

Szegedi Tudományegyetem TTIK
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

DIPLOMAMUNKA

Szélessávú 12W-os optikai parametrikus erősítő tervezése

Készítette: Andrásik Attila
Fizikus MSc szakos hallgató

Témavezető: dr. Osvay Károly
egyetemi docens
SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék
dr. Börzsönyi Ádám
tudományos munkatárs
SZTE Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged
2013

Tartalomjegyzék

Tartalmi összefoglaló	3.
Bevezetés	4.
I. Elméleti háttér	5.
I.1. A lézerek működésének alapjai, tulajdonságok.....	5.
I.1.1. Einstein relációk.....	5.
I.1.2. Populáció inverzió.....	5.
I.1.3. Az emissziós hatáskeresztmetszet.....	7.
I.2. A kisjelű erősítési együttható.....	7.
I.3. Impulzusok jellemzése.....	8.
I.4. Lézerimpulzusok erősítése.....	8.
I.5. A nemlineáris optika alapjai.....	10.
I.5.1. A nemlineáris optikai szuszceptibilitás.....	10.
I.5.2. Másod harmonikus keltés.....	12.
I.5.3. Összeg és különbség harmonikus keltés.....	12.
I.5.4. Optikai parametrikus oszcillátor.....	14.
I.5.5. Optikai parametrikus erősítés.....	14.
I.5.6. Fázisillesztés.....	15.
I.6. Az OPA előnyei.....	17.
II. Célkitűzések	18.
III. Szimulációk	19.
III.1. BBO.....	20.
III.2. KDP.....	22.
III.3. DKDP.....	23.
IV. Az optikai rendszer tervezése	26.
Összefoglalás	30

Tartalmi összefoglaló

Jelen dolgozatban egy szélessávú optikai parametrikus erősítő rendszer koncepcionális tervezését végzem el, mely ultrarövid 100 fs-os, 800 nm-es impulzusokat 80MHz-es ismétlődési frekvencián 10-es faktorial erősít. Szimulációkat végzek az erősítésre különböző kristályokat használva, majd modellt készítek az erősítő rendszerre különböző paraméterekkel. Eredményeimet a dolgozatom végén összefoglalom

Kulcsszavak: lézer, erősítés, OPCPA, BBO, KDP, DKDP, nemlineáris

Bevezetés

Az ultrarövid, erősített lézerimpulzusok alkalmazása a tudomány számos területére kiterjed pl: orvostudomány, biológiai kutatások, spektroszkópia, anyagtudomány, mikroszkópia. A mikroszkópia területén számos fejlesztés történt a közelmúltban. Mivel egy-egy lövésből csak alacsony fotonszámot lehet kinyerni (low photon yield experiments), szükség van magasabb ismétlődési frekvencián működő lézer mikroszkópok létrehozására. Hazai fejlesztés egy 80 MHz-en működő multifoton mikroszkóp megépítése. A lézerfejlesztési projekt, melyhez kapcsolódóan ez a diplomamunka megszületett, célja egy pásztázó multifoton mikroszkóp megalkotása, mely a hagyományosnál ötször nagyobb átlagos teljesítményű, 100 fs-os impulzusokat használ fel.

A pikoszekundum alatti impulzusok alkalmazási köre 100kHz-100MHz ismétlődési frekvencián napjainkra egészen kiépült. 100kHz-en optikai szálak lézer technológiát használnak, közvetlenül a szálakban erősítve az impulzusokat [1]. A néhány 10 MHz-es tartományban itterbium szennyezett vékonylemezeket használnak fel, 1 kW-os átlagos teljesítményen [2]. A szélessávú erősítő elrendezések 800nm környékén 10W alatti teljesítményen, és csak 100 kHz-en működtek. Ez a módszer szélessávú 800nm-es magimpulzusokat használ, melyeket impulzusüzemű szálerősítővel, vagy optikai parametrikus erősítővel erősítettek [3].

A dolgozatomban először áttekintem a lézerek működésének elméleti alapjait, és tulajdonságait, majd a nemlineáris optika főbb jelenségeit ismertetem. A dolgozat második részében ismertetem a projektben vállalt munkám során megírt szimulációkat a különböző lehetséges módszerekre, melyek alkalmazhatóak a szélessávú, 80MHz-es optikai parametrikus erősítő rendszer megépítésére. Ezután kiválasztom a technikailag, és gazdasági szempontból legmegfelelőbbnek tartott módszert. A dolgozatom végén ismertetem a kiválasztott módszernek megfelelő megtervezett optikai rendszer.

A dolgozatom célja egy olyan optikai parametrikus erősítő koncepcionális tervezése, mellyel ultrarövid, hangolható, 80 MHz-es ismétlődési frekvenciájú, nano-Joule energiájú impulzusokat egy nagyságrenddel meg tudunk erősíteni.

I. Elméleti háttér

I.1. A lézerek működésének alapjai, tulajdonságok

I.1.1. Einstein relációk

Albert Einstein a huszadik század elején felvetette a kényszerített emisszió létezését. Az addig ismert abszorpció, és spontán emisszió lényege, hogy $h\nu_{21}$ energiájú foton érkezik be a rendszerbe, melynek, tegyük fel, két energianívója van: az 1-es indexszel jelölt alsó, és a 2-es indexszel jelölt felső. Ekkor $h\nu_{21} = E_2 - E_1$. Az alsó energianívón lévő egyik elektron a felső energianívóra gerjesztődik, a foton abszorbeálódott. Az alsó nívón lévő elektronok számának időfüggése:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (1)$$

ahol a B_{12} annak a valószínűsége egységes frekvencián, hogy megvalósul az átmenet A spontán emisszióra a következő érvényes:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2 \quad (2)$$

ahol az $A_{21} \text{ s}^{-1}$ dimenziójú konstans, annak a valószínűsége, hogy egy elektron a 2-es nívóról az 1-es nívóra térjen vissza spontán módon. A kényszerített emisszió létrejöhet egy másik, megfelelő frekvenciájú foton által kiváltva is. Az elektron a magasabb energianívóról az alacsonyabb nívóra kerül a beérkező foton miatt, és kibocsát egy azonos frekvenciájú foton. A magasabb nívón lévő elektronok számának alakulása az idő függvényében:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21}\rho(\nu_{21})N_{21} \quad (3)$$

,ahol B_{21} arányossági konstans. Az A és B konstansok az ún. Einstein együtthatók.

I.1.2. Populáció inverzió

Termális egyensúlyban a magasabb nívón kevesebb részecske tartózkodik, mint az alacsonyabb nívón. Az abszorpciós együttható mindig pozitív ez esetben. Amennyiben feltesszük, hogy rövid ideig a magasabb nívón több részecske van, mint az alacsonyabb nívón, az abszorpciós együttható negatív lesz. Az így létrejött részecske-többletet a magasabb nívón nevezzük populáció inverzióknak:

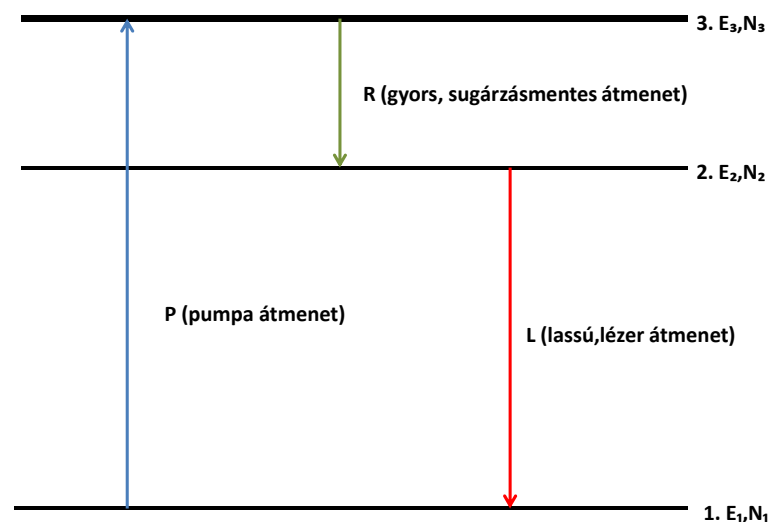
$$N_{pop} = N_2 - \frac{g_2 N_1}{g_1} \quad (4)$$

Itt a g -k azt mutatják, hogy a nívók hányszorosan degeneráltak. Termális egyensúlyban soha nem lehet elérni a populáció inverziót, akármennyire felmelegítjük a rendszert. Amikor a két nívón a részecskék száma megegyezik, akkor azt inverziós határértéknek nevezzük. Az

inverzió létrehozásához meghatározott energiára van szükség, ezt nevezzük pumpa energiának.

Populáció inverzió létrehozása

Az eddigiekben kétszintes energianívó-rendszert vizsgáltunk a populáció inverzió létrehozására, és azt találtuk, hogy pusztán a hőmérséklet növelésével nem lehet elérni, hogy a magasabb nívón egyensúlyi állapotban nagyobb részecskeszám legyen, mint az alacsonyabb nívón. Más megközelítésre van tehát szükség. Ennek egyik formája a háromszintes rendszer. **(1. ábra)** Először tegyük fel, hogy az atomok a legalacsonyabb energianívón, az E_1 energiájú (1-es) nívón tartózkodnak, melyet alsó lézer nívónak nevezünk. Gerjesztjük a lézert anyagot valamilyen módon (pl: megfelelő frekvenciájú fotonok érkeznek be a rendszerbe, vagy kémiai reakció útján), és a részecskék fellépnek a legmagasabb nívóra (3-as nívó). Ez egy energiasáv, meghatározott sávszélességgel, minél nagyobb a sávszélesség, annál rövidebb a nívó élettartama.



1. ábra: A háromszintes lézerrendszer

A 2.-es nívó jól meghatározott energiájú, kis bizonytalansággal, tehát az élettartama nagy. Ez azt jelenti, hogy a 3.-ashoz képest lassan lépnek le a részecskék az 1.-es szintre. A 2.-es és 1.-

es nívók közötti átmenetet nevezzük a lézer átmenetnek. A populáció inverzió akkor valósul meg, ha a 2.-es nívón a részecskék száma nagyobb, mint az 1.-es nívón.

$$N_2 > N_1 \quad (5)$$

A 2.-es nívó élettartama is jóval nagyobb, mint a 3.-as gerjesztett állapoté:

$$\tau_{21} \gg \tau_{32} \quad (6)$$

A 3-as nívón lévő részecskék száma elhanyagolhatóan kicsi N_1 -hez, és N_2 -hez képest. Ilyen háromszintes rendszerben működik a szilárdtest rubinlézer.

I.1.3. Az emissziós hatáskeresztmetszet

A σ_{21} jelöléssel definiálhatjuk a 2.-es és 1.-es szintek közötti átmenethez tartozó kényszerített emissziós hatáskeresztmetszetet.

$$B_{21} = \frac{c}{h\nu g(\nu)} \sigma_{21} \quad (7)$$

Az állapot, és energiasűrűség ($\rho(\nu)$) figyelembe vételével felírhatjuk a hatáskeresztmetszetet a következő alakban:

$$\sigma_{21} = \frac{B_{21}\rho(\nu)}{cD}, \quad (8)$$

ahol D jelenti a fotonsűrűséget. [4.5]

I.2. A kisjelű erősítési együttható

Adott egy henger szimmetrikus aktív közeg, melyben pumpálással populáció inverziót hozunk létre. A közeg két oldalán majdnem $R=1$ -es reflexiójú tükröket helyezünk el. A fotonok minden egyes alkalommal megsokszorozódnak az aktív közeg után, majd visszaverődnek a tükrön. Minden egyes visszaverődés alkalmával az intenzitás egy kis része transzmittálódik a tükrön, azaz elhagyja az oszcillátort. Tegyük fel, hogy a két tükrő reflexiója R_1 és R_2 , az aktív közeg hossza l . Az egység hosszra számolt erősítési tényező g . A következő egyenletet írhatjuk fel:

$$\frac{dI}{dz} = gI \quad (9)$$

Az első áthaladás után a következő lesz az intenzitás:

$$I = I_0 \exp(gl) \quad (10)$$

N db áthaladás után pedig:

$$I_N = I_0 R_1^N R_2^N \exp(Ngl) \quad (11)$$

lesz az intenzitása. A g -t **kisjelű erősítési együtthatónak** nevezzük.

I.3. Impulzusok jellemzése

Az ultrarövid impulzusok felfoghatók, mint különböző frekvenciájú monokromatikus hullámok összege, melyek adott amplitúdóval és spektrális fázissal rendelkeznek. Tegyük fel, hogy az impulzust alkotó spektrális komponensek síkhullámok. Egy a z-tengely mentén haladó, ω körfrekvenciájú monokromatikus síkhullám térerőssége:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi), \quad (12)$$

ahol E_0 a hullám amplitúdója, k a hullámszám, és φ a kezdő fázis, t az idő. Az impulzus, ahogy fentebb említettük, különböző frekvenciájú monokromatikus síkhullámok összegeként állítható elő, azaz:

$$E'(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(\omega) e^{i(\omega t - kz + \varphi(\omega))} d\omega \quad (13)$$

Az impulzus intenzitása az alábbi módon számolható:

$$I(t) = E(t)E^*(t), \quad (14)$$

ahol $E^*(t)$ az $E(t)$ térerősség komplex konjugáltja. Az impulzus időbeli alakjának jellegzetes vonásait a $\varphi(\omega)$ spektrális fázisfüggvénynek az impulzus ω_0 központi frekvenciája körül kapott Taylor sor:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \frac{d\varphi}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3\varphi}{d\omega^3}(\omega - \omega_0)^3 \quad (15)$$

együtthatóival jellemezzük:

$$GD = \frac{d\varphi}{d\omega}; \quad GDD = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}; \quad TOD = \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \quad \text{stb.} \quad (16)$$

Ha a Taylor sor harmad és magasabb rendű tagjai elhanyagolhatóak, akkor az impulzus τ időbeli félérték szélessége:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{4 \ln 2 \varphi_2}{\tau_0^2}\right)^2} \quad (17)$$

ahol τ_0 az impulzus ún. transzform limitált időbeli hossza. [6,7]

I.4. Lézerimpulzusok erősítése

Az ultrarövid impulzusok erősítésére 3 módszer lehetséges a TeWaTi laboratóriumban. Az első az impulzusüzemű pumpa lézerrel megvalósított impulzus erősítés titán-zafír kristállyal. A második módszer titán-zafír erősítés folytonos üzemű pumpával. A harmadik módszer az optikai parametrikus erősítés egy nemlineáris szuszceptibilitással rendelkező kristályt alkalmazva.

Titán-zafír erősítés esetén a beérkező pumpa fotont elnyeli az erősítő közeg, majd a populáció inverzió miatt a beérkező erősítendő magimpulzus fotonja „magával ránt” még egy

fotont a magimpulzus frekvenciáján, így a rendszer két fotont bocsát ki magából az egy helyett. Minél nagyobb a pompuláció inverzió, annál nagyobb az erősítés. A populáció inverzió, és az erősítés között exponenciális összefüggés van, amit a Frantz-Nodvik modell ír le. A közegből emittált fotonok egy visszacsatoló rendszer (pl: az aktív közeg két oldalán két nagy reflexiós tükör) következtében visszatérnek az erősítő közegbe, majd újra ismétlődik az egész. Ahány áthaladás történik, mielőtt a foton elhagyja a rendszert, annyi passzos a rendszer. A passzok növelésével egy idő után az erősítés telítődésbe megy át, azaz az exponenciális növekedés az erősítésben leromlik, és konstanssá válik a passzok növelésével az erősítés. [8]

Az erősítési sáv szélesség beszűkülése: a „gain narrowing”

Ultrarövid impulzusok erősítése esetén gyakran az impulzus sáv szélessége nagyobb, mint az a sáv szélesség, ahol az erősítés történik. A (11)-ben látott kiszjelű erősítési együttható a frekvencia függvénye, egy Gauss függvénnyel írható le. Az emisszió, és az abszorpciós spektruma szintén Gauss-görbével jellemezhető, ahogy az látszódik a **2. ábrán**.

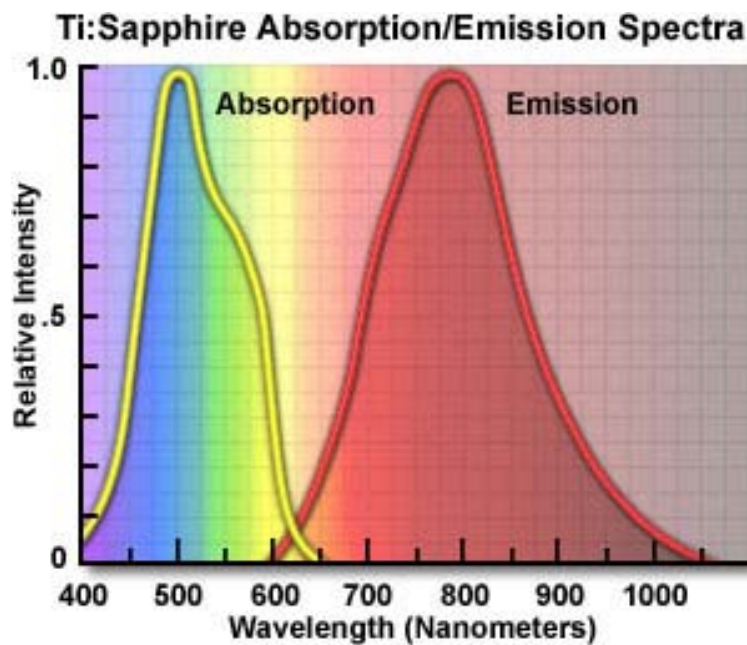


Figure 1

2. ábra: Titán-zafír kristály abszorpciós és emissziós spektruma [9]

Az ábrán jól látszódik, hogy az emissziós spektrum félérték szélessége kb: 150 nm. Ehhez hasonló a kiszjelű erősítési együttható spektruma, amely arányos az emissziós hatáskeresztmetszettel. Mivel $g(700 \text{ nm}) \approx g(900 \text{ nm}) < g(790 \text{ nm})$, az erősítés jóval kisebb a spektrum két szélén, mint a központi hullámhosszon. Így a sáv szélesség egy jól meghatározott értéket vesz fel. Az oszcillátorban a passzok növelésével egyre nagyobb erősítés érhető el a

központi hullámhosszon, a spektrum két szélén az erősítés viszont lecsökken, melynek következtében az erősítés beszűkül. Ez a jelenség a gain narrowing. A beszűkült sáv szélesség miatt az erősített impulzus időtartama megnövekszik.

A „thermal lensing”

További hátránya a titán-zafír lézerezésnek az ún. thermal lensing. Az erősítés hatásfoka sose éri el a 100%-ot, mert az elnyelt energia egy része hővé alakul át. Az elnyelt hő miatt a kristály törésmutatója anizotróp lesz, nemlinearitások lépnek fel. Ez főleg a nagyintenzitású erősítés esetén válik komollyá. A törésmutató változása torzulásokat okoz a nyaláb spektrumában, és az erősítés mértékében. Ezen hatásokat elkerülendő, a titán-zafír erősítő elrendezéseket rendszeresen hűteni kell, a hűtők teljesítményét növelni kell, minél nagyobb intenzitásokat alkalmazunk a kristály pumpálására. Ezen kívül javallott még a hengerszimmetrikus pumpa elrendezés használata, hogy a hőmérséklet különbségek okozta hőterjedés hatásait csökkenteni lehessen. Az előbb említett hátrányok miatt egy nagyintenzitású, hangolható erősítő berendezés megalkotásához célszerű egy olyan módszert használni, mely nem az előbb említett titán-zafír kristályhoz hasonló módon erősít. Ilyen kristályok a nemlineáris optikában használatos anyagok, az erősítés módszere pedig az optikai parametrikus erősítés. A következő fejezetben először áttekintem a nemlineáris optikával kapcsolatos elméleti alapokat, valamint a jelenségeket, majd rátérek az optikai parametrikus erősítés tárgyalására. [6]

I.5. A nemlineáris optika alapjai

I.5.1. A nemlineáris optikai szuszceptibilitás

Nemlineáris optika olyan jelenség vizsgálatára létrejött tudományág, mely akkor lép fel, ha az anyagi rendszerünk optikai tulajdonságai megváltoznak az intenzitás függvényében. Amennyiben egy kristályba hatoló lézerefény intenzitása elég nagy, akkor kapcsolatba lép az anyagot alkotó atomokban lévő elektromos térerősséggel, melynek következtében az befolyásolja a lézer hullámhosszát és intenzitását. A nemlineáris jelenségek egyikét, a másod-harmonikus keltést Franken alkalmazta először 1961-ben, nem sokkal az után, hogy feltalálták a lézert (1960, Maimen).

Mint ismert, a kristályban indukált polarizáció a következőképpen alakul egy E térerősség hatására:

$$\tilde{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \tilde{E}(t) \quad (18)$$

,ahol a $\chi^{(1)}$ a lineáris szuszceptibilitás. A polarizációt kifejezhetjük egy hatványsor alakjában a térerősség szerint:

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \tilde{E}(t) + \chi^{(2)} \tilde{E}^2(t) + \chi^{(3)} \tilde{E}^3(t) + \dots] \quad (19)$$

a $\chi^{(2)}$, és $\chi^{(3)}$ mennyiségek a másod, és harmadrendű szuszceptibilitások. A nemlineáris polarizáció kifejtése a térerősség függvényében a legáltalánosabb módszer a nemlineáris közeg leírására, mert a szuszceptibilitások jellemzőek a közegre. Nemlineáris közegben a hullámegyenlet a következő alakot ölti:

$$\nabla^2 \tilde{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (20)$$

, ahol P^{NL} a nemlineáris polarizáció.

A nemlineáris optikai együttható

Amennyiben a nemlineáris szuszceptibilitást χ_{ijkl} -nek jelöljük, ahol az $(ijkl)$ alsó indexek közül az első a keltett polarizáció térkoordinátája, a többi (jkl) indexek a keltő elektromos tér (xyz) térkoordinátái, akkor a harmadrendű polarizáció a következőképpen néz ki az ω -k függvényében

$$P_i(\omega_4) = \varepsilon_0 D^{(3)} \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3) \quad (21)$$

, ahol a D konstans, értéke 1, ha az összes mező megkülönböztethetetlenek, 3, ha két mező megkülönböztethetetlen, 6, ha a mezők megkülönböztethetőek. Másodrendre, és a többi rendre is fel lehet írni hasonlóan a polarizációt, pl: másodrend esetén csak (jk) indexei vannak a szuszceptibilitásnak. A nemlineáris szuszceptibilitásra érvényesek a következő szimmetria-tulajdonságok:

$$\chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_2, \omega_3) = \chi_{ikjl}^{(3)}(-\omega_4, \omega_2, \omega_1, \omega_3) = \chi_{ilkj}^{(3)}(-\omega_4, \omega_3, \omega_2, \omega_1) \quad (1.23)$$

,vagyis permutálhatjuk $(ijkl)$ -t anélkül, hogy megváltozna a szuszceptibilitás, amennyiben a hozzájuk tartozó $(1,2,3)$ indexeket is hasonlóan permutáljuk. A szuszceptibilitás értékekhez tartozó nemlineáris optikai együtthatók másodrendű esetben:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (22)$$

Az i index az (x,y,z) koordinátákra 1,2,3. A jk indexek xx,yy,zz koordinátákra rendre 1,2,3, $yz=zy$ -ra 4, $xz=zx$ -re 5, $xy=yx$ -ra 6 értékeket vesz fel. [10,11]

I.5.2. Másod harmonikus keltés

Adott egy lézernyaláb, melynek elektromos mezeje a következő:

$$\tilde{E}(t) = E e^{-i\omega t} + cc. \quad (23)$$

beesik egy nemnulla másodfokú elektromos szuszceptibilitással rendelkező kristályba. Így a nemlineáris polarizáció, mely keltődik a kristályban:

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = 2\varepsilon_0\chi EE^* + (\varepsilon_0\chi^{(2)}E^2 e^{-i2\omega t} + cc.) \quad (24)$$

Láthatjuk, hogy a keltett másodrendű polarizációhoz tartozó elektromos térnek 2ω frekvenciája van, ha a beesőnek ω (második rend). Nagyon jó körülmények esetén a másod harmonikus, és a beeső nyaláb intenzitása egyhez közelít, tehát nagyon jó a konverziós hatásfok (η).

I.5.3. Összeg, és különbség harmonikus keltés

Összeg harmonikus keltés

Tegyük fel, hogy a beeső nyaláb két különböző frekvenciájú komponenset tartalmaz (ω_1, ω_2). Az előző esethez hasonlóan ki lehet fejteni a nemlineáris polarizációt. Összeg alakjában így írhatjuk:

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (25)$$

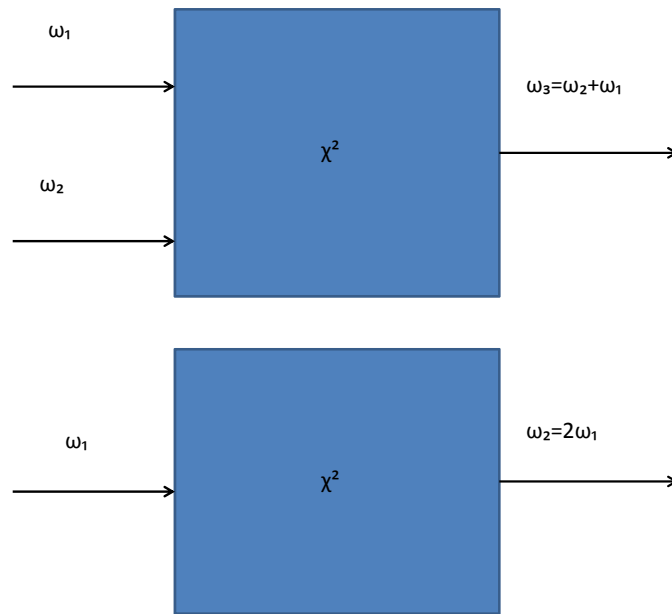
Ez alapján a nemlineáris polarizáció:

$$\tilde{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0\chi^{(2)} [E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + cc.] + 2\varepsilon_0\chi^{(2)} [E_1 E_1^* + E_2 E_2^*] \quad (26)$$

A $P(2\omega_i)$ tagok az i -dik frekvenciához tartozó másod harmonikusok (SHG), a $P(\omega_2 + \omega_1)$ tag tartozik a két frekvencia összegéhez tartozó összeg harmonikusokhoz (SFG), a $P(\omega_2 - \omega_1)$ tag tartozik a frekvenciák különbségéhez tartozó különbség harmonikusokhoz (DFG). a $P(0)$ az optikai helyesbítés (OR). Az összeg harmonikus keltés (Sum-Frequency-Generation) folyamatát leírja a következő képlet:

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (27)$$

,vagyis a beeső ω_1 és ω_2 frekvenciájú komponensek keltenek a kristályban ez eredeti komponenseken túl egy $\omega_1 + \omega_2$ frekvenciájú komponenset. A folyamat sok esetben analóg a másod harmonikus keltéssel. **3. ábra.** A két jelenség legfontosabb alkalmazása a hangolható frekvenciájú lézerek létrehozása.



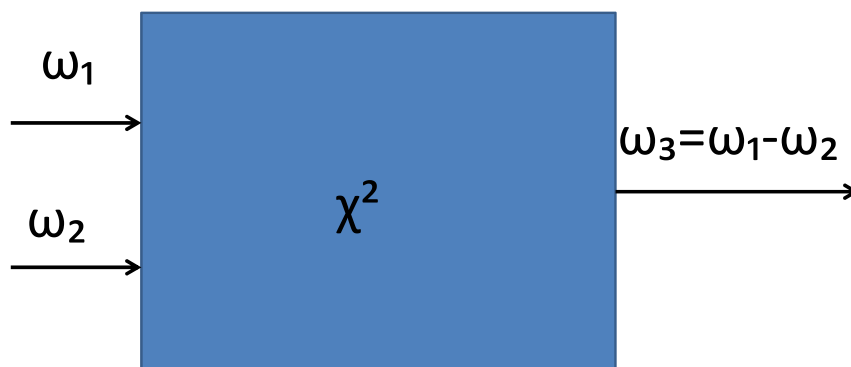
3. ábra: Az összeg (felül), és másod (alul) harmonikus keltés folyamata

Különbség harmonikus-keltés

A különbség harmonikus keltés (Difference Frequency Generation) folyamata során a keltett nemlineáris polarizáció:

$$\tilde{P}(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2^* \quad (28)$$

A jelenség sematikus rajza a **4. ábrán** látható.



4. ábra: Különbség harmonikus keltés sematikus rajza

I.5.4. Optikai parametrikus oszcillátor

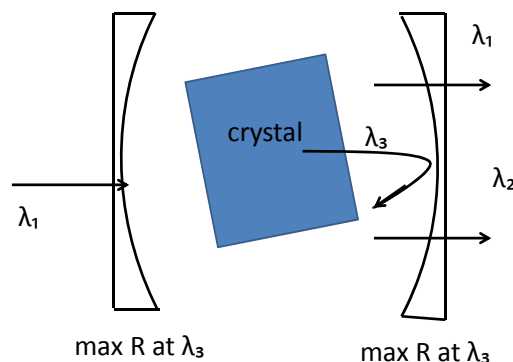
Az előzőekben láttuk a különbség harmonikus keltés folyamatát, azaz ω_2 és ω_1 frekvenciájú beeső fotonok a kristály után $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ frekvenciájú fotont tudnak létrehozni. Egy ω_2 és ω_3 frekvenciájú foton jelenlétében a különbség harmonikus keltés folyamata további fotonokat tud kelteni ezeken a frekvenciákon. Így, ha a rendszert behelyezzük egy oszcillátorba, akkor intenzitásnövekedést érhetünk el. Ezt nevezzük optikai parametrikus erősítésnek. Az így megalkotott eszköz hangolható, mert bármilyen ω_2 frekvencián kielégíti a $\omega_2 + \omega_3 = \omega_1$ (29) egyenletet. Az ω_1 frekvencia a pumpa frekvenciája, az ω_2 frekvenciás tagot nevezzük a signal (jel) tagnak, az ω_3 frekvenciás tagot nevezzük Idler tagnak. Az OPO pumpálására több mód kínálkozik. Az ún szinkron pumpás változatban a pumpa, és magimpulzusok ismétlődési frekvenciáját úgy kell beállítani, hogy időben átfedjenek, és egyszerre érkezzenek be a kristályba. Egy másik módszer a huzalos erősítő rendszer pumpált OPCPA (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification) elrendezés. Ezzel a módszerrel mJ-os impulzusok, és 6-7 W-os átlagos kimeneti teljesítmények is elérhetőek. [12,3]

I.5.5 Optikai parametrikus erősítés (OPA)

Egy optikai parametrikus oszcillátor esetén a kristályra eső, egy adott frekvenciájú foton két új frekvenciájú fotont kelt a kristály kimenetén. A beeső foton energiája a két új foton energiájának összegéből áll.

$$\frac{hc}{\lambda_1} = \frac{hc}{\lambda_2} + \frac{hc}{\lambda_3} \quad (30)$$

Az 5. ábrán egy egyszeresen rezonáns optikai parametrikus oszcillátor látható (SRO)



5. ábra: Egyszeresen rezonáns oszcillátor sematikus rajza

Amennyiben a tükrök vagy a ω_i , vagy az ω_s frekvencián reflektálnak, akkor egyszeresen rezonáns oszcillátorról beszélünk (SRO), amennyiben mindkét frekvencián visszaveri az impulzusokat, kétszeresen rezonáns oszcillátorról van szó (DRO). A degenerációs pont ($\omega_i = \omega_s$) közelében az oszcillátor kétszeresen rezonáns oszcillátorként működik.

Legyen ω_3 a pumpa frekvenciája, ω_2 az idler frekvenciája, ω_1 a signal frekvenciája. Az idler impulzus, és a signal impulzus egyenletei az amplitudó alakulására:

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2i\omega_1 d_{eff}}{k_1 c^2} A_3 A_2^* e^{i\Delta k z} \quad (31)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{2i\omega_2 d_{eff}}{k_2 c^2} A_3 A_1^* e^{i\Delta k z} \quad (32)$$

$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$, a fázis-eltérés (phase mismatch). Az egyenletek kielégítik a következő megoldást:

$$A_1(z) = \left[A_1(0) \left(\cosh gz - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh gz \right) + \frac{\kappa_1}{g} A_2^*(0) \sinh gz \right] e^{i\Delta k z/2} \quad (33)$$

$$A_2(z) = \left[A_2(0) \left(\cosh gz - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh gz \right) + \frac{\kappa_2}{g} A_1^*(0) \sinh gz \right] e^{i\Delta k z/2} \quad (34)$$

a g a kiszelű erősítési együttható:

$$g = \left[\kappa_1 \kappa_2^* - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (35)$$

$$\text{ahol a } \kappa_i = \frac{2i\omega_i^2 d_{eff} A_3}{k_i c^2} \quad (36)$$

Tökéletes fázis illesztés esetén ($\Delta k=0$) és akkor ha az A_2 amplitudó eltűnik az inputon, a signal, és idler amplitudó módosul a következőre:

$$A_1(z) = \frac{1}{2} A_1(0) \exp(gz) \quad (37)$$

$$A_2(z) = 0(1) A_1^*(0) \exp(gz) \quad (38)$$

[10]

I.5.6. Fázisillesztés

Az, ahogy végbemegy az energia-konverzió egy OPO esetében, meghatározza, hogy milyen ω_s frekvencián legyen a kimenet. A signal frekvenciája mindig kisebb, mint a pumpa frekvenciája, és a **fázisillesztés**en keresztül lehet befolyásolni.

A $\Delta k=0$ értékhez tartozó fázis illesztés elérése nem könnyű feladat a legtöbb kristály azon tulajdonága miatt, hogy különböző frekvenciákon különböző törésmutató értékekkel bírnak. Amennyiben a törésmutató növekszik növekvő frekvenciával, akkor ezt a jelenséget

normális diszperzióknak nevezzük. Ellenkező esetben anomális diszperzióról van szó. A tökéletes fázis illesztés esetében, párhuzamos nyaláboknál:

$$\frac{n_1\omega_1}{c} = \frac{n_2\omega_2}{c} + \frac{n_3\omega_3}{c} \quad (39)$$

Ehhez azt kell elérnünk, hogy a signal frekvenciáján a törésmutató egyezzen meg az idler és a pumpa frekvenciák törésmutatóinak összegével. SHG esetében pl: a következő feltételek mellett lesz fázisillesztés:

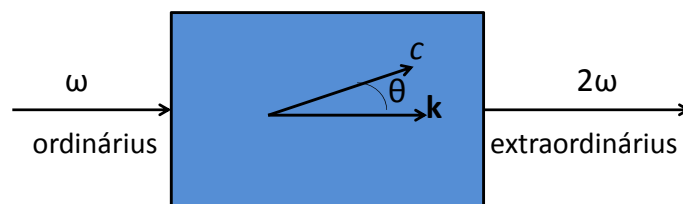
$$n(\omega_1) = n(2\omega_1) \quad (40)$$

Mind a másod-harmonikus, mind a különbség-harmonikus keltés esetében elérhető a fázisillesztés anomális diszperzióval rendelkező kristály használatával. Másik, gyakrabban használt módszer a kettőtörő kristályok alkalmazása. A beérkező impulzus felbomlik egy ordinárius és egy extraordinárius impulzus összegére. A kettős törés egyik fontos tulajdonsága, hogy a törésmutató függ attól, hogy melyik irányba terjed a fény. Ordinárius esetben nem irányfüggő a törésmutató, extraordinárius esetben viszont függ az optikai tengely irányításától, és az impulzus terjedés tengely által bezárt szögétől. A kristályok között az mutat kettőtörést, amelyeknek nem kockaszerű a rácsszerkezete.

A fázisillesztés akkor valósul meg, ha az

$$n(\omega_3) = n(\omega_1 + \omega_2) \quad (41)$$

teljesül a kristályra. Azt a szöget, melyet az optikai tengellyel be kell zárnia az extraordinárius nyalábnak ahhoz, hogy (60) teljesüljön fázisillesztési szögnek nevezzük (ϑ).



6: ábra: Másod harmonikus keltés fázisillesztés geometriája negatív uniaxiális kristály esetére

SHG esetén a **6. ábrán** látható, hogy a beeső ω impulzus \mathbf{k} hullámszám vektorral rendelkezik, mely megadja az impulzus terjedési irányát. Ez a vektor ϑ szöget zár be a c

vektorral, melyet a kristály optikai tengelye, vagyis az a tengely, mely mentén az érkező ordinárius impulzus halad, illetve ordinárius törésmutató szerint tör meg. A keltett másod harmonikus extraordinárius polarizációjú. Az ordinárius tag polarizációja merőleges az optikai tengely, és a k síkjára, míg az extraordinárius tag polarizációja a síkkal párhuzamos, utóbbi a ϑ -tól függő $n^e(\vartheta)$ törésmutató szerint tör meg. Ezt a következőképpen adhatjuk meg:

$$\frac{1}{n^e(\vartheta)^2} = \frac{\sin(\vartheta)^2}{n_e^2} + \frac{\cos(\vartheta)^2}{n_o^2} \quad (42)$$

Látható, hogy az extraordinárius törésmutató egyezik az ordinárius törésmutatóval, ha $\vartheta=0$, és megegyezik az ún. principális értékkel, ha $\vartheta=90^\circ$.

A fázisillesztés segítségével egy OPO hullámhossz hangolását végezhetjük el, azáltal, hogy különböző beesési szögekben ejtjük rá a pumpalézer impulzusát a nemlineáris kristályra, vagy forgatjuk a kristályt, vagy pedig a kristály hőmérsékletét változtatjuk. [11]

I.6. Az OPA előnyei

Az OPA elrendezések előnyei a titán-zafír elrendezésekkel szemben:

- Sokkal nagyobb az erősítés sávszélessége. Az 1.3-ban leírt gain narrowing itt jelentősen lecsökkenthető a pumpa beesési szögének optimális megválasztásával. Pl: titán-zafír kristályra a $g(\nu)$ sávszélessége 150-200 nm az első passzon, addig az OPA-nál ez a passzok növelésével nem csökken le, az impulzus nem szélesedik ki jelentősen.
 - Az OPA nagy előnye, hogy a frekvenciája hangolható, az előbb említett megmaradó sávszélesség következményeként. A pumpa optimális beesési szögére akár 400-500nm is lehet az erősítés sávszélessége, és a szög változtatásán keresztül a maximális erősítés központi frekvenciája hangolható.
 - Nincs hőveszteség, mert nem tárolódik el energia a kristályban, és így a thermal lensing sem lép fel
- Mindkét típusú elrendezésnél oda kell viszont figyelni a nagy pumpa intenzitások okozta optikai elemroncsolódásra.

II. Célkitűzések

A dolgozatom célja Mathcad14 programot használva modellezni három különböző nemlineáris kristályra (BBO, KDP, DKDP) az optikai parametrikus erősítést, és sávszélességet, kiválasztani a nagy sávszélességű 12 W-os OPCPA rendszer megvalósítására legmegfelelőbb kristályt, valamint Oslo programot használva a modell paramétereit szerint erősítő rendszert tervezni.

III. Szimulációk

A kristályok erősítésének modellezéséhez Mathcad14 programot használtam, mely a számolások elvégzéséhez, és az eredmények ábrázolásához praktikus választás. Három potenciális nemlineáris kristály optikai parametrikus erősítését vizsgáltam a programban: BBO (BaB), KDP (KH_2PO_4), és DKDP (KH^+_2PO_4) kristályokét.

A kristályok pumpálásához egy 532 nm-es, 35 W-os teljesítményű 80 MHz-es ismétlési frekvencián működő, 25 ps-os impulzusokat kibocsátó dióda pumpált szilárdtest lézer alkalmazható. Ilyen lézer például a Photonics Industries Inc. PS-532-35 sorozatszámú dióda pumpált szilárdtest lézere. A programban a pumpa intenzitást (I_p) MW/mm^2 egységekben adtam meg, melyet a valóságban a nyalábátmérő csökkentésével lehet növelni, mivel a pumpalézer teljesítménye adott. Emellett a nemlineáris kristály hosszát (L) μm -ekben adtam meg. Az erősítés kiszámolásához különböző beesési szögeken, és különböző hullámhosszakon *for* ciklusokat használtam, melyek kimenete egy vektor.

Az erősítés képlete:

$$G = 1 + (g_0 L)^2 \frac{\sinh\left(\sqrt{(g_0 L)^2 - \left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}\right)}{\sqrt{(g_0 L)^2 - \left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}} \quad (43)$$

ahol

$$g_0 = 4\pi \sqrt{\frac{10 I_p d_{eff}^2}{2 \epsilon_0 n_o(\lambda) n_o(\lambda_i) n_e(\lambda_p) c \lambda_i}} \quad (44)$$

λ , λ_i , λ_s jelölik a signal, idler, és pumpa hullámhosszakát, n_o , n_e az ordinárius, és extraordinárius törésmutatókat, rendre. A d_{eff} az effektív másodrendű nemlineáris optikai együttható, mely jellemző a kristályra. [11]

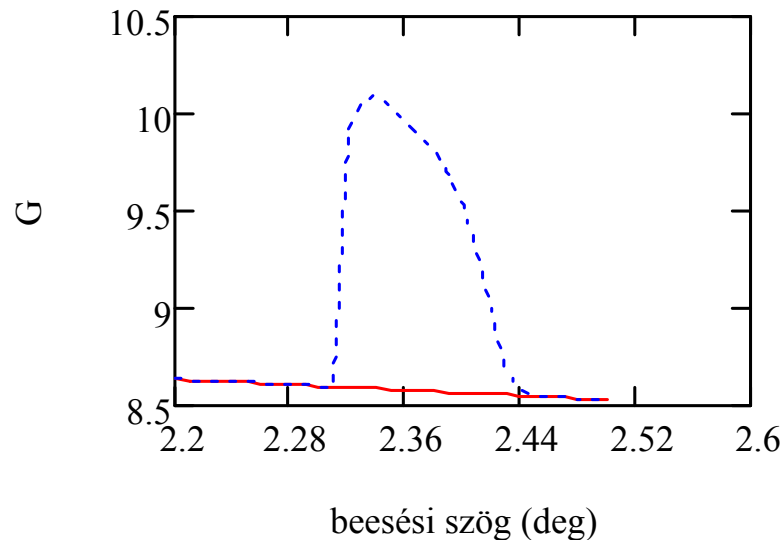
A kristályok kiválasztásánál nagyon fontos szempont az ún. walk-off szög alakulása a beesési szög függvényében. A walk-off szög az, mikor egy anizotrópikus kristályban az intenzitás maximumának iránya eltér az impulzus fázisfrontjának irányától, a szöget a következő képlettel lehet megadni:

$$\rho = \frac{1}{n_e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial \theta} \right) \quad (45)$$

A walk-off szög minél kisebb egy adott kristályra, annál kívánatosabb, mert a nagy walk-off szög elrontja az erősítés maximumának és a terjedési irány egybe esését. [14] Az alábbiakban az egyes vizsgált kristályokra bemutatom a számolások eredményét.

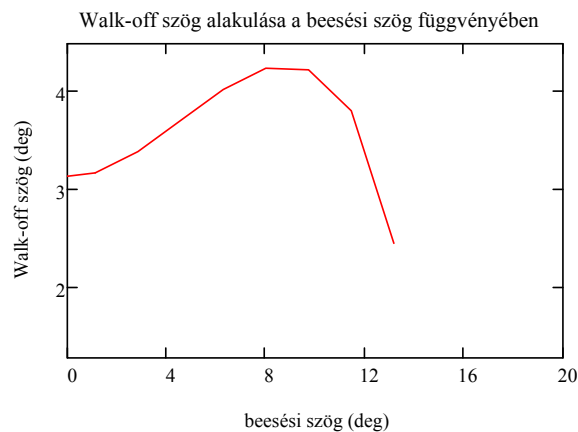
III.1. BBO

A BBO kristálynál a pumpa intenzitást 140 MW/mm^2 -es értékre állítjuk be, a kristályhosszt 10 mm -re, a program futtatása után az erősítésre a következő grafikont kapjuk (7. ábra):



6. ábra: BBO maximális erősítés, és erősítés 800nm-en a beesési szög függvényében Kék szaggatott vonal: max erősítés, piros vonal: erősítés 800nm-en

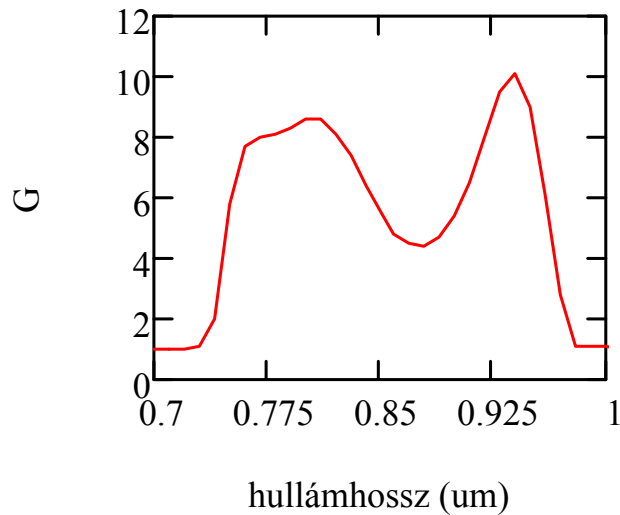
A BBO kristályra akkor érhetünk el maximális erősítést, ha **2.34 fokos** szögben ejtjük rá a pumpát. A gyakorlati megvalósításnál ehhez még hozzá kell adni a walk-off szöget, hogy az erősítés maximuma a kívánt szögben legyen. A BBO kristály nagy hátránya a viszonylag nagy walk-off szög (2.34 fok esetében 3.29 fok) (8. ábra).



8. ábra: BBO walk-off szöge

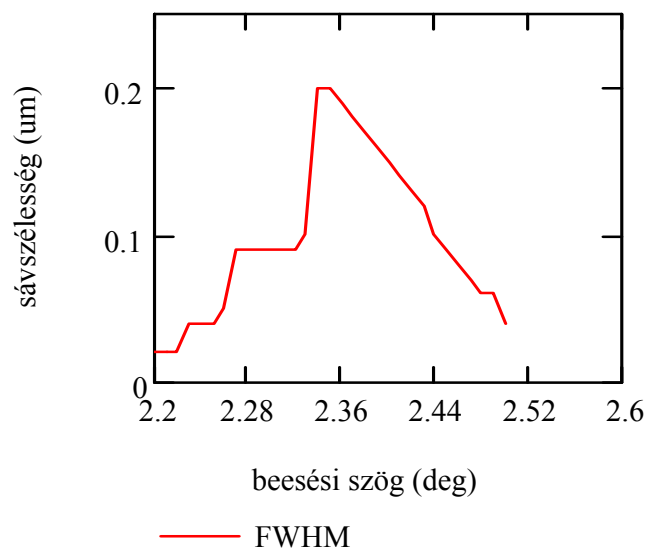
Láthatjuk, hogy a pumpa 2.34 fokos beesési szögének környékén jelentősen eltér a maximális erősítés a 800 nm-es hullámhosszon tapasztalható erősítéstől, és eléri a kívánt 10-es értéket. A pumpa impulzus átmérőjét $d=21.2 \mu\text{m}$ -re lefókuszálva a 35 W-os pumpalézer mellett elérhető a kívánt intenzitás.

A **9. ábra** a hullámhossz függvényében ábrázolja az erősítést:



9. ábra: BBO kristály erősítése a signal hullámhosszának függvényében

A sávszélességet a következő (**10. ábra**) grafikonon láthatjuk:

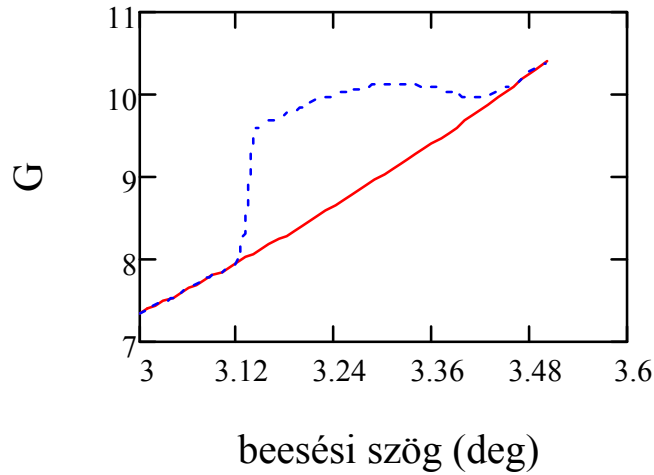


10. ábra: BBO kristály erősítési sávszélessége a beesési szög függvényében

A sávszélesség 2.36 foknál **200 nm** fölé nő.

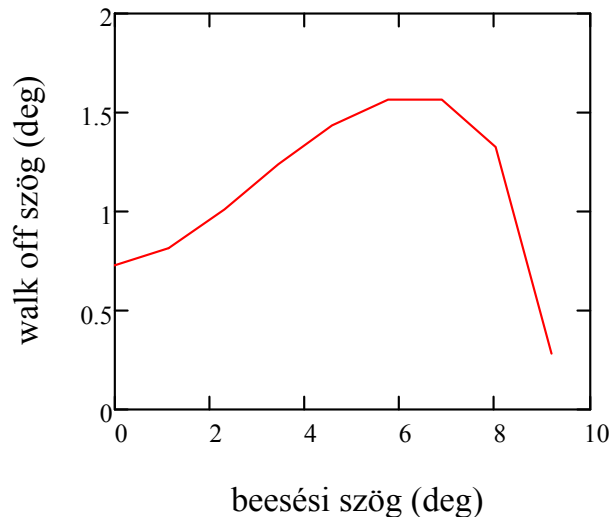
III.2. KDP

Amennyiben az intenzitást beállítjuk $16\ 800\ \text{MW}/\text{mm}^2$ -es értékre, a kristályhosszt pedig $10\ \text{mm}$ -re, a következőt kapjuk az erősítésre (*11. ábra*):



11. ábra: KDP erősítése a pumpa beesési szögének függvényében; piros vonal: erősítés 800 nm-en, kék szaggatott vonal: max. erősítés

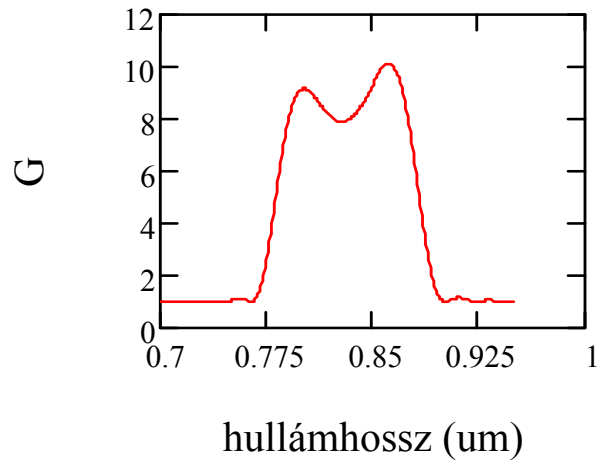
Látható, hogy a maximális erősítés beesési szöge $\alpha=3.32$ fok. A walk-off szög ez esetben 1.213 fok. A KDP kristály walk-off grafikonja a következő ábrán látható (*12. ábra*):



12. ábra: KDP walk-off szöge

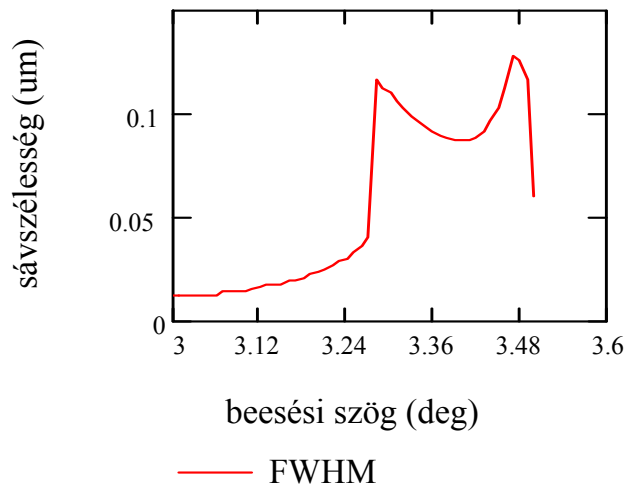
A vizsgált szögtartományban, 3.32 fok körül, az erősítés eléri a 10-es értéket. Ahhoz, hogy elérjük a kívánt intenzitást a pumpa átmérőjét $6.383\ \mu\text{m}$ -re kell lecsökkenteni, ami a KDP

kristály hátránya a BBO-hoz képest. A **13. ábrán** látható grafikon a KDP erősítését ábrázolja a hullámhossz függvényében:



13. ábra: KDP kristály erősítése a signal hullámhosszának függvényében, 3,32 fok beesési szögnél

A KDP kristály sávszélességét alább láthatjuk (**14. ábra**):



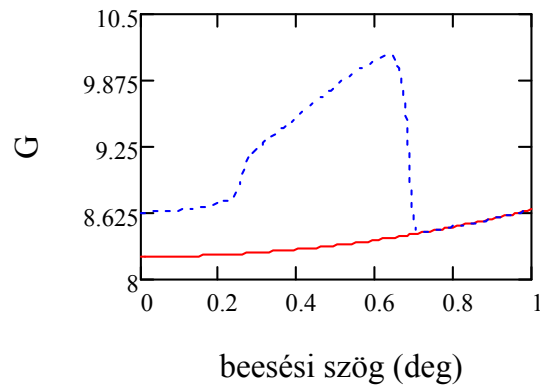
14. ábra: KDP kristály erősítési sávszélessége a beesési szög függvényében

A 3.48 fokos beesési szögnél az erősítési sávszélesség értéke **125 nm**.

III.3. DKDP

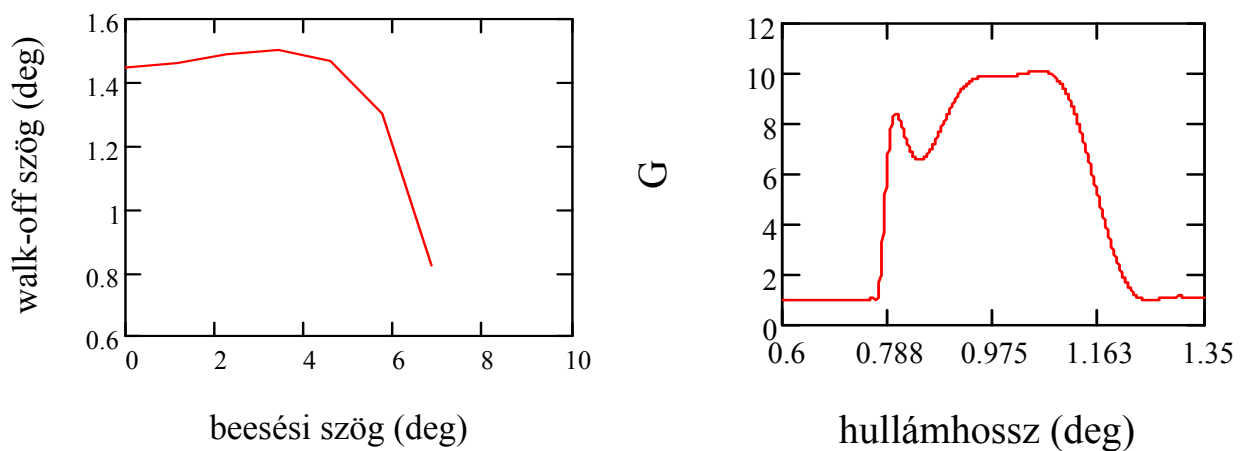
DKDP kristály esetén a maximális erősítést **0.63 fokos** beesési szög mellett érjük el, ahogy az látható a **15. ábrán**, a walk-off szög pedig **1.452 fok**, ahogy az látható a **16. ábrán**.

Utóbbi értéke kicsit nagyobb a KDP kristályénál, de a BBO-énál kisebb. A pumpalézer nyalábját lefókuszálva **7.4 μm** -es átmérőre elérhető az intenzitás, mellyel az erősítés maximális értéke 0,63 fokos beesési szögnél 10-es. A programban 9100 MW/mm² értéket beállítva lehet elérni ezt az erősítést.

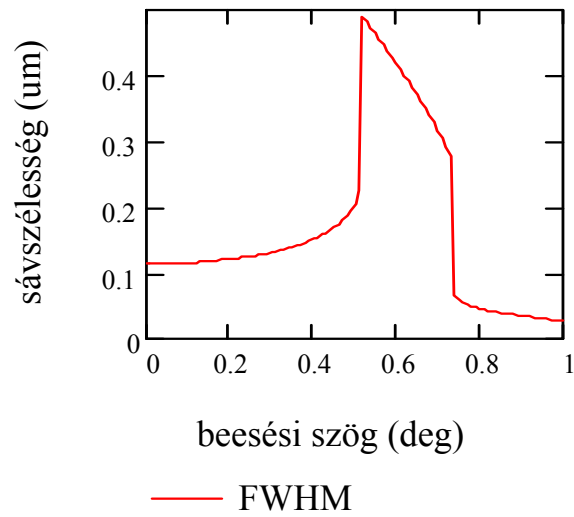


15. ábra: DKDP kristály erősítése

A **17. ábrán** láthatóak az erősítések a signal hullámhosszának függvényében, a **18. ábrán** a sávszélesség a pumpa beesési szögének függvényében.



16. ábra (bal): DKDP walk-off szöge a beesési szög függvényében; 17. ábra (jobb): DKDP erősítése a hullámhossz függvényében, 0.63 beesési szögnél



18. ábra: DKDP signal sávszélessége a beesési szög függvényében

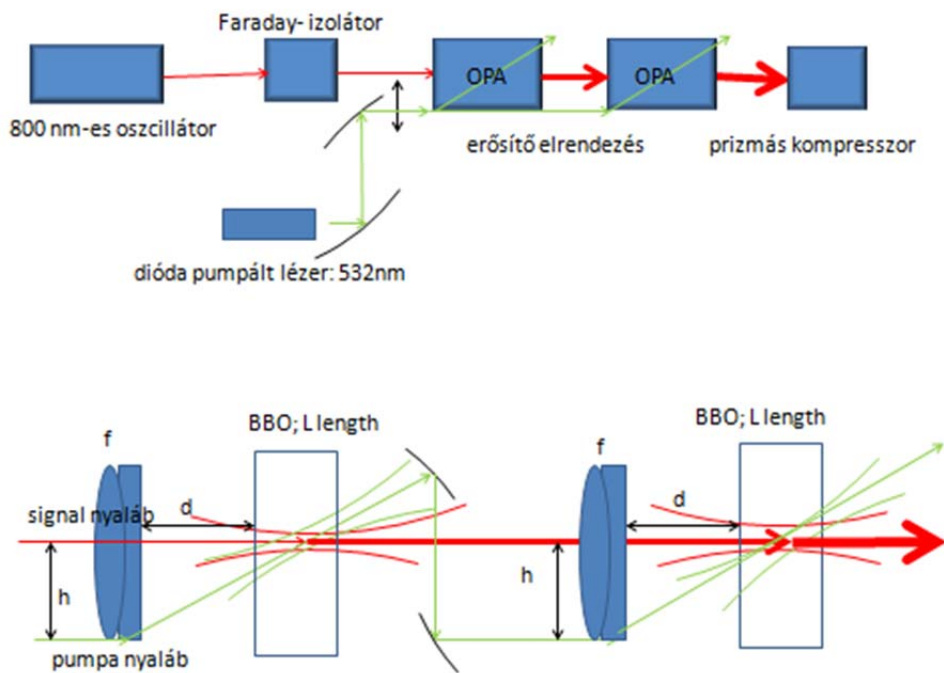
A DKDP kristály sávszélessége a legnagyobb az összes vizsgált kristály közül, viszont a hullámhossz a maximális erősítésnél jelentősen el van tolódva a 800 nm-től.

A szimulációk után a legmegfelelőbb módszer a BBO kristályos erősítés tűnt, így az optikai rendszer tervezéséhez ezt a kristály használtam.

IV. Az optikai rendszer modellje

Az OPCPA rendszer tervezésénél különösen fontos az optikai elemek paramétereinek megfelelő kiválasztása. A megfelelő erősítés eléréséhez egy adott kristályhossz mellett egy adott pumpa intenzitás szükséges. Ahhoz, hogy a megfelelő intenzitásokat érjük el a kristályban, megfelelő fókuszú lencsével kell lefókuszálni a pumpa nyalábot. Feltételezve, hogy a signal nyaláb a z tengely irányában halad, a pumpa a z tengellyel egy adott szöget zár be a kristályon belül, mely egyenlő a Mathcad program segítségével kiszámolt maximális erősítés beesési szög, és a térbeli walk-off különbségével. A walk-off szöggel korrigálni kell a beesési szöget, mert az elrendezés extraordinárius polarizációban a pumpa nyaláb Poynting vektora (S) és a terjedési vektora (k) nem párhuzamosak. A megfelelő h távolságot beállítva a lencse főtengelye és az optikai tengely metszetétől, és a megfelelő d távolságot beállítva a kristály-lencse távolságra, elérhető ez a beesési szög. BBO kristály esetében az extraordinárius törésmutató a pumpa 532 nm-es hullámhosszára, és 2.34 fokos beesési szögre. $ne(532 \text{ nm}, 2.34^\circ) = 1.5546$. Ez azt jelenti, hogy a kristályra való beesés szögét megkaphatjuk:
$$\arcsin(ne(532, 2.34) * (\alpha_0 - \rho(\alpha_0))) = \alpha_1 \quad (46)$$
 segítségével, ahol $\alpha_0 = 2.34^\circ$, és $\rho(\alpha_0) = 3.28^\circ$ a walk-off szög.

Az alább látható **19. ábra** az optikai rendszer sematikus rajzát, és az erősítő elrendezés sematikus modelljét ábrázolja.



19. ábra: Az optikai rendszer sematikus rajza (fent), az erősítő elrendezés modellje (lent)

A 19. *ábra* felső részén, a bal oldalon látható oszcillátor 100 fs-os, 800 nm-es központi hullámhosszú impulzusokat bocsát ki 80MHz-en. Azért, hogy a nyaláb ne verődjön vissza az oszcillátorba, egy Faraday izolátort kell beépíteni a rendszerbe. Ha nincs ilyen eszköz beépítve, a visszacsatolás az oszcillátorba tönkretelheti a lézerrendszer helyes működését. A pumpa nyaláb egy dióda sor pumpált lézertől indul ki, melynek átlagos teljesítménye 35 W, és 80MHz-en működik, a kibocsátott impulzusok ideje 25 ps. A nyaláb két állítható tükrön keresztül esik rá az akromát lencsére. A lencse fókusztávolságát a modell alapján az dönti el, hogy mekkora átmérőre kell lefókuszálni a pumpa nyalábot a kívánt erősítés eléréséhez egy adott kristályhosszon. A modellezés során feltételeztem, hogy a signal, és a pumpa nyaláb átmérője a fényforrásnál 1.5 mm, a Gauss-nyaláb M^2 tényezőjét (jósági tényező) 1.2-nek vettem. A forrás távolságát a lencsétől közel végtelennek állítottam be. A BBO kristály távolsága a lencsétől d . A pumpa, és a signal nem egy pontban érkeznek be a lencsébe, hanem egymástól h távolságra, y irányban. Az extraordinárius törésmutató $n_e=1.55$ esetén, felhasználva (46)-et:

$$\tan(\arcsin(1.55 * (\alpha_0 - \rho(\alpha_0))) * d = h \rightarrow 0.026d \approx h \quad (47)$$

Fontos továbbá költségoptimalizálási szempontból, hogy a BBO kristály hossza ne legyen sokkal nagyobb, mint az a hossz, mely alatt a pumpa, és signal nyalábnyakak átfednek. Ugyanis az erősítés csak ezen az ún. effektív kristályhosszon (L_{eff}) tud megvalósulni. Ezt jó közelítéssel megkapjuk a következőképpen:

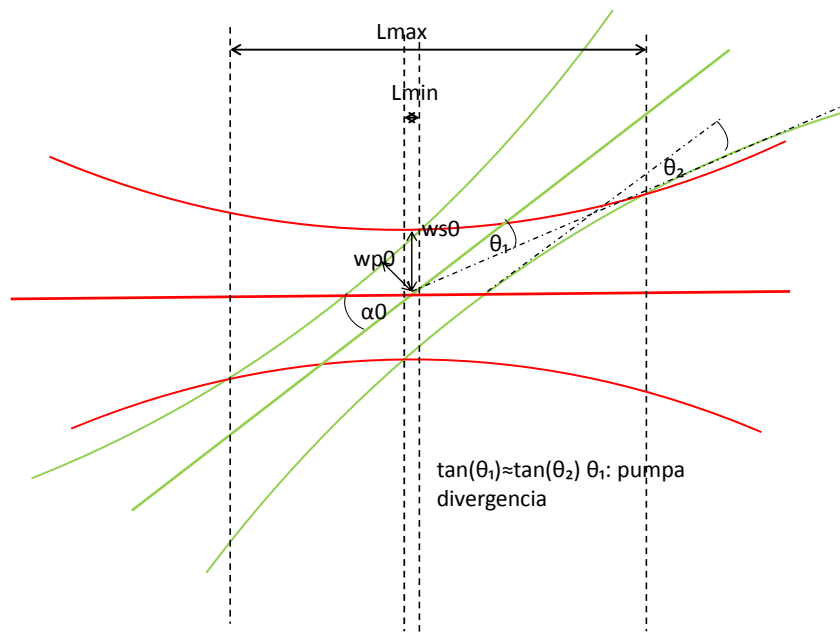
$$L_{eff} = \frac{L_{min} + L_{max}}{2} \quad (48)$$

ahol az L_{max} az a hossz, amelyen belül a pumpa nyaláb, és a signal nyaláb érintkeznek egymással, az L_{min} pedig az a hossz, amelyen belül a pumpa teljesen átfed a signallal. A kettő számtani átlagolása adja meg jó közelítéssel az effektív kristályhosszot. Az L_{min} -re, és L_{max} -ra írhatjuk a következőt:

$$ws0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda_s L_{min}}{\pi (ws0^2)} \right]^2} - \frac{wp0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda_p L_{min}}{\pi (wp0^2)} \right]^2}}{\cos(\alpha_0)} - \frac{\tan(\theta_p)}{2 \cos(\alpha_0)^2} wp0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda_p L_{min}}{\pi (wp0^2)} \right]^2} \sin(\alpha_0) = \frac{1}{2} L_{min} \tan(\alpha_0) \quad (49)$$

$$\frac{\tan(\alpha_0)}{2} L_{max} = \frac{wp0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda_p L_{max}}{\pi (wp0^2)} \right]^2}}{\cos(\alpha_0)} + ws0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left[\frac{\lambda_s L_{max}}{\pi (ws0^2)} \right]^2} \quad (50)$$

A w_{s0} , w_{p0} a signal, és a pumpa nyalábnyakának sugara, rendre. λ_s , λ_p rendre a signal, és pumpa hullámhossza, α_0 a pumpa, és signal által bezárt szög a kristályon belül, θ pedig a pumpa nyaláb divergenciája, ahogy láthatóak a **20. ábrán**.



20. ábra: A pumpa (zöld), és signal (piros) nyalábok átfedése

(49) és (50) egyenletekből kiszámolva, $22 \mu\text{m}$ -es nyalábnyak átmérőt feltételezve az L_{eff} -re **2.12 mm**-t kapunk. Ez azt is jelenti, hogy jelentősen le kell csökkenteni a nyalábátmérőt, hogy $G=10$ -et kapjunk erősítésre, mert az L csökkentésével négyzetesen csökken az erősítés. Újra elvégezve a számolást kisebb kristályhosszra kapunk az előzőnél, mert kisebb nyalábátmérőhöz kisebb átfedési hossz tartozik. Folytatva ezt a kiértékelési sorozatot, amikor a 10-es erősítéshez elegendő L , és az átfedéshez szükséges L_{eff} jó közelítéssel egyeznek, akkor kapjuk meg a megfelelő effektív kristályhosszát. Ennek értéke $G=10$ -re: **$L_{\text{eff}}=200 \mu\text{m}$** , a d_p (pumpa átmérő a nyalábnyaknál) pedig **$3 \mu\text{m}$** . Ahhoz, hogy így le tudjuk fókuszálni a pumpát, és a signalt, **$f=21 \text{ mm}$** -es fókusztávolságú lencsére van szükség. Ennél az intenzitásnál azonban már roncsolódik az optikai elem, tehát kisebb erősítésre kell elvégezni a számolást.

Két kristályt beépítve a rendszerbe kristályonként $G=3.2$ -nél van 10-es erősítés a kimeneten. A fenti számolást végigfuttatva a kristályhosszra **$280 \mu\text{m}$** -t, a nyalábátmérőre **$4.44 \mu\text{m}$** -t kapunk. A lencse fókusztávolsága ebben az esetben **31 mm** . Az erősítő elrendezésbe

három kristályt beépítve kristályonként $G=2.2$ adódik, a kristályhosszra pedig **335 μm** . A nyalábátmérő **5,38 μm** , amit **37.5 mm**-es lencsével el lehet érni. A megfelelő h , és d értékek arányát (47) adja meg. Amennyiben $f=21$ mm

$$0,026d = h \rightarrow 0.026 * \mathbf{17.3mm} = \mathbf{0.45 mm} \quad (51)$$

Amennyiben $f=32$ mm:

$$0.026d = h \rightarrow 0.026 * \mathbf{27.3mm} = \mathbf{0.71 mm} \quad (52)$$

Amennyiben $f=37.5$ mm:

$$0.026d = h \rightarrow 0.026 * \mathbf{33.7mm} = \mathbf{0.876 mm} \quad (53)$$

A számolások, és a modell alapján elmondható, hogy a három kristályt tartalmazó, tehát háromszintes erősítő rendszer tűnik a legbarátibb megoldásnak a gyakorlati megvalósítás szempontjából, mert ez esetben a kis kristályhosszok mellett a legnagyobb nyalábátmérő itt engedett meg. Mindezeket figyelembe véve lehetséges megalkotni egy szélessávú, 80 MHz-es optikai parametrikus erősítő rendszert, mely 800nm-es 100 fs-os impulzusokat 10-es faktorial erősít.

Összefoglalás

A dolgozatomban három kettőtörő kristályt vizsgáltam (BBO, KDP, DKDP) optikai parametrikus erősítés szempontjából Mathcad 14 programot használva szimulációkhoz. A három kristály közül a BBO tűnt a legalkalmasabbnak a szélessávú nagy ismétlődési frekvenciájú, nagyintenzitású erősítő rendszer megépítésére. A választott kristályanyag tulajdonságainak figyelembe vételével, terveztem egy erősítő rendszert a megfelelő fókusz távolságú akromát lencsét használva a nyalábok lefókuszálásához. Ezután Mathcad 14 programmal kiszámoltam a pumpa és signal nyalábok átfedési hosszát a nyalábnyaknál (az ún. effektív kristályhossz), majd az eredményt felhasználva újra kiszámoltam az erősítést, majd ennek megfelelően módosítva a nyalábátmérőket, elvégeztem újra a kristályhossz számolást. A modellt több erősítésre is megcsináltam annak megfelelően, hogy hány kristályt helyezünk bele a rendszerbe.

A számolások, és a modell alapján elmondható, hogy lehetséges megalkotni egy szélessávú OPCPA rendszert 80MHz-es ismétlődési frekvencián 10-es faktorial 100 fs-os, 800nm-es központi hullámhosszúságú impulzusokat erősítve a következő paraméterek mellett:

-Két kristályt használva: **L=280 μm** kristályhossz, **$d_{p0}=4.44 \mu\text{m}$** pumpa nyalábátmérő a nyalábnyaknál, **f=31 mm** fókusz távolságú akromát lencse

-Három kristályt használva: **L=335 μm** kristályhossz, **$d_{p0}=5.38 \mu\text{m}$** pumpa nyalábátmérő a nyalábnyaknál, **f=37.5 mm** fókusz távolságú akromát lencse.

Az eredményeket felhasználva a jövőben fel fog épülni egy OPCPA lézerrendszer a TeWaTi laboratóriumban, melyben az eredmények kísérletileg is ellenőrizve lesznek.

Irodalomjegyzék

- [1] Eidam T. et al, „Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power” Opt. Lett. 35,94 (2010)
- [2] A. Giesen and J. Speiser, „Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws” IEEE J. Sel. Top. of Quant. Electron. 13, 598 (2007)
- [3] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, A. Tünnermann: „High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system”, Opt. Express **18**, (2010) 12719
- [4] W. Koechner: Solid State Laser Engineering (Sixth Revised and Updated Edition, Springer Series, 2006)
- [5] Breck Hitz, J.J. Ewing, Jeff Hecht: Introduction to Laser Technology (Third Edition, IEEE Press, 2001)
- [6] J-C. Diels, W. Rudolph: Ultrashort Laser Pulse Phenomena (2nd Edition, Elsevier, 2006)
- [7] A.E Siegman: Lasers (University Science Books, 1986)
- [8] Hein J. Teunissen: „Multipass amplifier for Terrawatt Ti:sapphire laser system” MSc Thesis (2007)
- [9] www.micro.magnet.fsu.edu
- [10] Robert W. Boyd: Nonlinear Optics (Third Edition)
- [11] R.L.Sutherland: Handbook of nonlinear optics (Marcel Dekker, 1996)
- [12] Hanieh Fattahi, Catherine Yuriko Teisset, Oleg Pronin, Atsushi Sugita, Roswitha Graf, Vladimir Pervak, Xun Gu, Thomas Metzger, Zsuzsanna Major, Ferenc Krausz: „Pump-seed synchronization for MHz repetition rate, high-power optical parametric chirped pulse amplification”, Opt. Express **20**, (2012) 9833
- [14] http://www.rp-photonics.com/spatial_walk_off.html

Köszönetnyilvánítás

Ezúton is köszönöm témavezetőimnek, dr Osvay Károlynak, és dr. Börzsönyi Ádámnak segítségüket, türelmüket, tapasztalataik megosztását. Köszönöm továbbá a TeWaTi munkatársainak a segítő támogatást.

A diplomamunkám elkészítését támogatta az FP7-ICT-2013C pályázat 323945 támogatási szerződésszámú 3x3D Imaging projektje.

My thesis was supported by the EU FP7-ICT-2013-C 3x3d Imaging project under grant agreement number 323945.

Nyilatkozat

Alulírott Andrásik Attila Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: ANAQABT.SZE) a **Szélessávú, 12W-os optikai parametrikus erősítő** tervezése című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.