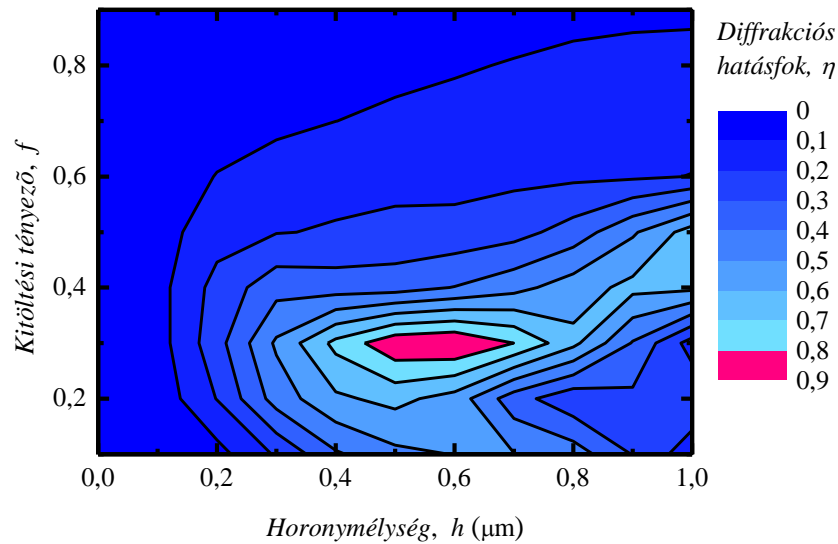
19. ábra Diffrakciós hatásfok maximumok, rácsállandó és ékszög a beesési szög függvényében. (szinusz rácsprofil)

6.2.2 Bináris profilú kontaktrács

Egy bináris rácsszerkezetet a d rácsállandó, d_1 gerincszélesség, és a h horonymélység paraméterek egyértelműen meghatározzák (17. ábra (c)). Célszerű bevezetni a $f = \frac{d_1}{d}$ kitöltési tényezőt, mert a numerikus számolásokat és az összehasonlítást is leegyszerűsíti. A szinusz profil esetében elvégzett modellszámításokhoz hasonlóan, a bináris struktúra esetében is meghatároztam a kiválasztott hullámhosszakhoz tartozó azon optimális f , h és α paramétereket, ahol a diffrakciós hatásfok maximális. Egy adott λ és α értékekhez tartozó, a sebességillesztés feltételét kielégítő rácsállandót a (19,26,27)-es összefüggések megoldásával határoztam meg.

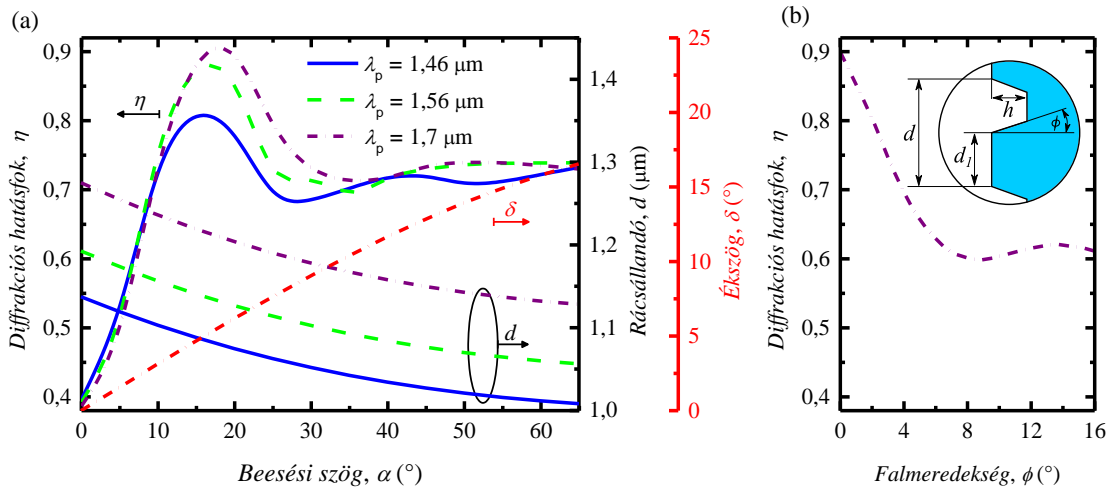
A 20. ábra a $\lambda = 1,7 \mu\text{m}$ pumpálóhullámhossz, $d = 1,211 \mu\text{m}$ rácsállandó és $\alpha = 17,5^\circ$ beesési szöghöz tartozó diffrakciós hatásfokokat mutatja az f kitöltési tényező és h horonymélység függvényében. Az $\alpha = 17,5^\circ$ beesési szöghöz tartozó eset ábrázolását indokolja, hogy a megvizsgált esetek közül itt volt a diffrakciós hatásfok értéke maximális, ami megközelítőleg 90%. Ebben az esetben a kitöltési tényező és a horonymélység értékei $f = 0,25 - 0,35$, illetve $h = 0,45 - 0,65 \mu\text{m}$. Az ékszög értéke pedig $\delta = 5,4^\circ$, ami

megközelítőleg fele akkora, mint a szinusz profilú kontaktrács esetében. A diffrakciós hatások maximális tartomány közelében kétszer érzékenyebb a d_1 gerincszélességére, mint a h horonymélységére.



20. ábra Diffrakciós hatások a kitöltési tényező és a horonymélység függvényében. $d = 1,211 \mu\text{m}$ $\lambda = 1,7 \mu\text{m}$, $\alpha = 17,5^\circ$

Annak érdekében, hogy jobban áttekinthető legyen a bináris rácspromil viselkedése, a 21. ábrán ábrázoltam a különböző esetekhez tartozó hatásfokmaximumokat a beesési szög függvényében. A különböző hullámhosszakhoz tartozó görbék minden egyes pontja egy optimális $f - h$ paraméterpárhoz kapcsolódik. A különböző esetekhez tartozó rácsállandókat és ékszögeket szintén a 21. ábrán mutatom be. A maximálisan elérhető hatásfokhoz szükséges beesési szög értéke az $\alpha = 15^\circ - 18^\circ$ intervallumon helyezkedik el. Az elérhető hatásfok maximális értéke a pumpáló hullámhossz növelésével emelkedik (20. ábra). Ha a pumpáló hullámhossz $\lambda = 1,7 \mu\text{m}$, akkor a diffrakciós hatásfok értéke eléri a 90%-ot (20. ábra).



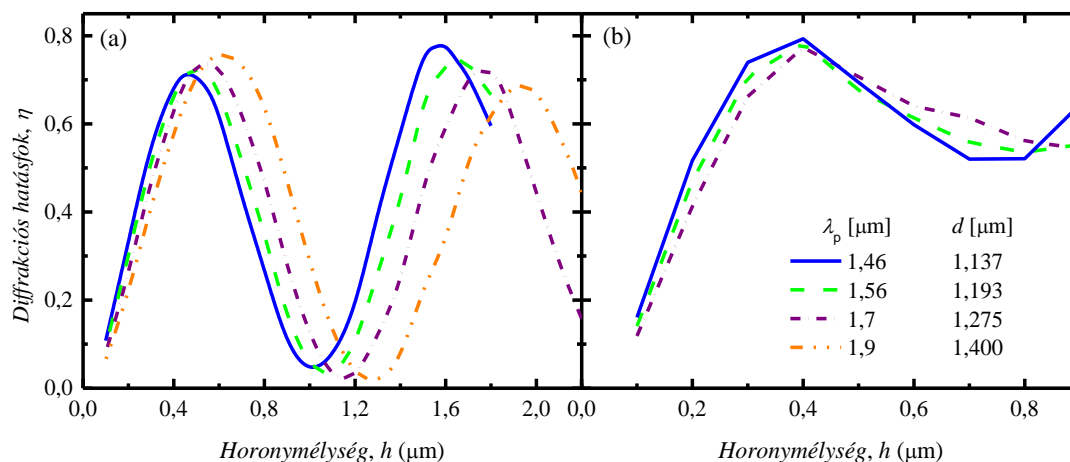
21. ábra (a) Diffrakciós hatásfok maximumok, rácsállandó és ékszög a beesési szög függvényében (bináris rácsprofil) (b) diffrakciós hatásfok a horony falmeredekségének függvényében

Fontos megjegyezni, hogy a bináris rács falmeredeksége hatással van az elérhető diffrakciós hatásfok értékére (21. ábra (b)). Ezért meghatároztam a diffrakciós hatásfokok értékét azokban az esetekben, ahol a fal meredeksége ϕ szöggel tér el a merőlegeshez képest. Jól látható, hogy a fal meredekségének 5° -os megváltozása esetén, a hatásfok 90%-ról 60%-ra csökken. A kialakított bináris struktúra ϕ falmeredeksége fokozott hatással van az elérhető hatásfokra, így a gyártás során különös figyelmet kell fordítani arra, hogy a meredek falak az előnyösek.

6.2.3 Kollineáris elrendezés

Abban az esetben, ha a pumpáló nyaláb merőleges beesésű ($\alpha = 0^\circ$), mindkét diffrakciós rend (± 1) kielégíti a sebességillesztés feltételét [108]. Így mindkét rend kelt THz-es nyalábot, ahol a THz-es hullámfrontok párhuzamosak lesznek egymással és a kilépő felülettel egyaránt. Egy ilyen szimmetrikus struktúra előnye, hogy plánparalel ($\delta = 0^\circ$) ZnTe hordozó alkalmazható, ami lényegesen leegyszerűsíti az elrendezést. Nem szabad figyelmen kívül hagyni azt a tényt, hogy a két diffraktált nyaláb interferenciája a pumpáló

intenzitás térbeli változásához vezet. Másrészt azonban az interferencia vonalak távolsága jóval kisebb, mint a THz-es nyaláb hullámhossza, ezért ez az effektus nem zavaró.



22. ábra Merőleges beesésnél, különböző hullámhosszakon, a (± 1) -es rendbe eső diffrakciós hatásfokok összege a horony mélységének függvényében. (a) szinusz profil (b) bináris profil

A (± 1) -es rendbe eső diffrakciós hatásfokok összege a szinuszos és a bináris profil esetében egyaránt megközelíti a nem merőleges beesésnél elérhető maximális értékeket. Szinusz profil esetében merőleges pumpálást alkalmazva az elérhető hatásfok maximuma $1,46 \mu\text{m}$ hullámhosszon 80% (22. ábra). Azonban ebben az esetben a horony mélysége $h = 1,6 \mu\text{m}$, ami gyártástechnológiai szempontból komoly kihívást jelent. Ábrázolva a diffrakciós hatásfokok összegét a horonymélység függvényében (22. ábra) látható, hogy több szélsőértékpont is létrejön. A jóval sekélyebb profilt eredményező $h = 0,6 \mu\text{m}$ horonymélység is kellően nagy hatásfokot mutat. A sekélyebb profil könnyebb megmunkálhatóságot is jelent egyben. A hatásfok értéke a maximumhoz képest megközelítőleg 10%-os eltérést mutat, ami a megvalósíthatóságot figyelembe véve nem számít komoly veszteségnek. A többi hullámhosszra vett eset is hasonló viselkedést mutat, ami diffrakciós hatásfok szempontjából 70% – 80% közötti értéket jelent.

Bináris esetben a megvizsgált hullámhosszakon a két rend hatásfokának összege eléri a 80%-ot (22. ábra). A maximális hatásfok eléréséhez szükséges optimális horonymélység $h = 0,4 \mu\text{m}$, ami előnyt jelent a nem merőleges beeséshez képest, ahol optimális esetben $h = 0,6 \mu\text{m}$ (20. ábra).

6.2.4 Várható teljesítmény és korlátai

A javaslat szerinti ék alakú ($\delta \neq 0$) ZnTe szubsztrátot használva a Fresnel reflexió minimalizálható és elkerülhető a THz-es nyaláb szögdiszperziója a kilépő felületen. Nagyméretű pumpa nyaláb esetében transzverzális irányban, a terjedési hosszúságok értéke változó nagyságú lesz a ZnTe belsejében. Ennek következtében az impulzushosszak transzverzális irányban változó hosszúságúak lesznek. Ezért célszerű megvizsgálni ennek az effektusnak a nyaláb sugarától való függését. A nyaláb két oldala között létrejövő terjedési különbség a geometriai megfontolások alapján levezetett (28)-as egyenlet segítségével adható meg.

$$Z = 2r \cdot \frac{\sin \delta}{\cos(\alpha) \cdot \cos(\delta + \beta)} \quad (28)$$

A beeső pumpáló nyaláb Fourier-limitált impulzushossza τ_{G0} a terjedés során megváltozik, ahol a meghosszabbodott impulzus időtartama [95]

$$\tau_G = \tau_{G0} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{L_d}\right)^2}. \quad (29)$$

$L_d = \frac{\tau_{G0}^2}{2|k_l''|}$ a karakterisztikus diszperziós hossz, $k_l'' = \frac{\lambda^2 D}{2\pi c}$ a csoportsebesség diszperziós együtthatója, c pedig a fénysebesség. Az anyagi diszperzió mellett a szögdiszperzió is befolyásolja a csoportsebesség diszperzió értékét [96]

$$D = \frac{\lambda}{c} \cdot \left[n_2 \left(\frac{d\beta}{d\lambda} \right)^2 - \frac{d^2 n_2}{d\lambda^2} \right]. \quad (30)$$

A [75]-ös kézirat és a jelen fejezetben szereplő számolás eredményeinek ismeretében a ZnTe alapú kontaktrács egy hatékony THz-es forrás, mellyel a keltett impulzusok energiája elérheti a mJ energiaszintet. 4 cm (FWHM-maximális érték felénél vett teljes szélesség) nyalábátmérő [50], 12,5 mJ pumpáló energia, és 150 fs impulzushossz esetén (ahol a hasznos kölcsönhatási hossz 1 mm [75]) a THz keltés hatásfoka 80 K hőmérsékleten megközelítőleg 9 %, ami 1 mJ energiájú THz-es impulzusokat eredményez. Az előbbi példában alkalmazott 4 GW/cm^2 pumpáló intenzitás $1,7 \mu\text{m}$ hullámhosszon megvalósítható. További előnyt jelent, hogy ezen a hullámhosszon már csak a négy-fotonos abszorpció (4FA), illetve magasabb rendű több-fotonos abszorpció valósulhat meg. A bináris profilú kontaktrács paramétereit és a (28-30)-as összefüggéseket felhasználva a pumpáló nyaláb transzverzális irányában keletkező impulzus időtartam különbség $\Delta\tau = \tau_G - \tau_{G0} = 47 \text{ fs}$. Ez az érték nem túlságosan nagy, de semmiképpen sem elhanyagolható, mivel a nem nulla ékszögű elrendezés korlátozza a pumpáló nyaláb keresztmetszetének felskálázását. Merőleges pumpálást alkalmazva a diffrakciós hatások némileg csökken, azonban a pumpáló nyaláb méretének és energiájának együttes növelésével ez könnyen kompenzálható, a ZnTe félvezető méretével skálázható.

6.3 GaAs és GaP alapú kontaktrács rendszer

A ZnTe félvezető esetében kapott eredményeket és a kollineáris elrendezés előnyeit figyelembe véve érdemes más félvezető anyagokat is megvizsgálni, hogyan viselkednek KR rendszerként. A 1. táblázat adatait megfigyelve látható, hogy a GaAs és GaP anyagok esetében az adott pumpálási hullámhosszon vett csoport-törésmutató és a THz-es tartományon vett törésmutató különbsége, és ennek következtében a sebességillesztéshez szükséges szög is kisebb, mint a ZnTe vagy a LN esetében. GaAs esetében a DIFG egy speciális típusát használva, $\lambda = 1,8 \mu\text{m}$ pumpálás esetén magas konverziós hatások érhetőek el [109]. Az EO anyagoknál már bemutatott GaAs és GaP félvezetőket részletes vizsgálatnak vettem alá. A GaAs esetében a pumpáló hullámhosszat egy széles skálán változtatva meghatároztam a diffrakciós hatásfokokat. GaP esetében egy kiválasztott hullámhossz esetében végeztem részletes vizsgálatokat.

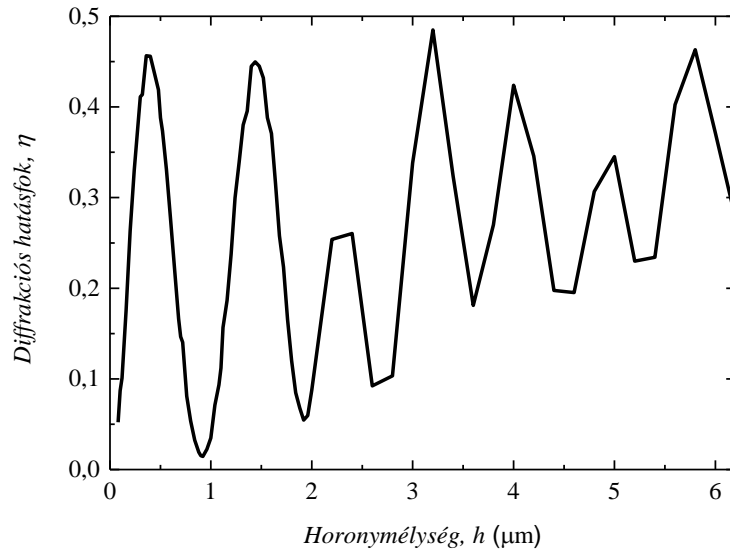
A modellszámolásokhoz szükséges paramétereket a ZnTe esetében már ismertetett módszer alapján határoztam meg. A könnyebb olvashatóság érdekében összefoglalom a főbb lépéseket. Első lépésként rögzíteni kell a pumpáló hullámhosszat. A kiválasztott anyag csoport-törésmutatója és a THz-es tartományon vett törésmutatója ismeretében a (19)-es összefüggést felhasználva a sebességillesztett esethez tartozó döntött impulzusfront γ dőlésszöge egyszerűen meghatározható. A felsorolt paraméterek ismeretében a (26)-os és (27)-es összefüggések segítségével egy adott beesési szöghöz meghatározható az a speciális rácsállandó, ahol a sebességillesztés feltétele teljesül. A numerikus számolások eredményei minden esetben a sebességillesztett állapothoz tartoznak, melynek nagy előnye, hogy egy adott anyag esetében a különböző elrendezések között, a diffrakciós hatásfok értéke megfelelő összehasonlítási alapot biztosít. A különböző rendekhez tartozó diffrakciós hatásfokok értékét ezekben az esetekben is a GSolver szoftver segítségével határoztam meg.

Mindkét anyag esetében megvizsgáltam a bináris, illetve a szinusz profilú kontaktrácsot és azt, hogy a vonalvezetés változása hogyan befolyásolja a diffrakciós hatásfok értékét.

6.3.1 GaAs alapú KR

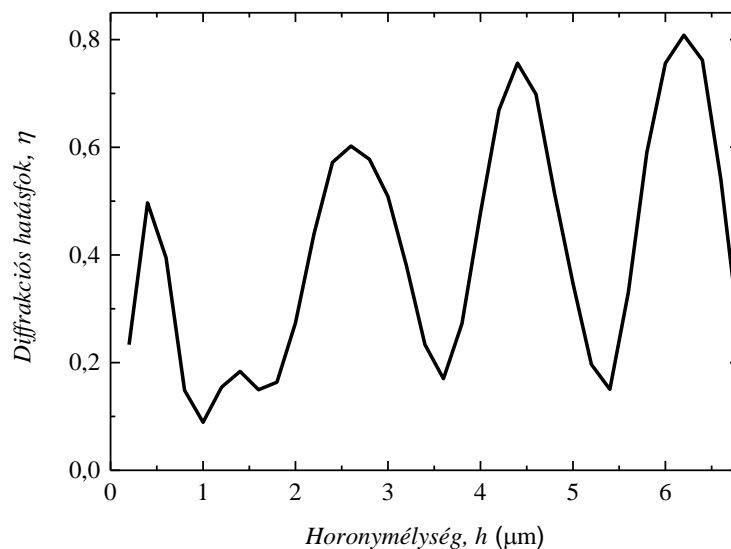
GaAs esetében a hullámhosszat $1,8 - 2,3 \mu\text{m}$ határok között $0,1 \mu\text{m}$ lépésközökkel változtattam. A választott pumpáló hullámhossztartományt indokolja, hogy ezen a tartományon a több-fotonos abszorpciók közül a négy, illetve az annál magasabb számúak lesznek effektívek. A numerikus számításokat merőleges pumpálás esetén végeztem el és meghatároztam az adott profiltípushoz tartozó optimális paramétereket.

Szinusz profil, rögzített hullámhossz és merőleges beesés esetében a rácsperiódus adódó paraméter, így csak a horonymélység paraméterének változtatására van lehetőség. Feltételként választottam továbbá, hogy egyetlen réteg vastagsága jóval kisebb legyen, mint a pumpáló hullámhossz. A szinusz profil közelítéshez használt rétegek számát minden egyes esetben 50-nek választottam, mivel az előzetes számolások is azt mutatatták, hogy jelen esetben nem érdemes ennél nagyobb felbontást választani. A merőleges beesés során a $+1$ -es és a -1 -es rendre is teljesül a sebességillesztés feltétele. A két rend által keltett THz-es sugárzás nem hoz létre zavaró interferenciát [62], ezért az eredményként kapott diffrakciós hatásfokok értékét összegezni lehet. Az eredményeket bemutató grafikonokon minden esetben a két hatásfok (a $+1$ -es és a -1 -es rend) összegét ábrázoltam. $1,8 \mu\text{m}$ hullámhosszúságú pumpálás esetén a diffrakciós hatásfok értéke kevesebb, mint 50 % (23. ábra). Azonban összevetve a $d = 1,932 \mu\text{m}$ rácsállandót és a megvizsgált horonymélységeket ($h = 0,2 - 6,2 \mu\text{m}$), látható, hogy alacsony $h = 0,4 \mu\text{m}$ horonymélység esetén is elérhető a 45 % körüli hatásfok érték.



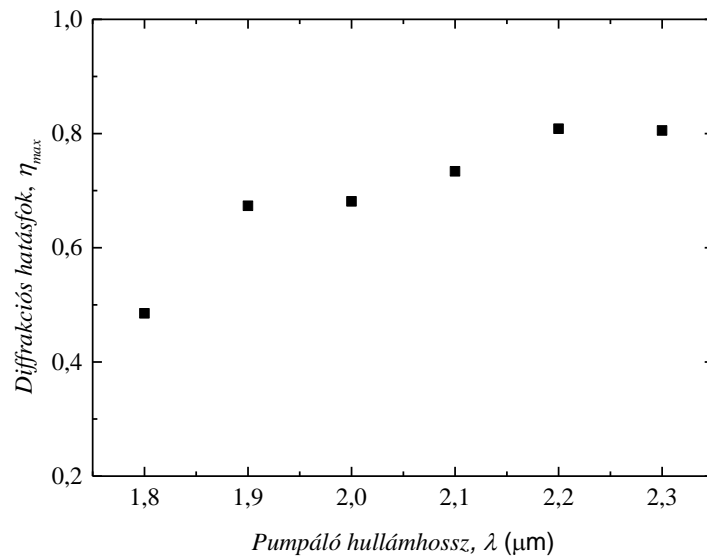
23. ábra Szinusz profilú GaAs KR esetében létrejövő diffrakciós hatásfok a horonymélység függvényében ($\lambda = 1,8 \mu\text{m}$).

A 24. ábra egy olyan eredményt mutat be, ahol a pumpálási hullámhossz $2,2 \mu\text{m}$. Látható, hogy a diffrakciós hatásfok értéke meghaladja a 80 %-ot, azonban ennél az értéknél a horonymélység $h = 6,2 \mu\text{m}$, ami a szükséges $d = 2,004 \mu\text{m}$ rácспериódus háromszorosát is meghaladja.



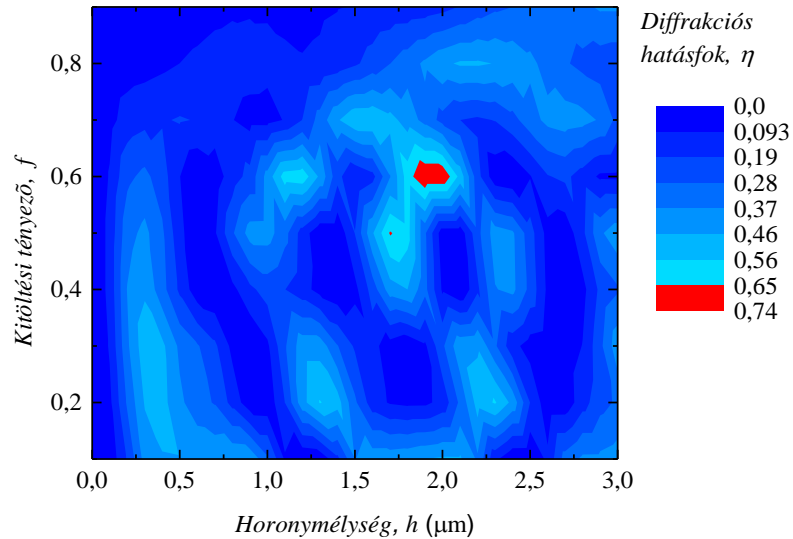
24. ábra Szinusz profilú GaAs KR esetében létrejövő diffrakciós hatásfok a horonymélység függvényében ($\lambda = 2,2 \mu\text{m}$).

Összefoglalva, a GaAs alapú, szinusz profilú KR esetében, a pumpáló hullámhossz növelésével a diffrakciós hatásfok értéke szintén növekedni fog (25. ábra). Azonban, hosszabb hullámhosszak esetén, a nagyobb hatásfokértékek a mélyebb profilok esetén érhetők el. A rácsállandó és a horonymélység arányának tekintetében megállapítható, hogy a 80 %-os hatásfokhoz tartozó paraméterek gyakorlati megvalósítása a mikro-megmunkálás területén is komoly kihívást jelent.



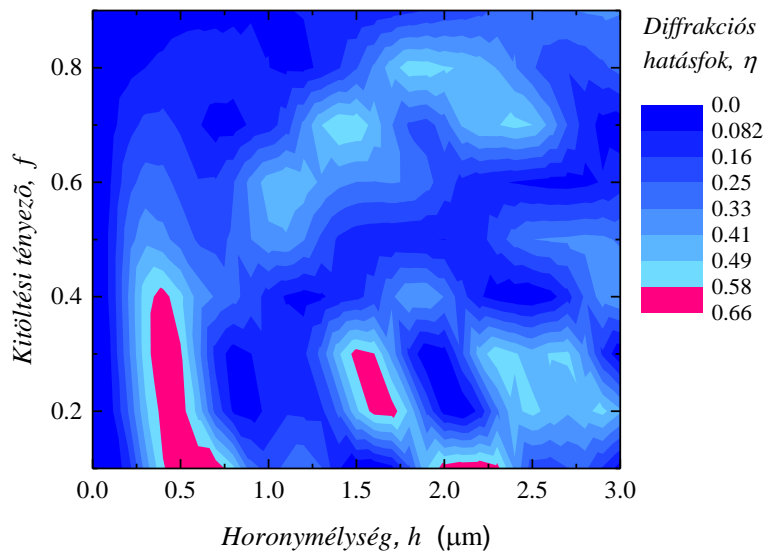
25. ábra A maximális hatásfokértékek a hullámhossz függvényében (Szinusz profilú GaAs KR)

GaAs esetében egy más megmunkálási technológián alapuló profiltípust, a bináris alakú KR-ra is elvégeztem a modellszámításokat. Bináris profil esetén a kialakított domborzatot két paraméter segítségével lehet leírni, ezek a h horonymélység és az f kitöltési tényező. A szinusz profilhoz hasonlóan, ebben az esetben is a két diffrakciós rend hatásfokának összegét ábrázoltam. A 26. ábra a $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ pumpálási hullámhosszhoz és $d = 1,922 \mu\text{m}$ rácsállandóhoz tartozó diffrakciós hatásfokokat ábrázolja a kitöltési tényező és a horonymélység függvényében.



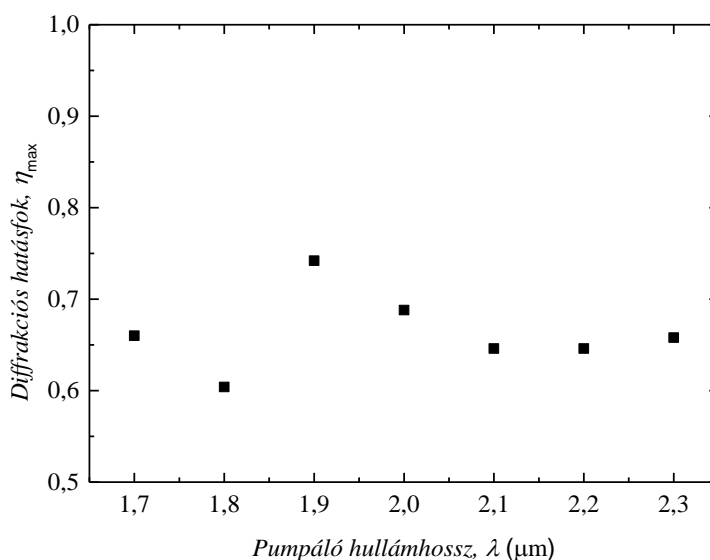
26. ábra GaAs alapú KR bináris rácspofil ($\lambda = 1,9 \mu\text{m}$).

A kapott eredményeket megvizsgálva látható, hogy a diffrakciós hatásfok értéke egy szűk $f - h$ tartományon belül 65-74%. Hosszabb pumpáló hullámhosszat választva ($\lambda = 2,3 \mu\text{m}$) a diffrakciós hatásfok maximális értéke 66%-ra csökken (27. ábra). Azonban, egy széles $f - h$ tartományon belül 60 % felett marad az értéke (27. ábra). Ebben az esetben a hatásfok értéke a horonymélységre háromszor érzékenyebb, mint a kitöltési tényezőre, és sekély domborzati kialakításnál elérhető a 60 % feletti érték.



27. ábra GaAs KR-bináris rácspofil. ($\lambda = 2,3 \mu\text{m}$, $d = 2,05 \mu\text{m}$)

A GaAs alapú bináris KR esetében kapott eredményeket foglalja össze a 28. ábra. Kizárólag a hatásfok csúcserkéinek ismeretében nem jelenthető ki, hogy az optimális eset a $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ -es hullámhossz esetében jön létre. Hosszabb hullámhosszak felé haladva a diffrakciós hatásfok értéke kisebb, mint a maximálisan elérhető 74 %, de a megvalósítást erősen befolyásoló h horonymélység a hosszabb pumpáló hullámhosszak esetén ($\lambda \geq 2,1 \mu\text{m}$) az alacsonyabb tartomány felé tolódik el ($h \approx 0,4 - 0,5 \mu\text{m}$).



28. ábra A maximális hatásfokértékek a hullámhossz függvényében (Bináris profilú GaAs KR)

A GaAs alapú KR esetén kapott eredmények alapján kijelenthető, hogy a szinusz rácsprofil esetében nagyobb diffrakciós hatásfokok érhetőek el, mint bináris esetben. Azonban, a gyakorlati megvalósíthatóságot figyelembe véve, a bináris profil paraméterei az alacsonyabb diffrakciós hatásfok ellenére is előnyösebbek, mint a szinusz profilé.

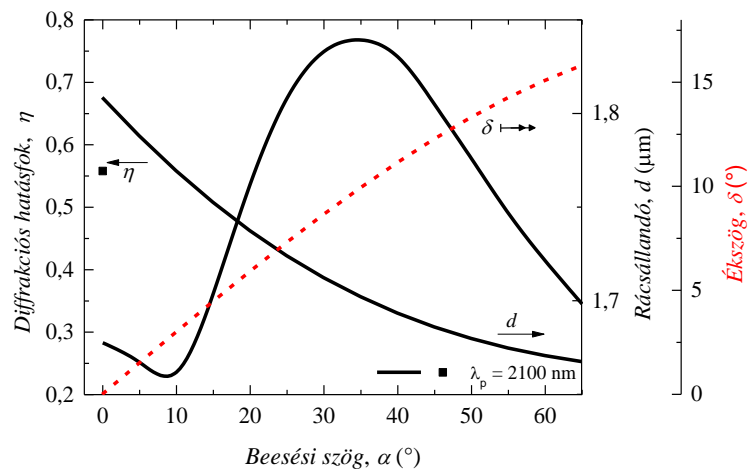
6.3.2 GaP alapú KR

GaP esetében végzett vizsgálatoknál a pumpáló hullámhosszat $\lambda = 2,1 \mu\text{m}$ értéken rögzítettem. A hullámhossz kiválasztását indokolta, hogy ezen a tartományon már csak a négy és az annál magasabb rendű, több-fotonos abszorpció lesz effektív. A nagy impulzus

energiával rendelkező holmium lézer (TmHo:YAG) központi hullámhossza is ezzel megegyező [110]. A numerikus számításokat a korábbiakban már ismertett módszer alapján végeztem. Adott beesési szöghöz minden esetben olyan rácsállandót választottam, ahol a sebességillesztés feltétele teljesül. A beesési szöget a $0 - 65^\circ$ tartományon 5° -os lépésekben változtattam. Szinusz és bináris profil esetében is meghatároztam a maximális diffrakciós hatásokhoz tartozó beesési szöget.

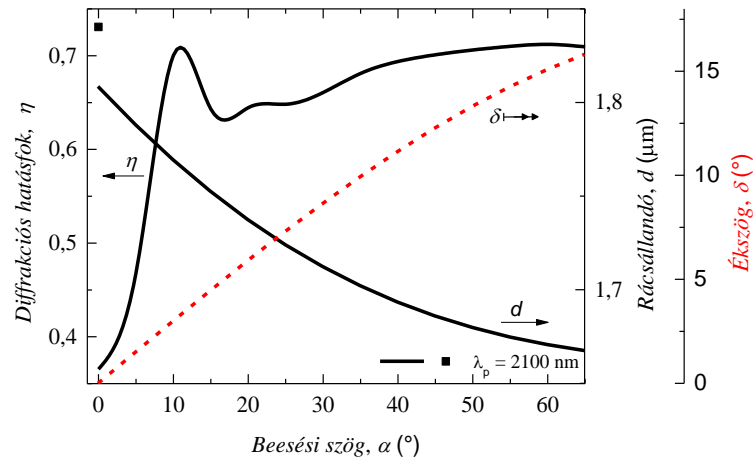
A 29. ábra a szinusz profil esetében kapott eredményeket foglalja össze. A diffrakciós hatások maximális értéke 76 %, mely 35° -os beesésnél jön létre. Ebben az esetben a rácsállandó értéke $d = 1,702 \mu\text{m}$, az ékszög értéke pedig $\delta = 9,9^\circ$. Mivel a pumpálás nem merőleges a rácsfelületre, a THz-es nyaláb kilépési felületét (a LN és ZnTe KR-okhoz hasonlóan) meg kell dönteni a sebességillesztés és a diffrakció szögének különbségével, azaz δ ékszöggel. A 29. ábra az adott szögekhez tartozó d rácsállandók mellett, ezeket a δ ékszögeket is szemlélteti. Az GaP KR elrendezés felépítése hasonló a ZnTe esetében bemutatotthoz (17. ábra), ezért újabb ábrát nem készítettem.

A bináris profilhoz kapcsolódó eredményeket a 30. ábra mutatja be. A diffrakciós hatások maximális értéke 70 %, ahol a beesési szög értéke 10° , a rácsállandó $d = 1,77 \mu\text{m}$, az ékszög pedig $\delta = 2,99^\circ$. Az maximális esetben a kitöltési tényező $f = 0,2$, a horonymélység pedig $h = 0,8 \mu\text{m}$. A GaP anyagból kialakított gerincek keskenyek és magasak. Ezek a paraméterek a rács gyakorlati megvalósításánál komoly problémát jelenthetnek.



29. ábra A diffrakciós hatásfokmaximumok a beesési szög függvényében. (szinusz profil)

Érdeemes megvizsgálni azonban a merőleges beeséshez tartozó hatásfokokat is. Merőleges beesésnél a -1 rend mellett a $+1$ -es rendre is teljesül a sebesség illesztés feltétele és az előzőekben már ismertetett megfontolások alapján a két rend hatásfoka összegezhető. A 29. ábra és a 30. ábra a szinusz, illetve a bináris esethez tartozó $+1$ és -1 hatásfokösszegeket is mutatja (ezeket a ■ szimbólum jelöli). Szinusz profil esetében a hatásfok értéke 55,8 % és az ehhez szükséges rácспериódus $d = 1,807 \mu\text{m}$, a horonymélység $h = 0,6 \mu\text{m}$. Bináris profil esetén az elérhető diffrakciós hatásfok 73%. Ebben az esetben a kitöltési tényező $f = 0,4$, a horonymélység értéke pedig $h = 0,4 \mu\text{m}$. 10%-os hatásfokbeli toleranciát megengedve a két érték $f = 0,25 \pm 0,2$ és $h = 0,45 \pm 0,07 \mu\text{m}$ tartományon belül változhat.



30. ábra A diffrakciós hatásfokmaximumok a beesési szög függvényében. (bináris profil)

Figyelembe véve a GaP alapú KR esetében kapott eredményeket a bináris rácprofil merőleges pumpálásnál, egy könnyen megvalósítható, jó diffrakciós hatásfokkal rendelkező THz-es forrás, ami a közepes impulzus energiákat igénylő alkalmazások forrása lehet.

7 ÖSSZEFOGLALÁS

A célkitűzésben megfogalmazottakkal egyhangúan kijelenthető, hogy sikerült meghatároznom a kontaktrács megvalósításához szükséges fontos paramétereket, és a különböző alapanyagokra épülő modelleket a megvalósítás előtti állapotba jutattam. Az eredményekből jól látszik, hogy mindegyik vizsgált anyag típusra alkalmazható a kontaktrács elrendezés.

A különböző típusokat nehéz és nem is célszerű egyetlen paraméter alapján összehasonlítani. LN esetében mély struktúrákat és TIF-ot kell alkalmazni a nagy diffrakciós hatásfok eléréséhez, azonban a nagy NL együtthatóból és a jó megmunkálhatóságból adódó előnyök miatt a kontaktrács első alapanyaga lehet. A felskálázásnak egy másik akadálya, hogy a LN kristály mérete a növesztési eljárások bonyolultsága miatt erősen korlátozott. A jelenleg elérhető maximális méret megközelítőleg $x \times y = 40 \times 40$ mm-es négyzet alapú hasáb. Másrészt azonban a kontaktrács mozaikszerű elrendezése lehetőséget ad a nagyobb pumpálási felület és így a nagyobb THz-es impulzusenergia eléréséhez.

A megvizsgált félvezető anyagok kisebb NL együtthatóval rendelkeznek, másrészt azonban kontaktrácsként alkalmazva a magas diffrakciós hatásfok eléréséhez nem szükséges a TIF használata, ami a gyakorlati alkalmazást jelentősen könnyíti. További előnyük, hogy kollineáris elrendezésben is jól használhatók. A megvizsgált anyagok megmunkálása szerkezeti tulajdonságaik miatt bonyolult feladat, azonban mindhárom esetben található olyan profil, ahol a horony mélysége kellő mértékben sekély. Az ionmaratás és a lézeres abláció alkalmazása a sekély profilok esetén előnyösebbek, így a megtervezett struktúra kis mértékű pontatlansággal elkészíthető.

A megvalósítás következő lépéseként el kell készíteni az egyes kontaktrácsok prototípusát. Az alapanyagok beszerzése meglehetősen erőforrás igényes, azonban a prototípus gyártásához szükséges EO anyagok beszerzésre kerültek. A megkeresett

kutatóhelyek jelenleg azon dolgoznak, hogy elkészítsék a különböző anyagú kontaktrácsok prototípusait.

A továbbiakban a publikációkkal is alátámasztott eredményeket röviden ismertetem.

7.1 Tézispontok

I. Modellszámolások segítségével megmutattam, hogy ha a LN domborzati rács (kontaktrács) rácsfelületét megfelelő törésmutató illesztő folyadékkal töltjük fel, akkor a rács diffrakciós hatásfoka nagyobb lehet, mint 90 %. A törésmutató illesztő folyadékok széles körét kipróbálva arra a következtetésre jutottam, hogy egy LN kristályon kialakított bináris rácsfelületet a korona-üveg (BK7) törésmutatójával megegyező illesztő-folyadékkal feltöltve diffrakciós hatásfokmaximum érhető el. [S1]

II. A jelenlegi anyag megmunkálási technológiával megvalósítható rácsstruktúrát tartalmazó eszközt terveztem, amelyben a törésmutató illesztő folyadék, illetve a LN felületeinek megfelelő kialakítása minimalizálja a Fresnel reflexióból és a szögdiszperzióból adódó veszteségeket. Az alkalmazott illesztő folyadék törésmutatója megegyezik a korona-üveggel, a rácsállandó $d = 0,35 \mu\text{m}$, a rácsprofil kitöltési tényezője $f = 0,4$, és a kialakított profil mélysége $h = 0,5 \mu\text{m}$. Ezen paramétereket alkalmazva a -1 -es diffrakciós rend teljesíti a sebesség illesztés feltételét és a rendhez tartozó diffrakciós hatásfok értéke 99%. Ezek a feltételek együttesen lehetővé teszik a mJ energiatartományba eső közel egyciklusú THz-es impulzusok keltését. [S1]

III. Az ionmaratás esetleges pontatlansága miatt az előállítás során létrejött rács paraméterei eltérőek lehetnek az általam megadott optimális értékektől. A gyakorlati megvalósítás érdekében meghatároztam a 10%-os diffrakciós hatásfok veszteséget

megengedő tolerancia értékeket. A megvizsgált paraméterek közül a bináris rács falmeredeksége befolyásolja legjelentősebben az elérhető diffrakciós hatások maximális értékét, ezért a megvalósítás során ennek a szögnek a csökkentésére különös figyelmet kell fordítani. [S1]

IV. Vizsgálataim szerint ZnTe félvezetőt kontaktrácsként alkalmazva nagy hatásfokú THz-es forrás készíthető. Modellszámítások segítségével megmutattam, hogy megfelelő paramétereket alkalmazva a diffrakciós hatások értéke meghaladhatja a 80%-ot és 90%-ot szinusz, illetve bináris domborzati rácsprofil esetén. Az optimális esetekhez tartozó beesési szögek értéke 35° , illetve $17,5^\circ$ volt, $1,7\ \mu\text{m}$ -es pumpálás esetén. Az új modell alapján megtervezett ZnTe félvezető kontaktrács az $1,4 - 1,7\ \mu\text{m}$ hullámhossz tartományon pumpálható. A hullámhossztartomány megválasztását indokolja, hogy az alkalmazható pumpáló intenzitás itt jelentős mértékben meghaladhatja a $0,8\ \mu\text{m}$ hullámhosszú pumpálásnál elérhető értéket, mivel a hosszabb hullámhosszú tartományon csak kétfotonosnál magasabb rendű abszorpció van jelen. [S2]

V. Az általam elvégzett számítások azt mutatják, hogy az elérhető legmagasabb diffrakciós hatások merőleges pumpálást alkalmazva is meghaladja a 75%-ot mind a szinusz, mind a bináris rácsprofil esetében. ZnTe kontaktrácsot merőleges beeséssel pumpálva egy megbízható, kompakt, beállítást nem igénylő, közel egyciklusú, nagyenergiájú THz-es impulzusok keltésére alkalmas forrás készíthető. Ezzel az elrendezéssel az alkalmazható pumpáló nyaláb átmérőt csak az elérhető kristályméret korlátozza. Ennek következtében nagy pumpáló energiát lehet alkalmazni anélkül, hogy a keltett impulzus jelentős időbeli és térbeli torzulást szenvedne. [S2]

VI. A ZnTe esetében kidolgozott eljárás segítségével más típusú félvezetők, mint például a GaAs és a GaP is alkalmassá tehetők arra, hogy kontaktrács rendszerként működjenek. Az eljárás hatékonyságát bizonyítva részletes számolásokat végeztem ezekre a félvezetőkre. A kapott eredmények is alátámasztják, hogy a kontaktrácsok vizsgálatára kidolgozott módszer hatékony és egyszerűen alkalmazható. [S2]

8 SUMMARY

8.1 Preliminaries and objects

High-intensity and high-field-strength THz pulses are required for nonlinear THz spectroscopy [16], particle manipulation [19], and many other (medical, security) applications [17,18]. Optical rectification (OR) of femtosecond laser pulses in nonlinear crystals is an efficient method for the generation of picosecond THz pulses [31,49]. THz generation by OR in collinear geometry is possible in ZnTe when pumped at $0.8\ \mu\text{m}$ [50]. However, two-photon absorption limits the useful pump intensity [54,72,73], and thereby the pump-to-THz conversion efficiency [50].

An alternative material for OR is LiNbO_3 (LN), since its nonlinear coefficient is very high and at $0.8\ \mu\text{m}$ pumping two-photon absorption is not possible for this material. The refractive index of LN is much higher in the THz range than in the near-IR, so collinear velocity matching is not possible. However, velocity matching condition can be fulfilled with tilted-pulse-front-excitation (TPFE) [78]. In previous realisations of TPFE the diffraction grating introducing the pulse front tilt and the nonlinear crystal were separate elements, with imaging optics in between. In such setups, reflection losses and imaging errors result in significant limitation of the THz generation efficiency [75]. One can overcome this limitation by placing the grating in contact with the input surface of the nonlinear crystal [81]. This is the so called contact grating (CG) setup. Eliminating in this way the distortions introduced by the imaging also leads to improved THz beam quality. In addition, larger pump beam size and pump energy can be used resulting in larger THz output energy. The diffraction efficiency of LN surface-relief gratings was investigated by Nagashima and Kosuge [84]. According to their calculations, for LN binary gratings with air-filled profile the diffraction efficiency can not be higher than 40%, but it could be

increased up to 90% by filling the grating profile with fused silica [84]. However, realisation of such a setup seems to be technically very difficult.

Pumping of ZnTe at longer wavelength can be realized when the TPF is applied. Significantly higher efficiency can be expected by pumping ZnTe at longer wavelengths [75], since only higher-order multi-photon absorption (MPA) will be effective, allowing for higher pump intensity. This behaviour makes ZnTe and some other semiconductors (such as GaAs and GaP) to potential candidates for high-energy THz pulse generation [75]. Pump wavelengths longer than 0.8 μm require TPF of ZnTe, but the necessary pulse-front-tilt angle is only about 30° or smaller for pump wavelengths up to about 2.0 μm , which is much smaller than that for LN (63°). The smaller pulse front tilt angle and the corresponding smaller angular dispersion [96], together with the smaller refractive index of ZnTe are advantageous features which might enable the realization of efficient CG THz sources with large pumped area.

In the first part of this work a setup is proposed where the LN CG profile is filled with refractive index matching liquid (RIML) instead of solid material. The proposed setup is introduced and the diffraction efficiencies calculated for different RIMLs with optimal parameters of the binary grating profiles are presented. A practical setup where both the RIML front surface and LN out-coupling surface are tilted in order to optimise the in- and out-coupling is suggested and analysed.

In the second part of this work a numerical study is presented on adopting the CG approach to OR in semiconductors (such as ZnTe, GaAs and GaP). Detailed CG design parameters will be given and the CG performance will be analysed. The results of our numerical simulations will be presented with emphasis on diffraction efficiency and optimal device parameters for different grating profiles. The expected performance in THz generation and possible limiting factors will be discussed.

8.2 Methods

In a TPFE setup the pumping efficiency is strongly influenced by the diffraction efficiency of the grating. Transmission gratings with high diffraction efficiency can be realised with binary and sinusoidal structures [98] fabricated on dielectric surfaces [105]. Such gratings can be created on LN surface by reactive ion etching [97]. Appropriate relief grating structures on semiconductors (for example ZnTe) can be manufactured for example by laser ablation [103] or ion etching [104]. The former may be better suited for sinusoidal, while the latter for binary CGs. The diffraction efficiency of the setup has been determined by using the GSolver software (Grating Solver Development Company). The software uses the rigorous coupled-wave analysis (RCWA) method [94]. This method is able to solve Maxwell's equations numerically for a homogeneous and periodic structure.

The out-coupling surface of LN and ZnTe should be tilted by appropriate angle in order to minimise Fresnel losses for the THz output. The propagation distances inside LN and ZnTe for different parts of the diffracted pump beam –which also has angular dispersion– are different. The angular dispersion results in increased group velocity dispersion which should be avoided. In case of LN CG tilting the RIML input surface is used to make possible achieving the required incidence angle on the grating and to minimise Fresnel losses. Because of the tilting of the input surface, the outer part of the pump beam travels a long distance in the RIML. Therefore, I analysed the ultrashort pulse propagation in LN, ZnTe and RIML.

8.3 New scientific achievements (Thesis points)

I. Based on model calculations I showed that higher than 90% diffraction efficiency can be reached for LN surface relief grating (CG) by filling the grating profile with appropriate RIML. Examining a lot of RIML's with a wide range of refractive index I have concluded that diffraction efficiency maximum can be realised by filling up binary grating profile fabricated on LN crystal surface with a matching liquid where its refractive index is equivalent of the crown glass (BK7). [S1]

II. I designed a grating structure that can be fabricated with current manufacturing technologies where the tilting of RIML and LN surfaces minimises the Fresnel loss and avoids angular dispersion. The refractive index of the applied RIML is equivalent of the crown glass, the optimal profile parameters are as follows: grating period of $d = 0.35 \mu\text{m}$, filling factor of $f = 0.4$ and relative depth of $h = 0.5 \mu\text{m}$. For these parameters the diffraction efficiency can be as high as 99% for the -1st diffraction order, and the velocity matching between the pump pulse and the generated THz wave is fulfilled at the same time. These conditions ensure an efficient near single cycle THz pulse generation above the mJ energy level. [S1]

III. The imperfection of the ion etching during the manufacturing can influence the final grating parameters; which may differ from the optimal value that I proposed. I determined tolerance ranges of different parameters for realisation such a setup where a 10% loss in diffraction efficiency is acceptable. Maximum reachable diffraction efficiency is most significantly influenced among the inspected parameters by the wall steepness of the binary grating. Therefore, great care has to be taken on minimisation these angles during realisation. [S1]

IV. According to my results a highly efficient THz source can be realised with a ZnTe based CG setup. The results of numerical calculations show that diffraction efficiencies can be as high as 80% and 90% with sinusoidal and binary CG profiles, respectively. At 1.7 μm pumping wavelength angle of incidence are 35° and 17.5° in case of optimal parameters. Based on the new model the semiconductor CG can be pumped at 1.4 – 1.7 μm pump wavelength range. The selected wavelength range enables to increase the useful pump intensity significantly beyond that possible at the more commonly used 0.8 μm wavelength, since at longer wavelengths only higher than two-photon absorption is present. [S2]

V. My calculations show that maximum achievable diffraction efficiency exceeds 75% even for normal incidence both for binary and sinusoidal gratings. A ZnTe CG pumped with normal incidence holds promise to become a particularly compact, robust and alignment-free source of high-energy few-cycle THz pulses. In this setup effective pumping beam diameter is limited only by the achievable crystal dimensions. Consequently, high pump energies can be used without significant temporal and spatial distortion of the generated pulse. [S2]

VI. The realisation of the CG technology can also be feasible with other types of semiconductors such as GaAs and GaP. To show the effectiveness of the technology I carried out detailed numerical calculations on these semiconductors too. The results show that the developed method for CG analysis is effective and simple to implement. [S2]

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőmnek, Almási Gábornak, aki mindig türelemmel végighallgatott és célravezető tanácsokkal látott el. Gondoskodó vezetésével a megfelelő irányba terelt és sok értékes dologra megtanított. Köszönöm Hebling Jánosnak a hasznos tanácsokat, az építő megjegyzéseket, a rám fordított időt, a számtalan lehetőséget és azt, hogy bízott bennem. További köszönet illeti Fülöp Józsefet, akitől megtanultam, hogyan kell kapcsolatot építeni a tudományos életben és mit jelent a nemzetközi színvonalú kutatómunka. Köszönöm családomnak, hogy a nehéz pillanatokban is mellettem voltak és biztató szavaikkal, tetteikkel folyamatosan támogattak és arra ösztönöztek, hogy ne adjam fel. Továbbá köszönöm Mindazok segítségét, akik valamilyen módon hozzájárultak ennek az értekezésnek az elkészítéséhez és a tudományos fokozat megszerzéséhez.

9 SAJÁT PUBLIKÁCIÓK

9.1 Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk

9.1.1 Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S1] **Z. Ollmann**, JA Fülöp, J Hebling, G Almási „Design of a high-energy terahertz pulse source based on ZnTe contact grating” OPTICS COMMUNICATIONS 315: pp. 159-163. (2014)

[S2] **Z. Ollmann**, J. Hebling, G. Almási „Design of a contact grating setup for mJ-energy THz pulse generation by optical rectification” APPLIED PHYSICS B - LASERS AND OPTICS 108:(4) pp. 821-826. (2012)

9.1.2 Előadások

[E1] **Z. Ollmann**, J. A. Fülöp, J. Hebling, G. Almási „Kontaktrácsot alkalmazó THz-es források” Lézer Tea 2013, 2013. április 10., Magyarország, Pécs

[E2] **Ollmann Zoltán**, Tibai Zoltán, Tóth György, Almási Gábor, Fülöp József, Mechler Máttyás, Pálfalvi László, Hebling János „Pécsi kapcsolódási lehetőségek az ELI-ALPS-hoz - a THz-től az XUV-ig a ps-től az as-ig Pécsi HELIOS program” ELI ALPS symposium, 2013. január 25., Budapest

9.1.3 Poszterek

[P1] **Z. Ollmann**, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling „Design of Contact Grating Arrangements for mJ-Energy THz-Pulse Generation by Optical Rectification” Optical Terahertz Science and Technology (OTST 2013) 1-5 april 2013, Kyoto, Japan poster (W4-48)

[P2] **Z. Ollmann**, J.A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling „ZnTe-based contact grating setup for high-energy THz pulse generation” Terahertz Science and Technology (TST 2012) 17-20 june 2012 , Prague, Czech Republic poster (5402_48)

[P3] **Z. Ollmann**, J. Hebling, G. Almási „Design of contact grating set-up for mJ energy THz pulse generation” Light at Extreme Intensities (LEI 2011), 14-18 November 2011, Szeged, Hungary poster P10

9.2 Egyéb publikációk

9.2.1 Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S3] JA Fülöp, **Z. Ollmann**, Cs Lombosi, C Skrobol, S Klingebiel, L Pálfalvi, F Krausz, S Karsch, J Hebling „Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy” OPTICS EXPRESS 22:(17) pp. 20155-20163. (2014)

9.2.2 Előadások

[E3] JA Fülöp, **Z Ollmann**, Cs Lombosi, C Skrobol, S Klingebiel, L Pálfalvi, F Krausz, S Karsch, J Hebling „0.4 mJ THz pulses by optical rectification” 19th International Conference on Ultrafast Phenomena, UP 2014. Konferencia helye, ideje: Okinawa, Japán, 2014.07.07-2014.07.11. San Jose: Optical Society of America, 2014. (Optics InfoBase Conference Papers) (ISBN:1557522790)

[E4] JA Fülöp, **Z Ollmann**, Cs Lombosi, C Skrobol, S Klingebiel, L Pálfalvi, F Krausz, S Karsch, J Hebling „Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy” CLEO: Science and Innovations, CLEO_SI 2014. Konferencia helye, ideje: San Jose, Amerikai Egyesült Államok, 2014.06.08-2014.06.13. San Jose: Optical Society of America, 2014. p. &. (Optics InfoBase Conference Papers) (ISBN:9781557529992)

[E5] J. A. Fülöp, **Z. Ollmann**, Cs. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling „Highest-energy THz pulses by optical rectification „ Terahertz Science and Technology (TST 2014) 11-14 may 2014 , Camogli, Italy talk [37]

[E6] Cs. Lombosi, **Z. Ollmann**, Gy. Polónyi, L. Pálfalvi, J. Hebling, J.A. Fülöp „Nonlinear distortion of intense THz beams” Terahertz Science and Technology (TST 2014) 11-14 may 2014 , Camogli, Italy talk [34]

[E7] J.A. Fülöp, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling „Enabling Technology for High-Field THz Science” Optical Terahertz Science and Technology (OTST 2013) 1-5 April 2013, Kyoto, Japan, talk F1A-3

[E8] J.A. Fülöp, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical reflection” NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz) Tera-MIR Radiation: Materials, Generation, Detection and Applications, 3-6 Nov. 2012, Cesme, Izmir, Turkey

[E9] G. Almási, J. A. Fülöp, M. Mechler, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, Z. Tibai, Gy. Tóth, J. Hebling „Generation and Application Possibilities of Terahertz Pulses with Extremely High Field Strength” POEM 2012, Nov. 1-2, 2012, Wuhan, China

[E10] J. Hebling, J.A. Fülöp, M. Mechler, L. Pálfalvi, **Z. Ollmann**, Z. Tibai, Gy. Tóth „THz makes X-ray” THz workshop, Argonne National Laboratory, July 30-31, 2012, Chihago

[E11] J.A. Fülöp, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling „Prospect of THz Pulse Generation with mJ-Level Energy and 100 MV/cm Electric Field” THz workshop, Argonne National Laboratory, July 30-31, 2012, Chihago

[E12] J.A. Fülöp, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling „Prospects of Increasing the THz Pulse Energy in Optical Rectification from the Sub-mJ to the mJ Level” Terahertz Science and Technology (TST 2012) 17-20 June 2012, Prague, Czech Republic talk [5342]

[E13] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, **Z. Ollmann**, G. Almási, S. Klingebiel, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling „Towards Generation of mJ-Level Ultrashort THz Pulses by Optical Rectification” CLEO: Science and Innovations (CLEO: S and I) May 6, 2012 San Jose, California, USA talk High Power Terahertz Sources & Applications (CM3J)

[E14] J.A. Fülöp, L. Pálfalvi, **Z. Ollmann**, G. Almási, S. Klingebiel, F. Krausz, S. Karsch, J. Hebling „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification” Light at Extreme Intensities (LEI 2011), 14-18 November 2011, Szeged, Hungary, talk L1.5

[E15] J.A. Fülöp, **Z. Ollmann**, L. Pálfalvi, G. Almási, J. Hebling „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification” Nonlinear Optics (NLO 2011), 17-22 July 2011, Kauai, Hawaii, USA, talk NMC7

9.2.3 Poszterek

[P4] Cs. Lombosi, I. Márton, **Z. Ollmann**, J. Hebling, Gy. Farkas, P. Dombi, J. A. Fülöp „THZ-INDUCED STRONG-FIELD ELECTRON EMISSION FROM A GOLD SURFACE” Kvantumelektronika 2014, 2014. november 28., Magyarország, Budapest poster [11]

[P5] Fülöp J.A., **Ollmann Z.**, Lombosi Cs., Polónyi Gy., Monoszlai B., Pálfalvi L., Almási G., és Hebling J. „ÉLVONALBELI TERAHERTZES FORRÁSOK. THZ-ES

LEHETŐSÉGEK A PTE-N ÉS AZ ELI-ALPS-BAN. "Kvantumelektronika 2014, 2014. november 28., Magyarország, Budapest poster [08]

[P6] Cs. Lombosi, I. Márton, **Z. Ollmann**, J. Hebling, Gy. Farkas, P. Dombi, J. A. Fülöp „THz-Driven Strong-Field Electron Emission from a Gold Surface” ELI-ALPS 2nd User workshop, 11-12 sept 2014, Szeged, Hungary

[P7] J. A. Fülöp, **Z. Ollmann**, Cs. Lombosi, Gy. Polónyi, B. Monoszlai, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling „Cutting-Edge Terahertz Sources. The Terahertz Facility at ELI-ALPS” ELI-ALPS 2nd User workshop, 11-12 sept 2014, Szeged, Hungary poster

[P8] **Z. Ollmann**, Z. Tibai, Cs. Lombosi, L. Pálfalvi, Gy. Polónyi, G. Almási, J.A. Fülöp, J. Hebling „Highest-Energy THz Pulses and their Unique Applications” Lézer Tea 2014, 2014. április 23., Magyarország, Szeged poster

10 IRODALOMJEGYZÉK

- [1] W. Grill and O. Weis, *Physical Review Letters* **35**, 588 (1975).
- [2] Y. R. Shen, *Progress in Quantum Electronics* **4**, 207 (1976).
- [3] C. H. Lee, *Applied Physics Letters* **30**, 84 (1977).
- [4] K. H. Yang, P. L. Richards, and Y. R. Shen, *Applied Physics Letters* **19**, 320 (1971).
- [5] B. Lax, R. L. Aggarwal, and G. Favrot, *Applied Physics Letters* **23**, 679 (1973).
- [6] J. Valdmanis and G. Mourou, *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **22**, 69 (1986).
- [7] G. New, *Reports on Progress in Physics* **46**, 877 (1983).
- [8] W. He, C. R. Donaldson, L. Zhang, K. Ronald, P. McElhinney, and A. W. Cross, *Physical Review Letters* **110**, 165101 (2013).
- [9] B. S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno, *Applied Physics Letters* **82**, 1015 (2003).
- [10] C. Fattinger and D. Grischkowsky, *Applied Physics Letters* **54**, 490 (1989).
- [11] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Science* **264**, 553 (1994).
- [12] Y. P. Gousev, I. V. Altukhov, K. A. Korolev, V. P. Sinis, M. S. Kagan, E. E. Haller, M. A. Odnoblyudov, I. N. Yassievich, and K.-A. Chao, *Applied Physics Letters* **75**, 757 (1999).
- [13] J. Kim, S. Williamson, J. Nees, S. i. Wakana, and J. Whitaker, *Applied Physics Letters* **62**, 2268 (1993).
- [14] Q. Wu and X. C. Zhang, *Applied Physics Letters* **67**, 3523 (1995).
- [15] M. C. Hoffmann, J. Hebling, H. Y. Hwang, K.-L. Yeh, and K. A. Nelson, *Journal of the Optical Society of America B* **26**, A29 (2009).
- [16] C. Luo, K. Reimann, M. Woerner, and T. Elsaesser, *Appl Phys A* **78**, 435 (2004).

- [17] P. H. Siegel, Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on **52**, 2438 (2004).
- [18] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, Semiconductor Science and Technology **20**, S266 (2005).
- [19] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Tóth, and J. Hebling, Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **17**, 031301 (2014).
- [20] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, Optics Letters **37**, 557 (2012).
- [21] J. A. Fülöp, Z. Ollmann, C. Lombosi, C. Skrobol, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, and J. Hebling, Opt. Express **22**, 20155 (2014).
- [22] C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, and C. P. Hauri, Optics Letters **39**, 6632 (2014).
- [23] Y.-S. Lee, *Principles of Terahertz Science and Technology* (Springer Publishing Company, Incorporated, 2008).
- [24] A. Staprans, E. W. McCune, and J. A. Ruetz, Proceedings of the IEEE **61**, 299 (1973).
- [25] A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, and K. Kawase, Appl. Opt. **43**, 5637 (2004).
- [26] G. Scalari, C. Walther, M. Fischer, R. Terazzi, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist, Laser & Photonics Reviews **3**, 45 (2009).
- [27] A. Lambrecht, 2005), pp. 122.
- [28] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, Optics Letters **25**, 1210 (2000).
- [29] W. Shi, Y. J. Ding, N. Fernelius, and K. Vodopyanov, Optics Letters **27**, 1454 (2002).
- [30] F. Junginger, A. Sell, O. Schubert, B. Mayer, D. Brida, M. Marangoni, G. Cerullo, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Optics Letters **35**, 2645 (2010).
- [31] X. C. Zhang, Y. Jin, and X. F. Ma, Applied Physics Letters **61**, 2764 (1992).

- [32] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, J. Wynn, L. Pfeiffer, and J. Federici, *Applied Physics Letters* **71**, 2076 (1997).
- [33] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. v. Exter, and C. Fattinger, *JOSA B* **7**, 2006 (1990).
- [34] S. Matsuura, M. Tani, H. Abe, K. Sakai, H. Ozeki, and S. Saito, *Journal of Molecular Spectroscopy* **187**, 97 (1998).
- [35] R. Braunstein, *Physical Review* **125**, 475 (1962).
- [36] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2008), 3rd edn.
- [37] P. Franken, A. Hill, C. Peters, and G. Weinreich, *Physical Review Letters* **7**, 118 (1961).
- [38] N. I. Adams and P. B. Schoefer, *Proceedings of the IEEE* **51**, 1366 (1963).
- [39] Y. Tatsuo and T. Nobuo, *Japanese Journal of Applied Physics* **9**, 1361 (1970).
- [40] G. D. Boyd and A. Ashkin, *Physical Review* **146**, 187 (1966).
- [41] M. Bass, D. Bua, R. Mozzi, and R. R. Monchamp, *Applied Physics Letters* **15**, 393 (1969).
- [42] M. C. Hoffmann and J. A. Fülöp, *Journal of Physics D: Applied Physics* **44**, 083001 (2011).
- [43] K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glowina, and RodriguezG, *Nat Photon* **2**, 605 (2008).
- [44] M. Clerici *et al.*, *Physical Review Letters* **110**, 253901 (2013).
- [45] A. Sell, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Optics Letters* **33**, 2767 (2008).
- [46] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, *Journal of the Optical Society of America B* **12**, 2102 (1995).
- [47] A. Shirakawa, I. Sakane, and T. Kobayashi, *Optics Letters* **23**, 1292 (1998).
- [48] P. Loza-Alvarez, C. T. A. Brown, D. T. Reid, W. Sibbett, and M. Missey, *Optics Letters* **24**, 1523 (1999).

- [49] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich, *Physical Review Letters* **9**, 446 (1962).
- [50] F. Blanchard *et al.*, *Opt. Express* **15**, 13212 (2007).
- [51] Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T. B. Norris, and A. Galvanauskas, *Applied Physics Letters* **76**, 2505 (2000).
- [52] A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart, B. Ruiz, R. U. A. Khan, and P. Günter, *Journal of the Optical Society of America B* **23**, 1822 (2006).
- [53] C. Vicario, B. Monoszlai, and C. P. Hauri, *Physical Review Letters* **112**, 213901 (2014).
- [54] A. A. Said, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan, T. H. Wei, J. Wang, J. Young, and E. W. Van Stryland, *Journal of the Optical Society of America B* **9**, 405 (1992).
- [55] H. H. Li, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* **13**, 103 (1984).
- [56] B. Bartal, I. Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, and J. Hebling, *Applied Physics B* **86**, 419 (2007).
- [57] M. Schall, M. Walther, and P. Uhd Jepsen, *Physical Review B* **64**, 094301 (2001).
- [58] Q. Wu and X. C. Zhang, *Applied Physics Letters* **68**, 1604 (1996).
- [59] H. P. Wagner, M. Kühnelt, W. Langbein, and J. M. Hvam, *Physical Review B* **58**, 10494 (1998).
- [60] J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. A. Nelson, *Journal of the Optical Society of America B* **25**, B6 (2008).
- [61] T. Skauli *et al.*, *Journal of Applied Physics* **94**, 6447 (2003).
- [62] M. I. Bakunov and S. B. Bodrov, *Journal of the Optical Society of America B* **31**, 2549 (2014).
- [63] J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, and J. Kuhl, *Applied Physics B* **78**, 593 (2004).

- [64] W. L. Bond, *Journal of Applied Physics* **36**, 1674 (1965).
- [65] D. F. Parsons and P. D. Coleman, *Appl. Opt.* **10**, 1683_1 (1971).
- [66] M. R. Lorenz, G. D. Pettit, and R. C. Taylor, *Physical Review* **171**, 876 (1968).
- [67] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie, *Applied Physics B* **91**, 343 (2008).
- [68] M. Schall, H. Helm, and S. R. Keiding, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **20**, 595 (1999).
- [69] L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter, and K. Polgár, *Journal of Applied Physics* **97** (2005).
- [70] M. Walther, K. Jensby, S. R. Keiding, H. Takahashi, and H. Ito, *Optics Letters* **25**, 911 (2000).
- [71] F. Pan, G. Knöpfle, C. Bosshard, S. Follonier, R. Spreiter, M. S. Wong, and P. Günter, *Applied Physics Letters* **69**, 13 (1996).
- [72] W.-Q. He, C.-M. Gu, and W.-Z. Shen, *Opt. Express* **14**, 5476 (2006).
- [73] Q. Xing, L. Lang, Z. Tian, N. Zhang, S. Li, K. Wang, L. Chai, and Q. Wang, *Optics Communications* **267**, 422 (2006).
- [74] C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, *Applied Physics Letters* **99**, 161116 (2011).
- [75] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, *Opt. Express* **18**, 12311 (2010).
- [76] X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz wave photonics* (Springer, 2010).
- [77] A. Nahata, A. S. Weling, and T. F. Heinz, *Applied Physics Letters* **69**, 2321 (1996).
- [78] J. Hebling, G. Almasi, I. Kozma, and J. Kuhl, *Opt. Express* **10**, 1161 (2002).
- [79] A. G. Stepanov, J. Hebling, and J. Kuhl, *Applied Physics Letters* **83**, 3000 (2003).
- [80] A. G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, and J.-P. Wolf, *Optics Letters* **33**, 2497 (2008).

- [81] L. Pálfalvi, J. A. Fülöp, G. Almási, and J. Hebling, *Applied Physics Letters* **92** (2008).
- [82] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, M. C. Hoffmann, and J. Hebling, *Opt. Express* **19**, 15090 (2011).
- [83] W. R. Huang, S.-W. Huang, E. Granados, K. Ravi, K.-H. Hong, L. E. Zapata, and F. X. Kärtner, *Journal of Modern Optics*, 1 (2014).
- [84] K. Nagashima and A. Kosuge, *Japanese Journal of Applied Physics* **49**, 122504 (2010).
- [85] J. Chandezon, G. Raoult, and D. Maystre, *Journal of Optics* **11**, 235 (1980).
- [86] K. S. Yee, *IEEE Trans. Antennas Propag* **14**, 302 (1966).
- [87] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 811 (1981).
- [88] A. V. Tishchenko, *Opt Quant Electron* **32**, 971 (2000).
- [89] A. A. Shcherbakov and A. V. Tishchenko, *Opt. Express* **21**, 25236 (2013).
- [90] J. Chandezon, M. T. Dupuis, G. Cornet, and D. Maystre, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 839 (1982).
- [91] D. Salvi, D. Boldor, J. Ortego, G. Aita, and C. Sabliov, *Journal of Microwave Power and Electromagnetic Energy* **44**, 187 (2010).
- [92] N. P. van der Aa, in *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2004*, edited by A. Di Bucchianico, R. M. M. Mattheij, and M. A. Peletier (Springer Berlin Heidelberg, 2006), pp. 99.
- [93] J. Francés, C. Neipp, S. Gallego, S. Bleda, A. Márquez, I. Pascual, and A. Beléndez, 2012), pp. 84291U.
- [94] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 1385 (1982).
- [95] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena* (Academic press, 2006).

- [96] J. Hebling, *Opt Quant Electron* **28**, 1759 (1996).
- [97] Z. Ren, P. J. Heard, J. M. Marshall, P. A. Thomas, and S. Yu, *Journal of Applied Physics* **103** (2008).
- [98] T. K. Gaylord, W. E. Baird, and M. G. Moharam, *Appl. Opt.* **25**, 4562 (1986).
- [99] A. Suzuki, T. Iwamoto, A. Enokihara, H. Murata, and Y. Okamura, *Microelectronic Engineering* **85**, 1417 (2008).
- [100] M. Tonouchi, *Nature photonics* **1**, 97 (2007).
- [101] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, G. Almási, and J. Hebling, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **32**, 553 (2011).
- [102] Z. Ollmann, J. Hebling, and G. Almási, *Applied Physics B* **108**, 821 (2012).
- [103] M. C. Kelly, G. G. Gomlak, V. G. Panayotov, C. Cresson, J. Rodney, and B. D. Koplitz, *Applied Surface Science* **127–129**, 988 (1998).
- [104] M. A. Foad, C. D. W. Wilkinson, C. Dunscomb, and R. H. Williams, *Applied Physics Letters* **60**, 2531 (1992).
- [105] T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, and D. Ristau, *Appl. Opt.* **42**, 6934 (2003).
- [106] G. Gallot, J. Zhang, R. W. McGowan, T.-I. Jeon, and D. Grischkowsky, *Applied Physics Letters* **74**, 3450 (1999).
- [107] C. M. Cirloganu, P. D. Olszak, L. A. Padilha, S. Webster, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, in *Frontiers in Optics 2010/Laser Science XXVI* (Optical Society of America, Rochester, New York, 2010), p. LTuG3.
- [108] M. Bakunov, M. Tsarev, and E. Mashkovich, *Opt. Express* **20**, 28573 (2012).
- [109] F. Blanchard, B. E. Schmidt, X. Ropagnol, N. Thiré, T. Ozaki, R. Morandotti, D. G. Cooke, and F. Légaré, *Applied Physics Letters* **105**, 241106 (2014).
- [110] P. Malevich *et al.*, *Optics Letters* **38**, 2746 (2013).