

Szegedi Tudományegyetem TTIK  
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

SZAKDOLGOZAT

# **Ultrarövid fényimpulzusok erősítése folytonosan pumpált Ti:S kristályban**

Készítette: **Tóth Szabolcs**  
Fizika BSc szakos hallgató

Témavezető: **Dr. Osvay Károly**  
EGYETEMI DOCENS  
Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék

Szeged  
2013

# Tartalomjegyzék

<b>I.Bevezetés</b> .....	2
I.1. A lézerek rövid történelme.....	2
I.2. Az ultrarövid fényimpulzusok és ezek erősítése.....	3
<b>II.Elméleti összefoglaló</b> .....	5
II.1. A Ti:S kristály.....	5
II.1.1. Ti:S kristály spektroszkópiai tulajdonságai.....	5
II.2. Lézerimpulzusok erősítése.....	9
II.2.1. A négyzintés rendszer.....	9
II.2.2.A Frantz-Nodvik modell.....	10
II.3. Erősítő konfigurációk.....	16
II.3.1.Többfokozatú erősítő rendszer.....	16
II.3.2.Többpasszos erősítő rendszer.....	16
II.3.3.Regeneratív erősítő rendszer.....	17
<b>III.Probléma felvetése, motiváció</b> .....	19
<b>IV.Eredmények</b> .....	20
IV.1.A Frantz-Nodvik modell alkalmazhatóságának feltételei.....	20
IV.2.Modellezések.....	21
IV.2.1.A számoláshoz szükséges paraméterek.....	21
IV.2.2.A kristályban tárolt energia kiszámítása.....	22
IV.2.3.A passzonkénti erősítés kiszámítása.....	23
IV.2.4.Az erősítőrendszer paramétereinek kiválasztása.....	25
<b>V.Összefoglalás</b> .....	31
<b>Köszönetnyilvánítás</b> .....	32
<b>Nyilatkozat</b> .....	33
<b>Irodalomjegyzék</b> .....	34

# I.Bevezetés

## I.1. A lézerek rövid történelme

A lézerek történelmében először 1954-re kell visszatekintenünk, amikor is C.Townes először hasznosította az ammónia molekula két energiaszintje közötti populáció inverziót mikrohullámok erősítésére. Ezt *maser*-nek (microwave amplification by stimulated emission of radiation) nevezte el. A maser-ek működésének alapelvét szerették volna kiterjeszteni optikai frekvenciákra is. Ez először T. Maiman-nak sikerült, aki 1960-ban megépítette az első rubin lézert. A *laser* elnevezést is ő maga alkotta a *maser* rövidítés analógiájára [3].

Ezek után a lézerek rohamos fejlődésnek indultak. Számos új szilárd, folyékony és gáz halmazállapotú anyagot találtak, melyek alkalmas lézerközegnek bizonyultak (pl. Nd:Yag, Ti:S, CO<sub>2</sub>, Excimer, Rhodamin 6G), új technikai megoldásokkal (Q-kapcsolás, módusszinkronizáció, CPA) pedig egyre rövidebb, valamint egyre nagyobb energiájú impulzusok előállítása vált lehetővé. A ma elérhető legnagyobb csúcsintenzitás 1,5 PW, de már a 10PW-on dolgoznak, amit 2015-re terveznek előállítani. A legrövidebb fényimpulzusok a fs-os ( $10^{-15}$ s) tartományból lassan az attosecundumos ( $10^{-18}$ s) tartományba kerülnek át. Az eddigi legrövidebb lézerimpulzus 3,8fs, viszont a legrövidebb fényimpulzus 80as (nem lézer impulzus). Viszonyításképpen egy 10 fs-os lézerimpulzus térbeli hossza kb.  $2,7\mu\text{m}$ , ami sokkal kisebb, mint egy emberi hajszál átmérője!

Az ultrarövid fényimpulzusok, néhány jellegzetes tulajdonságuknak köszönhetően széleskörű alkalmazást nyertek más tudomány területeken is. Ilyenek például a nagy időbeli és térbeli felbontás, a nagy sávszélesség (pl. 800nm-es központi hullámhossz esetén 10fs kb. 100nm-es sávszélességnek felel meg) és nagyon magas csúcsintenzitás. Ezekből kifolyólag előszeretettel használják őket az ultragyors spektroszkópia, irányított kémiai reakciók, lézer plazma kölcsönhatás, rövid hullámhossz generálás, optikai kommunikáció és anyagmegmunkálás területén.

Manapság a modern technika elképzelhetetlen lenne lézerek nélkül, általuk jelenetős áttöréseket értek el számos más tudományágban, ezért jogosan kijelenthetjük, hogy ez a XX. század egyik legfontosabb találmánya.

## I.2. Az ultrarövid fényimpulzusok és ezek erősítése

A tipikus femtosecundumos Ti:S oszcillátorok nagyságrendileg 80 MHz ismétlési frekvenciával állítanak elő ultrarövid impulzusokat, melyek átlagos teljesítménye néhány száz mW. Ezekből könnyedén kiszámítható, hogy egy impulzus energiája a néhány nJ nagyságrendjébe esik. Az előbb említett alkalmazások többségénél viszont fontos, hogy minél nagyobb energiájú impulzusokkal rendelkezünk. Ezért számos erősítő konfigurációt fejlesztettek ki, melyek különböznek az ismétlési frekvenciában és az erősítési tényező nagyságrendjében. Az említett két tényező általában nem független egymástól. A fs-os impulzus alkalmazása dönti el, hogy milyen legyen a viszony az impulzus energiája és ismétlési frekvenciája között.

A ps és a ns nagyságrendű impulzusok erősítésére léteznek jól kidolgozott technikák. Általában ezeket átküldik egy erősítő közegen, amely biztosítja a megfelelő erősítési tényezőt. A fs-os impulzusok erősítése azonban új technikai kialakítást igényelt, mely két fő szempontot követ:

- a). az impulzusok időbeli hossza rövid rövid maradjon, és
- b). előzze meg a nemkívánatos nemlineáris effektusokat, amelyeket az extrém nagy intenzitású erősített impulzusok okoznak [4].

Egy széleskörűen alkalmazott eljárás a fs-os impulzusok erősítésére, hogy az oszcillátorból kijövő impulzust diszperzív elemek segítségével ps nagyságrendűre nyújtják, ezután egy vagy több erősítő fokozaton keresztül megnövelik az energiáját, majd egy ugyancsak diszperzív elemekből álló impulzus kompresszor segítségével az eredeti hosszára nyomják össze. Ezt nevezik röviden CPA rendszernek (*Chirped Pulse Amplification*) [4].

A CPA rendszerek erősítő fokozatában egy vagy több erősítő kristályt helyeznek el, amely a megnyújtott impulzus energiáját növeli.

Erősítő közegként előszeretettel használnak Ti:Sapphire kristályt. Az impulzus a kristályon történő áthaladása során indukált emisszió segítségével tesz szert energia növekedésre. A Ti:Sapphire abszorpciója 500nm, az emissziója pedig 790nm környékén a maximális. Ez egy kiváló erősítő kristály, mivel emissziós sávja kb. 600nm-től 1100 nm-ig terjed, azaz a legelső feltételt tökéletesen teljesíti. A Ti:Sapphire kristállyal történő erősítés előnye abban rejlik, hogy az erősítendő impulzus és a pumpa impulzus térbeli és időbeli átfedése könnyen kivitelezhető, azaz itt az időzítés nem játszik lényeges szerepet. A hátránya viszont az, hogy a pumpa energia kevesebb mint 20% fordítható ténylegesen az impulzus erősítésére, a többi pedig hő formájában jelenik meg. Ez további problémákat vet fel, mint

például hőmérséklet hatására történő törésmutató változást és ennek következtében termikus lencse kialakulását. Ennek elkerülése érdekében a Ti:Sapphire kristályt erőteljesen hűteni kell.

Ha az erősítő kristályt kicseréljük egy nemlineáris kristályra, akkor már OPCPA-ról (*Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*) beszélünk. Ennek előnye, hogy lényegesen kisebb a hőveszteség, mivel az optikai parametrikus erősítés egy nem lineáris folyamat, amely során a kristály nem abszorbeál energiát. A hátránya viszont az, hogy kellően pontos időzítést igényel az erősítendő impulzus illetve pumpaimpulzus között.

Szakdolgozatomban bővebben a Ti:S kristállyal történő erősítéssel foglalkoztam.

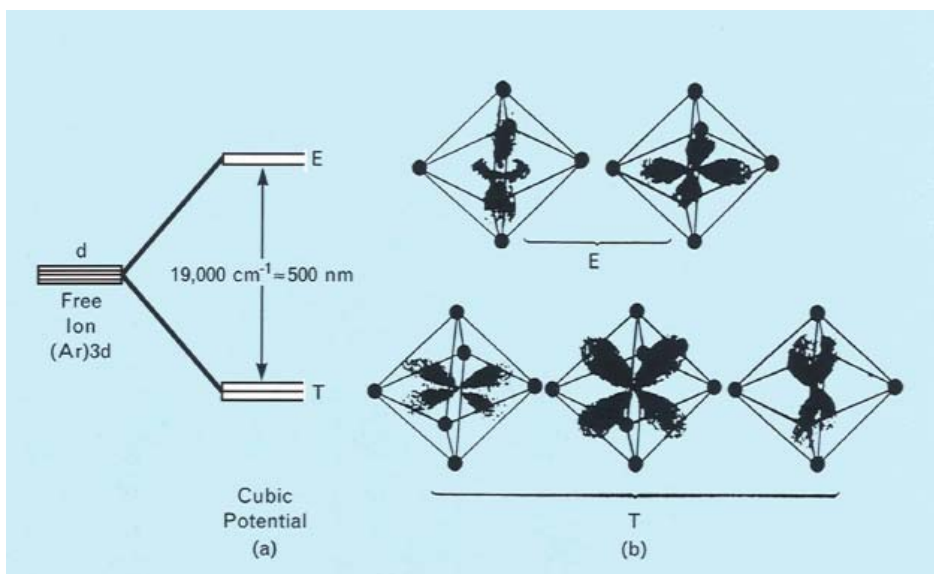
## II. Elméleti összefoglaló

### II.1. A Ti:S kristály

Az első Ti:S alapú, hangolható lézert 1982-ben építették és működtették a Lincoln Laboratory kutatói. A kristálynövesztési technikák fejlődésének köszönhetően, a Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lézereket széleskörűen kezdték alkalmazni, illetve fejleszteni. A magas hatásfok, széles sávban történő hangolhatóság, a stabil cw üzemmód és az ultrarövid impulzusok előállításának lehetősége miatt nagy népszerűsége tett szert és széleskörűen alkalmazzák őket szerte a világon.

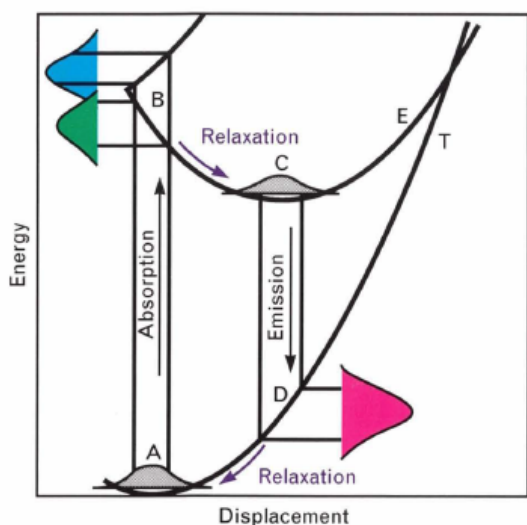
#### II.1.1. Ti:S kristály spektroszkópiai tulajdonságai

A Ti:S kristályt úgy állítják elő, hogy az Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (zafír) kristályban valamennyi Al atomot Ti<sup>3+</sup> ionnal helyettesítenek. Megfelelő növesztés esetén ez csak 3+ töltésű titánium ionokat tartalmaz. Magának a Ti<sup>3+</sup> ionnak 19 elektronja van. Ennek megfelelően egyetlen egy d-elektron tartózkodik a külső héjon, a többi 18 pedig egy zárt héjjal rendelkező semleges argon atom konfigurációjával egyezik meg. Kvantummechanikából tudjuk, hogy a d-héjon tartózkodó elektron ötszörös degenerációval rendelkezik. Amikor egy ilyen Ti<sup>3+</sup> iont képzeletben behelyezünk a kristályrácsba egy Al atom helyére, akkor a szomszédos atomok elektrosztatikus tere ezt az ötszörös degenerációt feloldja. A titánium iont 6db oxigén ion veszi körül, melyek egy oktaéder csúcaiban helyezkednek el. Az ötszörös degeneráció felszakad egy háromszorosan (T-triplet állapot), illetve egy kétszeresen (E-doublet állapot) degenerált állapotra, mégpedig úgy, hogy a pályaimpulzusmomentum 5 lehetséges orientációjából 3 úgy áll be, hogy a pályák nem pontosan az oktaéder csúcsai felé mutatnak (ezt jelöljük T-vel), 2 pedig úgy, hogy a pályák pontosan az oxigén atomok felé orientálódnak (ezt jelöljük E-vel). Ez látható az 1. ábrán. A T állapot energiája kisebb, mint az E állapot energiája. A kettő közti energia különbség pontosan egy zöld foton energiájának felel meg, azaz 500nm körüli hullámhosszúságú fény abszorpciója átmenetet okoz a T állapotból az E állapotba [1].



**1.ábra** Az ábra bal oldalán látható az ötszörösen degenerált elektronállapot felszakadása egy kétszeresen (E) és egy háromszorosan (T) degenerált állapotra. A kép jobb oldalán látható az E és T állapotoknak megfelelő pályaimpulzusmomentumok térbeli beállása. [1. Fig. 2.]

A  $\text{Ti}^{3+}$  ion energiaszintjeit a zafír kristályrácsa tovább perturbálja. A gerjesztett E állapotban a rendszer energiája lecsökken, ha a titán ion megváltoztatja a helyzetét az

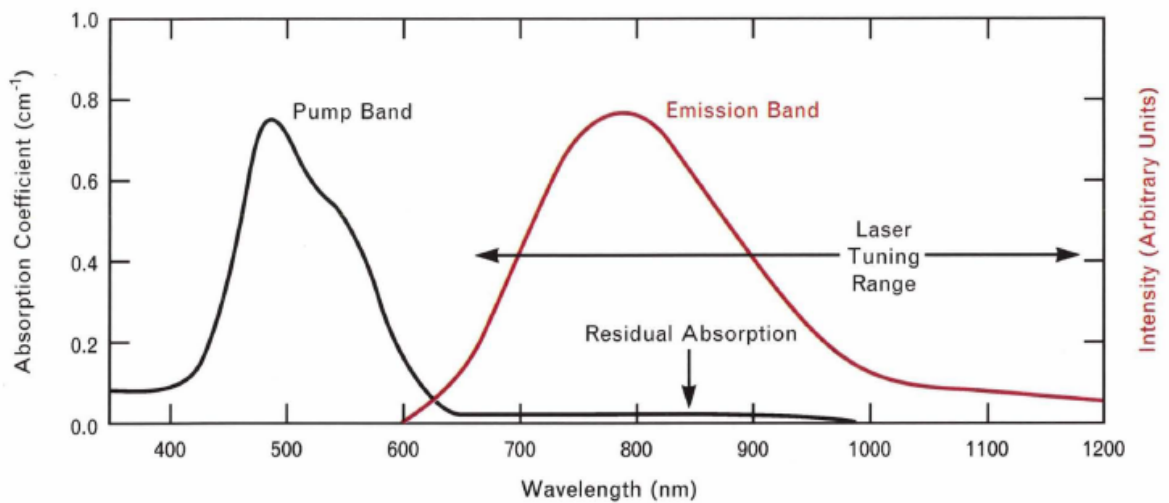


**2.ábra** A grafikon a Ti:S energiaszintjeit ábrázolja a  $\text{Ti}^{3+}$  ion elmozdulásának függvényében. A függőleges vonalak jelentik az állapotok közti átmeneteket. [1.Fig.3.]

oxigénatomokhoz viszonyítva (Jahn-Teller effektus). Ez feloldja a E állapot degenerációját, ami a zöld abszorpciós sáv felszakadását jelenti. Ezen kívül a  $\text{Ti}^{3+}$  ion az új egyensúlyi helyzete felé közeledve rácsrezgéseket (fononokat) gerjeszt. Valójában ez a csatolás, a Ti:S kristály elektronállapotai és a rácsrezgések energiaszintjei között, alapvetően közrejátszik abban, hogy maga a kristály lézerközegként működjön. Ezen okoknál fogva a kristály energia szintjei egy négyszintes rendszerrel jellemezhetőek. A 2.ábra a Ti:S energiadiagrammját szemlélteti, amely a rácsrezgések hatásait is magába foglalja. A függőleges tengely az energia, a vízszintes pedig a  $\text{Ti}^{3+}$  ion helyzetének megváltozása látható. Egy foton abszorpciójával vagy emissziójával a 3d elektron sokkal gyorsabban megváltoztatja a pályáját, mint ahogy a nehéz  $\text{Ti}^{3+}$  ion mozogni tudna, ezért az ábrán ezeket az átmeneteket függőleges vonalak jelölik. Az A és C pontok az

E és a T szint alacsonyabb rezgési energiáihoz tartozó helyzeteit jelentik. Fény abszorpciójával egy átmenet létesül A pontból a B pontba, a Jahn-Teller effektus által szétvált nívók egyikére. Ez egy széles kék-zöld abszorpciós sávban nyilvánul meg. Ezután az ion megváltoztatja a helyzetét, csökken az energiája miközben a ráccsal való kölcsönhatás következtében fonon keletkezik (C pont). Foton emissziójával a  $Ti^{3+}$  ion a C pontból a D pontba, majd innen gyors relaxációjával, fononok keletkezése közben, az alapállapotba kerül (A pont). A kibocsátott fény hullámhossza a vörös tartományban található. Mivel emisszóval az ion az alapállapot magasabb energiájú szintjére kerül, amely a gyors relaxációnak köszönhetően meglehetősen üres, ezért ez az átmenet kiválóan alkalmas fény erősítésére. Valójában a Ti:S kristálynak igen széles az emissziós sávja, ezért ez a lézer széles tartományon jól hangolható [1].

A Ti:S kedvező tulajdonsága, hogy a  $Ti^{3+}$  ion további gerjesztett állapotai jóval magasabban vannak mint az E állapot, ezért további fotonok abszorpciójával nem létesülnek átmenetek nagyobb energiájú nívókra [1].



**3.ábra** A grafikonon a Ti:S abszorpciós és emissziós sávja látható. Az abszorpciós csúcs 490nm, míg az emissziós csúcs 790nm hullámhossznál helyezkedik el. [1. Fig.4.]

A lézerműködést nagyban befolyásolja a populáció inverzió dinamikája. Ezért a felső energiaszint élettartama, amit  $\tau$ -val jelölünk, egy nagyon fontos paraméter. Ez az az időtartam ami alatt, az erősítendő jel hiányában, a gerjesztett állapot populációja  $1/e$ -ad részére csökken. Ez határozza meg továbbá, hogy a kristály mennyi ideig tudja tárolni a pumpa által létesített energiát. Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> esetén, szobahőmérsékleten  $\tau = 3,2\mu s$ . Fontos megjegyezni, hogy ez az érték a hőmérséklet csökkentésével növekszik [1].



További fontos paraméter az indukált emissziós hatáskeresztmetszet, amelyet  $\sigma$ -val jelölünk. Ez egy terület dimenziójú mennyiség, általában  $\text{cm}^2$ -ben szokás megadni. Annak a mértékét adja meg, hogy adott foton fluxus esetén mennyi átmenet létesül a gerjesztett állapotból alapállapotba. Minél nagyobb ez az érték, annál hatékonyabban tudjuk felhasználni a kristályt erősítésre. Értéke a következő képlet alapján becsülhető meg:

$$\sigma = \frac{3}{4\pi^2} \cdot \frac{\lambda^2}{n^2 \cdot \tau \cdot \Delta f}, \quad (1)$$

ahol,  $\lambda$  a fluoreszcencia görbe maximumához tartozó hullámhossz,  $n$  a kristály törésmutatója,  $\Delta f$  pedig a fluoreszcencia görbe félértékszélessége frekvenciában kifejezve [1].

Az alábbi táblázatban a Ti:S kristályra jellemző paramétereket tüntettem fel.

Paraméterek	Értékek
törésmutató (800nm)	1,76
fluoreszcencia élettartam (20°C)	3,2 $\mu\text{s}$
a fluoreszcencia élettartam hőmérsékletfüggése ( $\frac{d\tau}{dT}$ )	-0,0265 $\mu\text{s}/K$
a törésmutató hőmérsékletfüggése	13 $\cdot 10^{-6} K^{-1}$
hővezetési együttható	33W/m $\cdot K$
emissziós hatáskeresztmetszet(790nm)	41 $\cdot 10^{-20} \text{cm}^2$
abszorpció maximuma	495nm
kémiai képlete	Ti <sup>3+</sup> :Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
kristályszerkezet	hexagonális
sűrűség	3,98g/cm <sup>3</sup>
keménység a Moh skálán	9
Young modulus	335 GPa
szakító szilárdság	400 MPa
olvadáspont	2040 °C
hőtágulási együttható	5 $\cdot 10^{-6} K^{-1}$

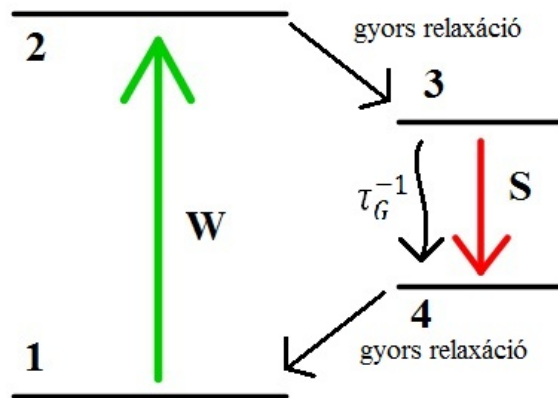
**1. táblázat** A táblázat a Ti:S kristály paramétereit tartalmazza. [2]

## II.2. Lézerimpulzusok erősítése

### II.2.1. A négyszintes rendszer

Az előző részben részletezett megfontolások alapján, a Ti:S kristály működése egy négyszintes rendszerrel jellemezhető. Ennek a vázlata látható az alábbi ábrán.

Az elektronok az 1-es szintről optikai pumpálással a 2-es szintre jutnak, ahonnan igen gyors relaxációval a 3-as szintre kerülnek. Így a 2-es állapot betöltöttsége közel nulla marad. A  $3 \rightarrow 4$  átmenet két féle módon valósulhat meg. Elsősorban indukált emisszióval, ami alatt energia adódik át az erősítendő nyaláb terének, valamint jel hiányában spontán emisszióval, melynek gyakorisága a fluoreszcencia élettartam reciprokával egyezik meg. Ezt megint csak egy igen gyors relaxáció követi, mellyel az atom újra alapállapotba kerül. Így a 4-es szint megközelítőleg üres marad.



**4.ábra** Az ábrán egy négyszintes rendszer energiasémája látható.  $W$  jelenti az optikai pumpálást,  $S$  az indukált emissziót,  $\tau_G$  pedig a felső lézerszint (3) élettartama.

Ezt a folyamatot matematikailag sebességegyenletekkel írhatjuk le. Legyen az aktív lézeratomok száma  $N_G$ . Ez Ti:S esetén a  $Ti^{3+}$  ionok számával egyezik meg, és általában  $1/cm^3$ -ben szokás megadni. Esetünkben:

$$N_G = N_1 + N_2 + N_3 + N_4, \quad (2)$$

ahol  $N_1, N_2, N_3$  és  $N_4$  az adott szintek betöltöttségét jelentik. Ezek időbeli változását a következő differenciálegyenletek írják le:

$$\frac{dN_1}{dt} = -W \cdot (N_1 - N_2) + \frac{N_4}{\tau_{41}} \quad (3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W \cdot (N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau_{23}} \quad (4)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -S \cdot (N_3 - N_4) - \frac{N_3}{\tau_G} + \frac{N_2}{\tau_{23}} \quad (5)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = S \cdot (N_3 - N_4) + \frac{N_3}{\tau_G} - \frac{N_4}{\tau_{41}} \quad (6)$$

Az egyenletekben  $W$  jelenti az időegység alatt felgerjesztett atomok számát. Optikai pumpálás esetén ez arányos a pumpa lézer intenzitásával. Az  $S$  értéke mondja meg, hogy másodpercenként, indukált emisszióval mennyi atom kerül alacsonyabb energiaszintre.  $S$  arányos a lézer intenzitásával:

$$S = \frac{\sigma_{34} I(\omega_{34})}{\hbar \omega_{34}}. \quad (7)$$

Az összefüggésben szerepel az előző fejezetben már említett indukált emissziós hatáskeresztmetszet melyet  $\sigma_{34}$ -val jelölünk.  $I(\omega_{34})$  a lézer intenzitása a rezonátorban,  $\hbar \omega_{34}$  pedig az adott átmenethez tartozó foton energiája [5].

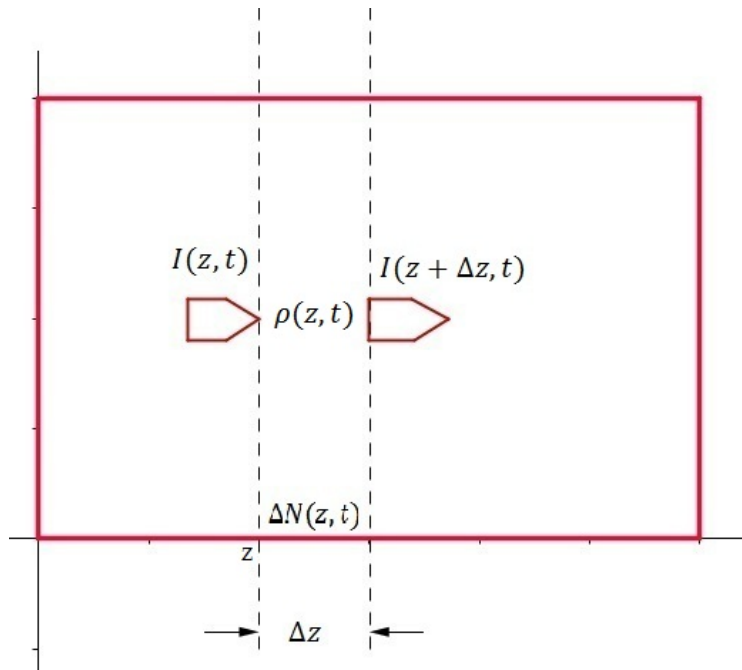
### II.2.2.A Frantz-Nodvik modell

Az lézeroszcillátorok által generált impulzusok energiája általában a  $nJ$  nagyságrendjébe esik, azonban számos kísérlethez ettől jóval nagyobb energiákra van szükség. Nagyobb energiájú impulzusok elérése érdekében az oszcillátor után egy vagy több erősítő fokozatot építenek. Ehhez szükség van egy erősítésre alkalmas közegre, melyben energiát tudunk tárolni az erősítendő nyaláb számára. Ilyen rendszer tervezésekor célszerű számolásokat végezni, hogy adott konfiguráció és paraméterek mellett mekkora erősítést lehet elérni. Ahhoz, hogy ezt az analízist megkönnyítsük két közelítést használunk. Először is olyan impulzusokkal dolgozunk melyek elég hosszúak ahhoz, hogy alkalmazni tudjuk a sebességegyenleteket. A második pedig az, hogy az impulzusok hossza elég rövid ahhoz, hogy az erősítő közegen való áthaladás során, el tudjuk hanyagolni a pumpálásból, illetve a relaxációból származó átmeneteket. Ebből kifolyólag egy olyan közeggel dolgozunk, melyben pumpálással már előzőleg populáció inverziót hoztunk létre [6].

Tekintsünk egy rövid lézerimpulzust, melynek intenzitása  $\hat{I}(\hat{z}, \hat{t})$ , és a  $+\hat{z}$  irányban keresztülhalad egy lézerközegen, melyben a populáció különbség  $\Delta\hat{N}(\hat{z}, \hat{t})$ . A  $\hat{z}$  és  $\hat{t}$  a szokásos laboratóriumi koordináták. Az impulzus energiasűrűsége legyen  $\hat{\rho}(\hat{z}, \hat{t})$ . Ekkor az intenzitás:

$$\hat{I}(\hat{z}, \hat{t}) = \hat{\rho}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot v_g, \quad (8)$$

ahol  $v_g$  jelenti a csoportsebességet az adott közegben. A legtöbb lézerközegen a csoportsebesség nagyon közel van a  $c$  fázissebességhez, ezért a következőkben  $v_g = c$  közelítést használjuk [6].



**5.ábra** Egy  $I(z,t)$  intenzitású lézerpulzus az erősítőközeg egy vékony szegmensén történő áthaladása.

Vegyük a lézereközegnek egy rövid  $\Delta z$  hosszúságú szegmensét, ahogy azt az 5.ábra is mutatja. Az impulzus energiasűrűségének változása ebben a rövid tartományban megegyezik a bemenő és a kimenő intenzitás különbségével valamint az indukált emisszióból adódó energijárulékkal:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\hat{\rho}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \Delta \hat{z}] = \hat{I}(\hat{z}, \hat{t}) - \hat{I}(\hat{z} + \Delta \hat{z}, \hat{t}) + \sigma \cdot \Delta \hat{N}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \hat{I}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \Delta \hat{z}. \quad (9)$$

Az egyenlet bal oldalán elvégezzük az idő szerinti deriválást, és (8)-at felhasználva a következőt kapjuk:  $\frac{\partial}{\partial t} [\hat{\rho}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \Delta \hat{z}] = \Delta \hat{z} \cdot \frac{\partial \hat{\rho}(\hat{z}, \hat{t})}{\partial t} = \frac{\Delta \hat{z}}{c} \cdot \frac{\partial \hat{I}(\hat{z}, \hat{t})}{\partial t}$ .

Ezek után  $c$ -vel átszorozunk  $\Delta \hat{z}$ -vel pedig leosztunk majd tartatjuk 0-hoz, és így jutunk el a következő differenciálegyenlethez:

$$\frac{\partial \hat{I}(\hat{z}, \hat{t})}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial \hat{I}(\hat{z}, \hat{t})}{\partial \hat{z}} = c \cdot \sigma \cdot \Delta \hat{N}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \hat{I}(\hat{z}, \hat{t}). \quad (10)$$

Az (5), (6) és (7) egyenletekből, figyelembe véve az előbb említett közelítéseket, a populáció inverzió változására a következő egyenlet adódik:

$$\frac{\partial \Delta \hat{N}(\hat{z}, \hat{t})}{\partial t} = -\frac{2 \cdot \sigma}{h \cdot \nu} \cdot \Delta \hat{N}(\hat{z}, \hat{t}) \cdot \hat{I}(\hat{z}, \hat{t}). \quad (11)$$

(11) összefüggéshez két fontos megjegyzés tartozik:

- a relaxációs tagtól eltekintettünk a sebességegyenletekben,

- a jobb oldalon álló 2-es szorzó helyett 1-es szorzót írunk, amennyiben az alacsonyabb energiaszint sokkal gyorsabban kiürül az impulzus hosszához viszonyítva [6].

Ez a két differenciálegyenlet néhány trükk alkalmazásával könnyedén megoldható. Először is térjünk át egy olyan koordinátarendszerre, amely együtt mozog az adott lézermimpulzussal. Az új időkoordinátát úgy állítjuk be, hogy abban a pillanatban amikor az impulzus egy adott  $z$  síkba érkezik, az új időkoordináta  $t=0$  legyen. Ezt a következő transzformációval tudjuk elérni:

$$z \equiv \hat{z}, \quad t \equiv \hat{t} - \frac{\hat{z}}{c} \quad (12)$$

Írjuk át az intenzitást és a populáció inverziót az új koordinátákra:

$$I(z, t) = \hat{I}(\hat{z}, \hat{t})$$

$$N(z, t) = \Delta \hat{N}(\hat{z}, \hat{t}).$$

Így (10) és (11) egyenletek egyszerűbb alakra transzformálódnak:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = \sigma \cdot I(z, t) \cdot N(z, t) \quad (13)$$

$$\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} = -\frac{2 \cdot \sigma}{h \cdot \nu} \cdot I(z, t) \cdot N(z, t) \quad [6] \quad (14)$$

Vizsgáljuk meg először azt az esetet amikor kicsi a nyaláb intenzitása, azaz  $I(z, t)$  egy kis érték. Ekkor (14) jobb oldala is egy nagyon kicsi szám lesz, azaz:  $\frac{\partial N(z, t)}{\partial t} \approx 0$ . Ez azt jelenti, hogy  $N(z, t)$  megközelítőleg állandó, vagyis a populáció inverzió időben nem változik számottevően. Ekkor (13)-at egyszerűen megoldhatjuk, a következő módon:

$$\int_{I=I_{be}}^{I=I_{ki}} \frac{dI}{I} = \sigma \int_{z=0}^{z=L} N dz$$

A megoldás:

$$I_{ki} = I_{be} \cdot e^{\sigma N L} \quad (15)$$

Fontos megjegyezni, hogy (15) egyenlet akkor érvényes amikor kis intenzitásokkal dolgozunk, gyakorlatban azonban nem ez a helyzet. Ezért fontos megvizsgálni azt az esetet is amikor az intenzitás tetszőleges értéket felvehet. Első lépésben szabaduljunk meg (13)-ban az időfüggéstől. Legyen  $U(z)$  az impulzus energiafluxusa a  $z$  helyen.

$$U(z) = \int_{t_0}^t I(z, t') dt' \quad (16)$$

$$\frac{\partial U(z)}{\partial z} = \int_{t_0}^t \sigma \cdot N(z, t') \cdot I(z, t') dt' \quad (17)$$

(17) egyenlet megoldható, ha ismerjük  $N(z, t)$ -t. Oldjuk meg tehát (14)-et:

$$\int_{N(z,t_0)}^{N(z,t)} \frac{dN}{N} = -\frac{1}{U_{sat}} \int_{t_0}^t I(z, t') dt' = -\frac{U(z)}{U_{sat}}$$

$$N(z, t) = N(z, t_0) \cdot \exp\left(-\frac{U(z)}{U_{sat}}\right), \quad (18)$$

ahol

$$U_{sat} = \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot \sigma} \quad (19)$$

Az egyenletekben  $U_{sat}$  a telítési fluxus. Ez az energiafluxus melynek hatására a populáció inverzió  $1/e$ -ad részére csökken.

$$\text{Most oldjuk meg (17)-et. (14)-ből tudjuk, hogy: } \sigma \cdot N(z, t) \cdot I(z, t) = -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot \frac{\partial N(z, t)}{\partial t}.$$

Ezt, ha behelyettesítjük (17) jobb oldalába, akkor a következőt kapjuk:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U(z)}{\partial z} &= -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot \int_{t_0}^t \frac{\partial N(z, t')}{\partial t'} dt' = -\frac{h \cdot \nu}{2} [N(z, t) - N(z, t_0)] \\ \frac{\partial U(z)}{\partial z} &= -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot N(z, t_0) \cdot \left[ \exp\left(-\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (20)$$

Ezt a differenciálegyenlet néhány elemi átalakítással könnyedén megoldható. Első lépésben szétválasztjuk a változókat:

$$\frac{dU(z)}{\exp\left(-\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) - 1} = -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot N(z, t_0) dz$$

Integráljuk az egyenlet bal, majd jobb oldalát:

$$\begin{aligned} \int_{U(z=0)}^{U(z=L)} \frac{\exp\left(\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) \cdot dU(z)}{1 - \exp\left(\frac{U(z)}{U_{sat}}\right)} &= \left[ \begin{array}{l} y = 1 - \exp\left(\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) \\ dy = -\frac{1}{U_{sat}} \cdot \exp\left(\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) \cdot dU(z) \\ \exp\left(\frac{U(z)}{U_{sat}}\right) \cdot dU(z) = -U_{sat} dy \end{array} \right] = \\ &= -U_{sat} \int_{1 - \exp\left(\frac{U(0)}{U_{sat}}\right)}^{1 - \exp\left(\frac{U(L)}{U_{sat}}\right)} \frac{dy}{y} = -U_{sat} \cdot \ln \left[ \frac{1 - \exp\left(\frac{U(L)}{U_{sat}}\right)}{1 - \exp\left(\frac{U(0)}{U_{sat}}\right)} \right], \end{aligned}$$

$$\int_0^L -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot N(z, t_0) dz = -\frac{h \cdot \nu}{2} \cdot N_0 \cdot L.$$

Ezeket összevetve, egyszerű átalakítások után, eredményül megkapjuk a Frantz-Nodvik egyenletet:

$$U(L) = U_{sat} \cdot \ln \left[ 1 - e^{\sigma N_0 L} \left[ 1 - e^{\frac{U(0)}{U_{sat}}} \right] \right]. \quad [3] \quad (21)$$

Ez az egyenlet jó becslést ad arra, hogy mennyivel növekszik meg az impulzus energiája az erősítő közegeen történő egyszeri áthaladással. A Frantz-Nodvik modell azonban

általánosítható több-passzos erősítőkonfiguráció esetére is, amennyiben az erősítés ideje rövid a felső lézerszint élettartamához viszonyítva.

Legyen  $U(L) = U_{ki}$  és  $U(0) = U_{be}$ . Tegyük fel, hogy az erősítendő lézerimpulzus  $n$ -szer halad át az erősítő közegen. Az  $n$ -dik passz bemenő energiafluxusa megegyezik az  $(n - 1)$ -dik passz kimenő energiafluxusa szorozva egy  $R$  veszteségi faktorial, mellyel a tükrökről való, nem 100%-os reflexiót vesszük figyelembe.

$$U_{be,n} = R \cdot U_{ki,n-1} \quad (22)$$

A Frantz-Nodvik egyenlet az  $n$ -dik passzban:

$$U_{ki,n} = U_{sat} \cdot \ln \left[ 1 - e^{g_n L} \left[ 1 - e^{-\frac{U_{be,n}}{U_{sat}}} \right] \right], \quad (23)$$

ahol

$$g_n = \sigma_e \cdot N_n. \quad (24)$$

Az egyenletben  $N_n$  az  $n$ -dik passzban fennmaradó populáció inverziót jelenti. Ez egy igen nagy szám, melynek változást elég nehéz lenne közvetlenül nyomon követni, ezért célszerű lenne  $g_n$ -t a tárolt energiafluxus ( $U_{sto}$ ) függvényében megadni. Ehhez tekintsük az  $U_{be} \gg U_{sat}$  esetet. Ekkor  $U_{be}/U_{sat} \gg 1$  miatt  $e^{-\frac{U_{be}}{U_{sat}}} \gg 1$ , így a (21)-ben a szögletes zárójelben szereplő 1-esek elhanyagolhatóak és a következő eredményre jutunk:

$$U_{ki,n} \approx U_{be,n} + U_{sat} \cdot \sigma N_n L = U_{be,n} + U_{sto,n}. \quad (25)$$

A tárolt energia tehát:

$$U_{sto,n} = U_{sat} \cdot \sigma N_n L = \frac{h \cdot \nu \cdot N_n}{2} \cdot L. \quad (26)$$

Az  $(n + 1)$ -dik passzban a tárolt energiafluxus az  $n$ -dik passzban tárolt energiafluxus és az impulzus által kicsatolt energiafluxus különbsége:

$$U_{sto,n+1} = U_{sto,n} - (U_{ki,n} - U_{be,n}) \quad (27)$$

A kiszelű erősítési tényezőre a következő összefüggés adódik:

$$g_n = \frac{1}{L} \cdot \frac{U_{sto,n}}{U_{sat}}. \quad [3] \quad (28)$$

A kristályban tárolt energiát az határozza meg, hogy a pumpa fotonok mekkora hányada abszorbeálódik az erősítőközegben. A kristály által abszorbeált energiafluxust a következő kifejezés írja le:

$$U_{abs} = U_p \cdot (1 - e^{-\alpha L}), \quad (29)$$

ahol  $U_p$  a pumpanyaláb energiafluxusa,  $\alpha$  a közeg abszorpciók együtthatója,  $L$  pedig a kristály hossza. Az abszorpciók együtthatót a következő módon definiáljuk:

$$\alpha = \sigma_a \cdot N_0, \quad (30)$$

ahol  $\sigma_a$  az abszorpciós hatáskeresztmetszet,  $N_0$  pedig az aktív lézeratomok száma. Ti:S kristály esetén  $N_0$  a  $Ti^{3+}$  ionok számával egyezik meg. Ezek szerint, ha a gyártók minél több  $Ti^{3+}$  iont juttatnak a kristályba (minél jobban szennyezik a kristályt), annál nagyobb az abszorpciós koeficiens, azaz a kristály több energiát képes abszorbeálni. [7]

Az abszorbeált pumpaenergiának gyakorlatilag csak egy része fordítódik az impulzusok erősítésére, a többi pedig hő formájában jelenik meg. Ennek következtében az erősítő közegben termikus lencse alakulhat ki, mely jelentősen lecsökkentheti az erősítési tényező nagyságát. Ezért rendkívül fontos az erősítő kristály hűtésének biztosítása. Ezt az energiaveszteséget egy  $\eta < 1$  veszteségi faktorial v vesszük figyelembe. [7]

Az erősítés hatásfokát tovább rontja az a tény, hogy a zöld pumpa fotonok energiája nagyobb a jel fotonok energiájától. Ezt kvantum defektusnak nevezzük és egy  $\kappa = \frac{\lambda_p}{\lambda_s}$  szorzóval vesszük figyelembe. Így ezeket a veszteségeket figyelembe véve, a kristályban tárolt energiára a következő összefüggés adódik:

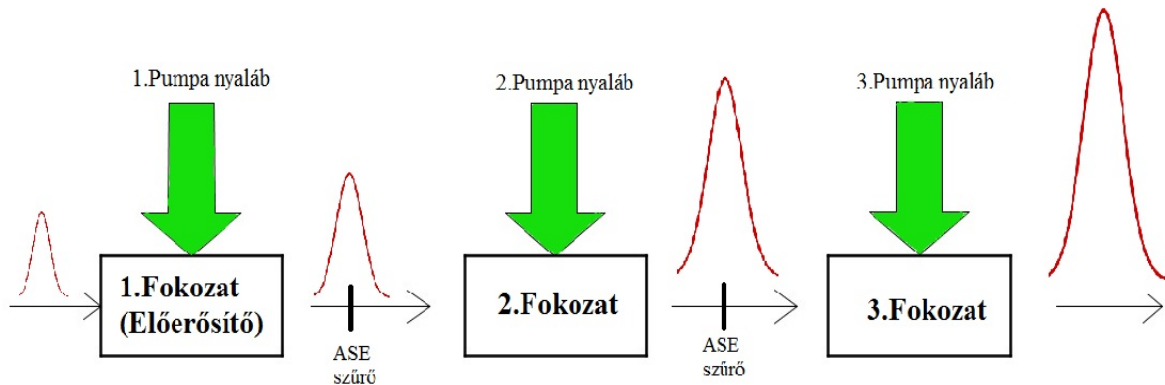
$$U_{sto} = U_{abs} \cdot \eta \cdot \kappa. [7] \tag{31}$$

Az jel erősítő közegen történő minden egyes áthaladása során csökkenti a kristályban tárolt energiát a (27) egyenletnek megfelelően. Egy bizonyos számú áthaladás után a tárolt energia annyira lecsökken, hogy az impulzus további áthaladások során már nem tesz szert számottevő energianövekedésre. Ezt a jelenséget nevezzük telítődésnek és ez döntően meghatározza, hogy egy adott erősítőközegen hányszor haladhat át egy impulzus.



## II.3. Erősítő konfigurációk

### II.3.1. Többfokozatú erősítő rendszer



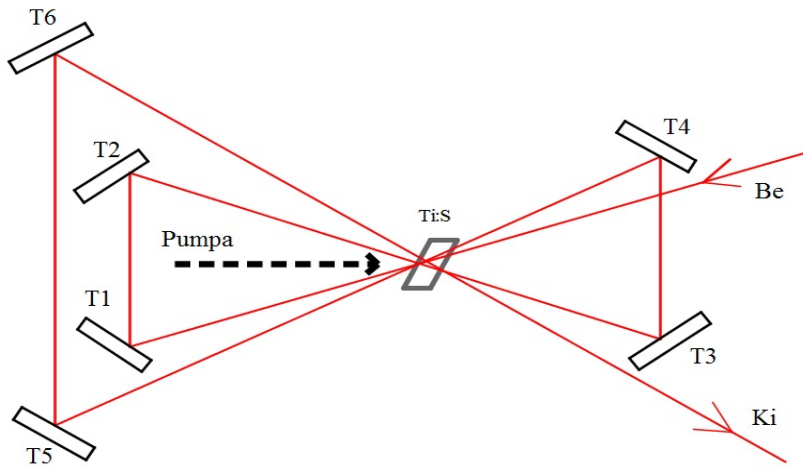
**6.ábra** Az ábrán egy három fokozatú erősítőrendszer felépítése látható.

A 6.ábrán látható erősítő rendszert általában kis ismétlési frekvenciáknál használják. A jel impulzus keresztülhalad az egymás után következő erősítő fokozatokon, így az energiája több nagyságrenddel növekedhet. Ennek az elrendezésnek két fő előnye van:

- A pumpalézer energiáját optimálisan szét lehet osztani az egyes fokozatok számára, valamint a nyaláb fókuszálásával változtatni lehet az aktív közegben felgerjesztett térfogat méretét. Így fokozatról-fokozatra változtatni lehet az erősítési tényező értékét.
- Lézernyalábok erősítése folyamán elkerülhetetlen az erősített spontán emisszió létrejötte (ASE). A jelimpulzussal együtt az ASE is fokozatról fokozatra erősödik és jelentősen lecsökkentheti az aktív közegben tárolt energiát, melynek következtében az erősítési tényező is lecsökken. Ennek megakadályozása céljából, az egyes fokozatok után ASE szűrőket helyeznek be. Ezek olyan anyagok melyek elnyelik az ASE-t, a jel impulzust viszont átengedik. Ezen kívül még térbeli szűrők (tűlyukak) is használhatóak erre a célra [4].

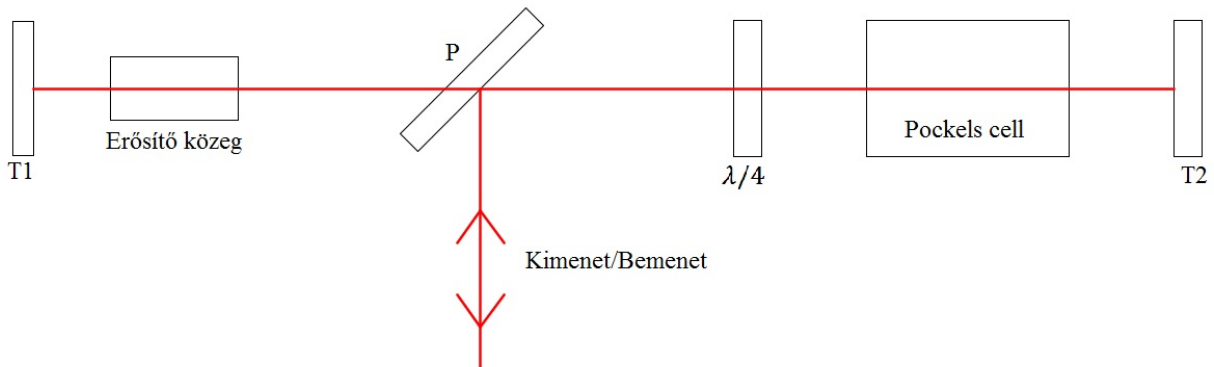
### II.3.2. Többpasszos erősítő rendszer

A hatékonyabb energiakicsatolás érdekében egy-egy erősítő fokozatban a jel impulzust többször végigterelik az erősítő közegen. Ez az elrendezés már nagyobb ismétlési frekvencián is jelentős erősítési faktort produkál. Hátránya a geometriai elrendezés bonyolultsága, mely megszabja a passzok számát, valamint ehhez még társul az optikai elemek tetemes mennyisége. Ennek egy tipikus elrendezése látható a 7.ábrán. Amennyiben az átmenetek száma háromnál több, akkor egy leképező elemre is szükség van. A többfokozatú erősítő rendszerhez hasonlóan az egyes passzokban ASE szűrők is beiktathatóak [4].



**7.ábra** Egy négypasszos erősítő rendszer elrendezése

### II.3.3. Regeneratív erősítő rendszer



**8.ábra** Egy tipikus regeneratív erősítő rendszer felépítése.

Regeneratív erősítő rendszerekben az erősítendő impulzust egy polarizációs nyalábosztó segítségével egy lézer rezonátorba tereljük. Egy tipikus elrendezés látható az alábbi ábrán. A jel impulzus a rezonátorban keresztülhalad a polarizátoron,  $\lambda/4$ -es lemezen, Pockels cellán, majd az erősítő közegen. A működése 3 különböző fázisra bontható.

1. A pumpálási fázis alatt az erősítő kristályban energia halmozódik fel. Ekkor bármilyen fény is keletkezik a rezonátorban, az áthalad a P polarizátoron, majd a  $\lambda/4$ -es lemezen történő kétszeri áthaladás folyamán a polarizációs síkja  $90^\circ$ -al elfordul, melynek köszönhetően távozik a rezonátorból.
2. Az erősítési fázis kezdetén, a bemenő fénynek olyan a polarizációja, hogy a P polarizációs nyalábosztó a rezonátorba reflektálja. Ezután kétszer áthalad a  $\lambda/4$ -es lemezen, mely  $90^\circ$ -al elforgatja a polarizáció síkját, így a polarizátor átengedi az

erősítő közeg felé. Visszafelé feszültséget kapcsolnak a Pockels cellára, mely így ugyancsak  $\lambda/4$ -es lemezként viselkedik. Így együttesen a Pockels cella és a  $\lambda/4$  lemez  $180^\circ$ -al forgatja el a polarizációs síkot, azaz a P polarizátor újból transzmittálja a nyalábot. Így a lézerimpulzus bentragad a rezonátorban és többször keresztülhalad az erősítő közegen.

3. A kicsatolási fázisban deaktiválják a Pockels cellát, így a P polarizátorról visszaverődik a nyaláb, azaz a felerősödött impulzus kikerül a rezonátorból. A Pockels cella megfelelő időzítésével megszabható a passzok száma [5].

### **III.Probléma felvetése, motiváció**

Munkám motivációjaként a nagy ismétlési frekvenciával rendelkező lézerpulzusok erősítése szolgált, amelyek biológiai és anyagtudomány alkalmazásokhoz lennének nagyon hasznosak.

Szakdolgozatom célja egy olyan Ti:S alapú, többpasszos erősítő rendszer modellezése, mely 80MHz ismétlődési frekvenciával érkező impulzusok energiáját erősíti, megközelítőleg 10-szeresére. Ehhez egy nagy teljesítményű pumpalézer is szükséges, melynek szintén 80MHz az ismétlési frekvenciája. Mivel fontos a pumpa és a jel impulzusok megfelelő időzítése, ezért felmerült a lehetőség, hogy egy nagy teljesítményű cw lézert használjunk erre a célra.

Diplomamunkámban számolásokat végeztem, hogy egy cw üzemű pumpalézer segítségével mekkora mértékű erősítést lehetne elérni, valamint, hogy ez hogyan függ a fókuszálástól, kristályhossztól, illetve a kristály szennyezettségétől.

## IV.Eredmények

### IV.1.A Frantz-Nodvik modell alkalmazhatóságának feltételei

Egy erősítőrendszer tervezésének kezdeti szakaszában célszerű modellezéseket végezni a kívánt erősítés elérése érdekében. Ezeket a Mathcad nevű programban végeztem el, ugyanis kezelése könnyen elsajátítható, illetve szemléletes ábrák készíthetők vele. A szimulációt a (21) Frantz-Nodvik egyenlet segítségével írtam meg. Ehhez több paramétert is meg kellett adnom a Ti:S kristályra, az erősítendő impulzusokra és pumpanyalábra vonatkozóan.

A hatékony energiakicsatolás érdekében egy többpasszos erősítő konfigurációt vettem alapul. Az oszcillátor  $f = 80\text{MHz}$  ismétlési frekvenciával állítja elő az impulzusokat, melyeket az erősítő rendszerbe tereljük, miközben az ismétlési frekvenciát változatlanul hagyjuk.

Mivel ilyen nagy ismétlési frekvencián szeretnénk erősíteni, ezért gyakorlatban, impulzus üzemű pumpalézer esetén az impulzusok közti pontos időzítés nehéz feladat lehet. Erre a problémára adhat megoldást a cw üzemű pumpálás, ugyanis ebben az esetben az időzítés problémájától eltekinthetünk.

Mint azt korábban említettem, a szimuláció megírása során a Frantz-Nodvik egyenletet használtam fel. Ebből kifolyólag nem szabad szem elől tévesztenünk azokat a feltételeket és közelítéseket, amelyeket ennek levezetése folyamán alkalmaztunk. Elsősorban egy olyan közeget feltételeztünk fel, melyben már előzőleg populáció inverziót létesítettünk, valamint az indukált emisszió kivételével minden más átmenetet elhanyagoltunk. Így jutottunk el (13) és (14) differenciálegyenlet rendszerhez, melyből (21)-et kaptuk. Ezek a közelítések impulzus üzemű pumpálás esetén jó közelítéssel teljesülnek, mivel egy pumpaimpulzus beérkezése a kristályba egy magimpulzus erősítését eredményezi és ez idő alatt gyakorlatilag semmilyen más átmenet nem létesül. Folytonos pumpálás esetén viszont nem ez a helyzet. Ekkor az impulzus erősítő közegen történő áthaladása közben, valamint a következő passzig eltelt időtartam alatt is történik abszorpció. Más szavakkal élve az atomok visszagerjesztődnek, azaz visszapumpálás történik. Ezt a folyamatot a következő differenciálegyenlet rendszerrel írhatjuk le:

$$\frac{\partial I_s(z,t)}{\partial z} = \sigma_E \cdot I_s(z,t) \cdot N(z,t) \quad (32)$$

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = -\frac{2 \cdot \sigma_E}{h \cdot \nu_s} \cdot I_s(z,t) \cdot N(z,t) + \frac{\sigma_A}{h \cdot \nu_p} \cdot I_p(z,t) \cdot [N_{\text{össz}} - N(z,t)], \quad (33)$$

ahol  $I_s$  és  $I_p$  a magimpulzus és a pumpanyaláb intenzitása,  $\sigma_E$  és  $\sigma_A$  az emissziós és abszorpciós hatáskeresztmetszet,  $\nu_s$  és  $\nu_p$  az impulzus és a pumpalézer központi frekvenciái,  $N(z, t)$  a felső lézerszint populációja,  $N_{össz}$  pedig az aktív lézeratomok száma (ez Ti:S esetén a  $Ti^{3+}$  ionok számával egyezik meg). Az intenzitás és a populáció inverzió idő és koordináta függését a (32) és (33) differenciálegyenletek numerikus megoldása szolgáltatja, mely a számolások egy következő lépcsőfoka lenne és elvégzése természetesen célkitűzésként szerepel, jelen dolgozatban azonban ezt nem részletezem. A diplomamunkámban ez helyett, bizonyos közelítésekkel élve, a Frantz és Nodvik által bevezetett eljárást használtam fel, mivel ez egy nagyon tanulságos, szemléletes és jól bevált módszer az erősítőrendszerek modellezésére. A következő módon jártam el:

- A spontán emisszió mellett az előbb említett, passzok közti időtartam alatt történő visszagerjesztődéstől is eltekintek. Ezzel túl nagy hibát nem követek el, mivel az abszorpció arányos az alsó lézer szint populációjával, ami kezdetben elhanyagolható és kis intenzitású impulzusok erősítése folyamán nem is növekszik meg számottevően. Így (33) egyenlet jobb oldalán szereplő második tag eltűnik, mellyel (13) és (14) egyenleteket kapjuk vissza. Várhatóan, e közelítésből kifolyólag, az erősítőközeg telítődése később fog bekövetkezni, mint ahogy azt a számolások jósolják.
- A folytonos üzemű pumpálást úgy vettem figyelembe, mintha a pumpanyaláb pontosan egymás után következő  $\tau_p = 10ns$ -os impulzusokból tevődne össze. Egy ilyen négyzögimpulzus energiája az  $E_p = P \cdot \tau_p$  összefüggés segítségével kiszámítható, melyből később az erősítő kristályban tárolt energiafuxus is származtatható. Ez egy jó közelítés mivel makroszkópikus szempontból elegendően rövid, viszont a fs-os impulzushoz viszonyítva gyakorlatilag egy folytonos jelnek tekinthető.

## IV.2. Modellezések

### IV.2.1. A számoláshoz szükséges paraméterek

Az oszcillátor  $f = 80MHz$  ismétlési frekvenciával állít elő  $\tau = 80fs$ -os impulzusokat. Ezek központi hullámhossza  $\lambda_s = 840nm$ . Az oszcillátor átlagos teljesítménye  $P_s = 2,1W$ , azaz egy impulzus energiája  $E_s = 26,25nJ$ . Két impulzus

megérkezése között eltelt időtartam  $\Delta t = 12,5ns$ , az ennek megfelelő úthossz levegőben  $\Delta s = 3,75m$ .

Erősítőközegként **Ti:S** kristályt használunk, melynek fizikai paramétereit az (1) táblázatban tüntettem fel. A kristály hossza  $L = 6mm$ , indukált emissziós hatáskeresztmetszete  $\sigma_E = 41 \cdot 10^{-20} cm^2$ , abszorpciós koeficiense  $\alpha = 4 \frac{1}{cm}$ . A telítési energiafluxus (19) alapján  $J_{sat} = 0,577 \frac{J}{cm^2}$ .

A cw üzemű pumpalézer teljesítménye  $P = 50W$ , központi hullámhossza  $\lambda_p = 532nm$ . Mivel a pumpanyalábra úgy tekintünk, mintha folytonosan egymás után következő  $\tau_p = 10ns$  hosszúságú négyszögimpulzusokból állna, ezért egy ilyen négyszögimpulzus energiája  $E_p = 500nJ$ .

A számolásokban egy többpasszos konfigurációt vettem alapul és az erősítőközeg longitudinális pumpálását feltételezem fel. Ilyen konfiguráció mellett a pumpanyaláb és a magimpulzusok átfedése nem tökéletes. Ez gyakorlatban csak egy minimális korrekciót jelent, amitől a számításokban eltekintek. Így nyugodtan feltehető, hogy a nyalábok a kristály teljes hossza mentén átfednek. Ennek fényében a két nyaláb átmérőjét egyenlőnek választottam.

#### IV.2.2.A kristályban tárolt energia kiszámítása

Ebben a számításban lényeges szerepet játszanak a nyalábsugarak. A 10.ábrán látható grafikonról leolvasható, hogy a kristályban tárolható energiafluxus rohamosan növekszik a nyalábsugár csökkenésével. Ez miatt a nyaláb átmérőjét, amennyire csak lehetséges, minimalizálni kell. Ezt a később részletezendő számítások is alátámasztják, melyek szerint effektív erősítés eléréséhez legalább  $d = 8\mu m$ -es nyalábátmérő szükséges.

A kristályban tárolt energia kiszámításához először a (29) összefüggés alapján ki kell számolnunk, hogy a pumpanyaláb energiafluxusának hányad része abszorbeálódott az erősítő közegben. Ehhez meg kell adnunk a pumpanyaláb energiafluxusát:

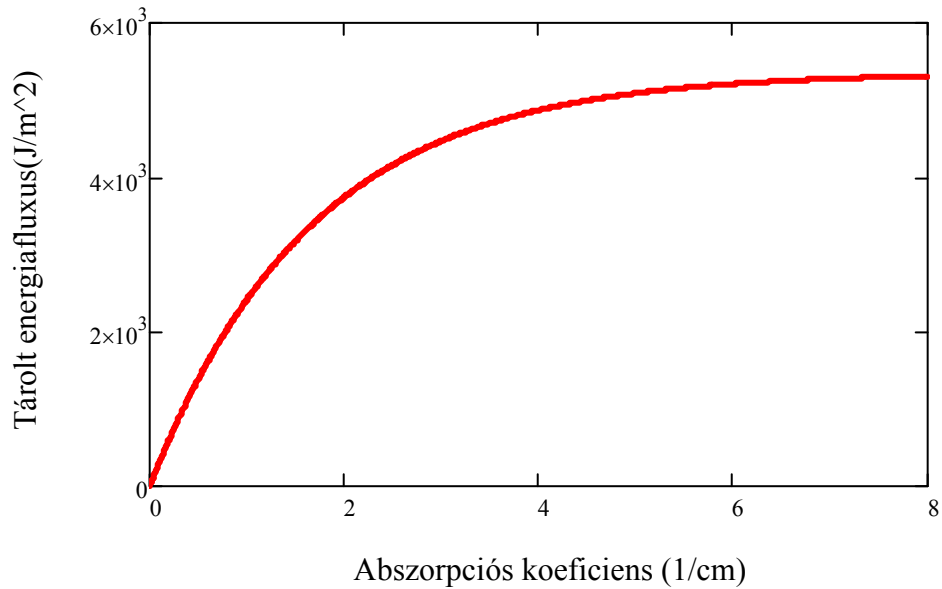
$$U_p = \frac{E_p}{r^2 \pi^2} \quad (34)$$

ahol  $r$  a pumpanyaláb sugarát jelöli. Az pumpanyaláb energiafluxusa  $r = 4\mu m$  mellett  $U_p = 0,995 \frac{J}{cm^2}$ -nek adódik. Az abszorbeált energiafluxus (29) szerint:  $U_{abs} = 0,904 \frac{J}{cm^2}$ .

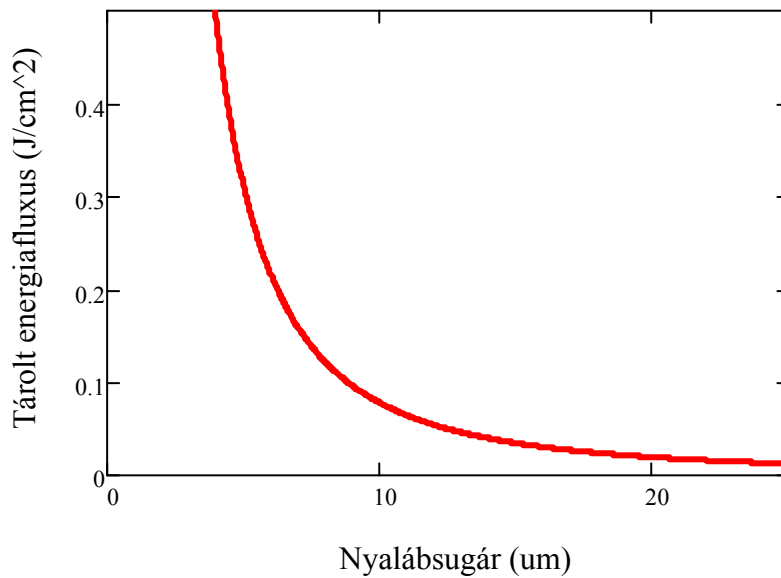
Az abszorbeált energiának kb. 25%-a hő formájában disszipálódik, azaz  $\eta = 0,85$ . A pumpanyaláb és a jel hullámhosszainak ismeretében a kvantum defektus értéke:  $\kappa = 0,633$ .

Így (31) egyenlet segítségével a kristályban tárolt energiafluxus:  $U_{sto} = 0,487 \frac{J}{cm^2}$ .

Az erősítőközegben tárolható energia mennyisége függ a kristály abszorpciós koeficiensétől is. Az abszorpciós koeficiens viszont a (30) egyenletnek megfelelően szoros kapcsolatban áll a kristály szennyezettségével. A 9.ábrán a kristályban tárolt energiafluxust tüntettem fel az abszorpciós koeficiens függvényében. Jól látható, hogy minél nagyobb a  $Ti^{3+}$  ionok száma, annál nagyobb az elraktározható energia mennyisége.



**9.ábra** A Ti:S kristályban tárolt energia az abszorpciós koeficiens függvényében



**10.ábra** A tárolt energiafluxus a nyalábsugár függvényében



### IV.2.3.A passzonkénti erősítés kiszámítása

A passzonkénti erősítés kiszámításával dől el, hogy egy adott erősítő rendszer megfelel-e a kívánt elvárásoknak. E számolás elvégzését részletezem a következőkben.

Az első passz bemenő energiafluxusa megegyezik az oszcillátorból származó impulzus energiafluxusával, azaz  $U_{be,1} = U_s$ . Mivel  $r_s = 4\mu\text{m}$ -es nyálábátmérővel számoltam, így  $U_{be,1} = 0,052 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . A kisjelű erősítési tényező értékét a (28) összefüggés segítségével határozhatjuk meg. Értéke az első áthaladáskor:  $g_1 = 140,699 \frac{1}{\text{m}}$ . Ezek ismeretében a (23) Frantz-Nodvik egyenlet segítségével, kiszámítható az erősítőközegeből kijövő impulzus energiafluxusa az első passzban. Értéke:  $U_{ki,1} = 0,115 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . Az erősítési tényező az első passzban a kimenő- és bemenő impulzus energiafluxusainak hányadosával egyenlő:

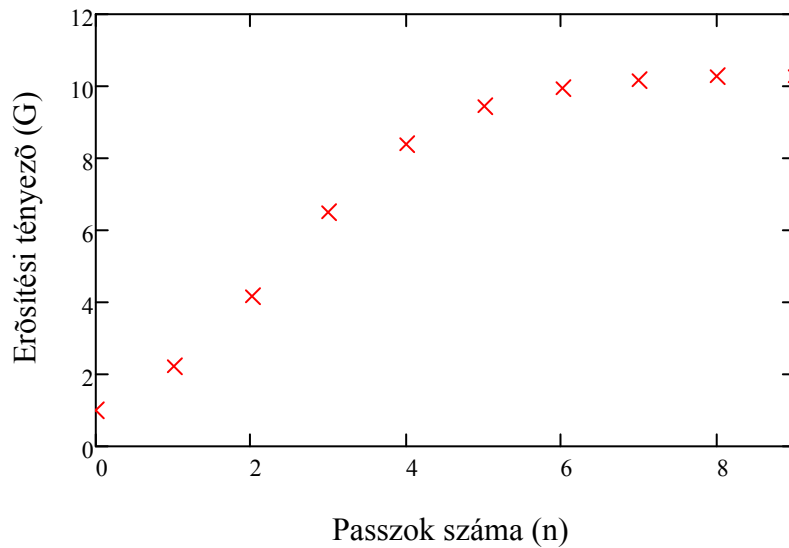
$$G_1 = \frac{U_{ki,1}}{U_{be,1}}. \quad (34)$$

Ez az érték  $G_1 = 2,2$ -nek adódott.

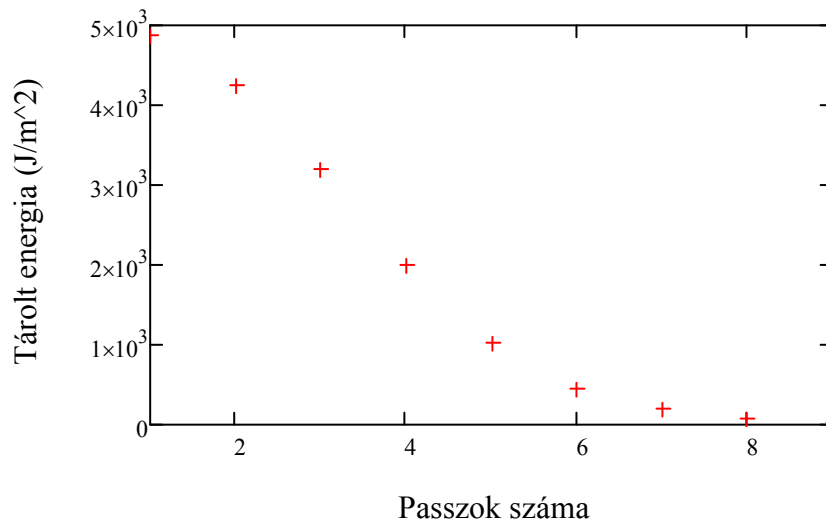
A második passzban a bemenő energiafluxus az első passz kimenő energiafluxusával egyezik meg:  $U_{be,2} = U_{ki,1}$ . Megjegyezném, hogy a tükrökről történő reflexiók veszteségektől most eltekintek. Mivel az első áthaladás során energia adódott át az impulzus terének, így ebben a passzban a (27) egyenlet értelmében a kristályban tárolt energia:  $J_{sto,2} = 0,424 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . A kisjelű erősítési tényezőt ezen áthaladás során, megint csak a (28) összefüggés felhasználásával számolhatjuk ki, ahol a számlálóba  $J_{sto,2}$  értékét helyettesítjük be. Ezekre való tekintettel, ugyancsak (23) felhasználásával kiszámolható a második passz kimenő energiafluxusa:  $U_{ki,2} = 0,218 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ . Az erősítési tényező értéke ezen áthaladás során  $G_2 = 1,9$ , az első passzra vonatkozóan pedig  $G_{21} = 4,179 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ .

E lépéseket megismételve tetszőleges számú passzra kiszámolhatjuk az erősítés illetve a kristályban tárolt energia értékét. Ezeket a mennyiségeket a kristályon történő áthaladások számának függvényében ábrázolva egy telítési görbét kapunk. Ebből meghatározható, hogy mennyi azoknak a passzoknak a száma, amelyekben effektív erősítési értékeket kapunk. A 11. és 12. ábrákon a kezdeti energiafluxusra vonatkoztatott erősítés illetve kristályban tárolt energia értékeket tüntettem fel. A számolás során kiderült, hogy 10-szeres erősítést 7 passzban lehet elérni, ami ezen a két grafikonon is jól látható. Az erősítési faktor értéke ekkor:  $G_{71} = 10,18$ . Ez után az erősítő kristály már jelentősen telítődik és a 8-dik passzra gyakorlatilag elfogy az erősítésre fordítható energia. A valóságban a telítődés valószínűleg

később fog bekövetkezni, mivel, ahogy azt IV.1.-ben említettem, eltekintettem a cw üzemű pumpálás során fellépő visszagerjesztődéstől. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy a Ti:S kristályban tárolt energia lassúbb ütemben fog csökkenni és feltehetően az erősítési tényező értéke is növekedni fog.



**11.ábra** Az erősítési faktor értéke az egyes átmenetek után.



**12.ábra** A kristályban tárolt energiafluxus az egyes passzokban.

#### IV.2.4. Az erősítőrendszer paramétereinek kiválasztása

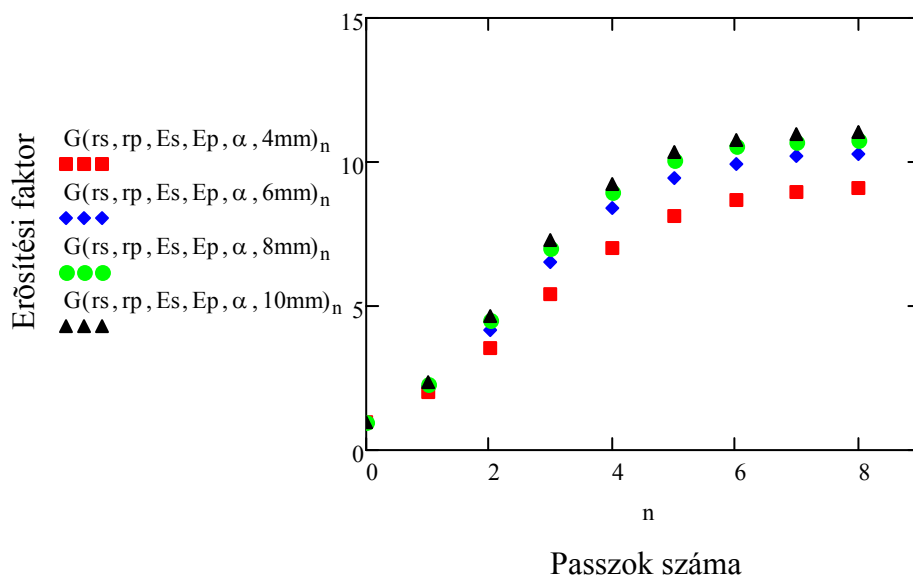
Az előzőekben megállapítottuk, hogy 10-szeres erősítés eléréséhez 7 passz szükséges. Az erősítési tényező értékét azonban több dolog is befolyásolhatja. Adott energiájú jel esetén és megfelelő térbeli átfedés mellett ezek a következők:

- a Ti:S kristály hossza

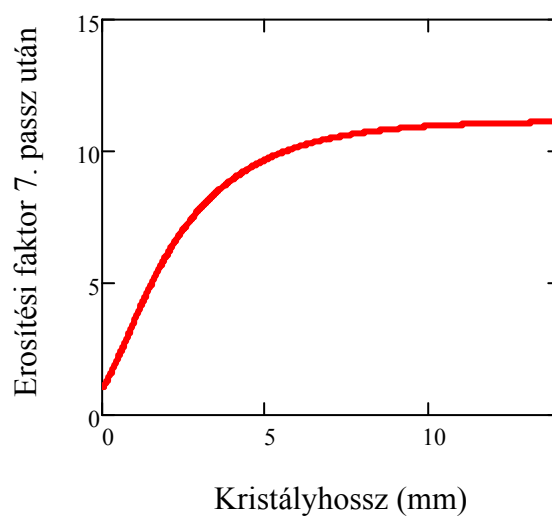
- a Ti:S kristály abszorpciós koefficiense
- pumpalézer energiája
- jel- és pumpanyaláb átmérői az erősítő kristályban (fókuszálás).

Célszerű kielemezni, hogy ezen paraméterektől mennyire függ az erősítés. Így információkat nyerhetünk a rendszerünk optimális paramétereiről, esetleg az is felmerülhet, hogy az egészet kevesebb passzal is megoldhatjuk.

A 13.ábrán az erősítések értékei láthatóak a passzok számának függvényében különböző kristályhosszak esetén, a 14.ábrán pedig a hetedik passz utáni erősítési faktort ábrázoltam a kristályhossz függvényében.



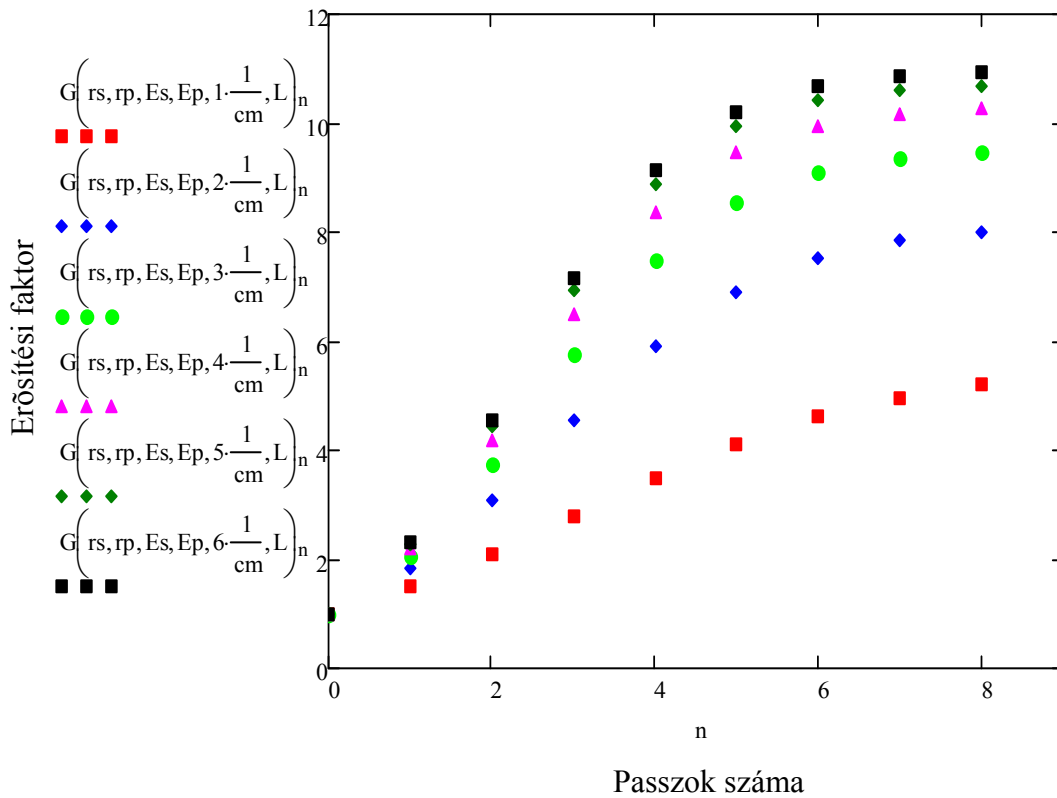
**13.ábra** Az erősítési faktor a passzok számának függvényében különböző kristályhosszak esetén



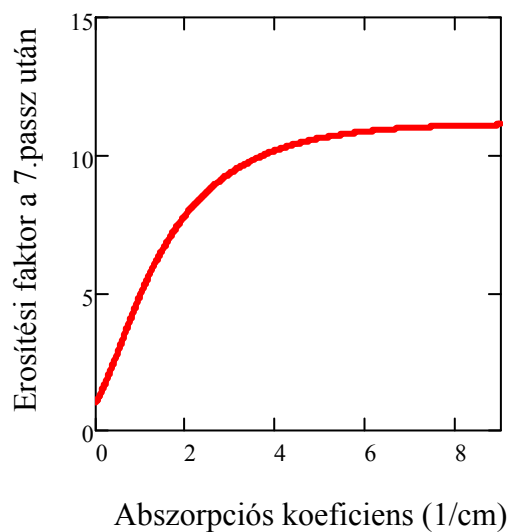
**14.ábra** Az erősítési faktor a 7. passz után a kristályhossz függvényében

Az ábrákon jól látható, hogy, ha a kristály hossza meghaladja a 8mm-t, akkor az erősítési tényező értéke már nem növekszik lényegesen.

A következő 15. és 16.ábrák nagyon hasonlóak az előző kettőhöz. Itt azonban nem a kristályhossz értékét, hanem az abszorpciós koefficiens értékét változtattam.



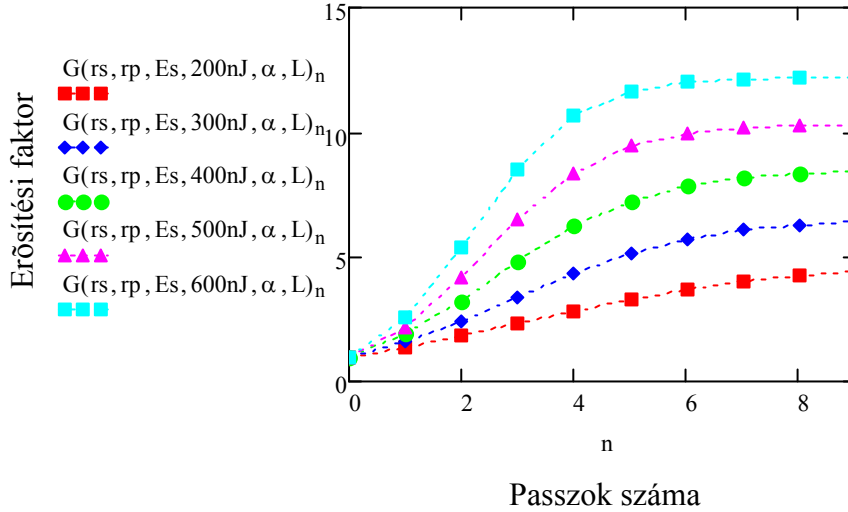
**15.ábra** Az erősítési faktor a passzok számának függvényében különböző abszorpciós koefficiensek esetén.



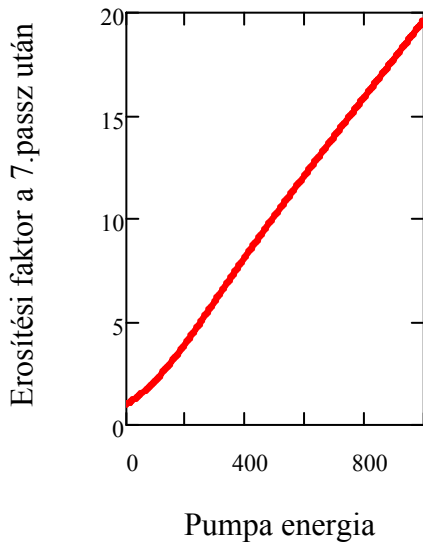
**16.ábra** Erősítési faktor a 7.paszsz után az abszorpciós koefficiens függvényében.

Látható, hogy az előző esethez hasonlóan, itt is egy idő után csökken a görbe meredeksége. Ez a csökkenés  $\alpha = 6 \frac{1}{cm}$ -nél válik jelentőssé.

A pumpalézer energiájának variálásával kapjuk a 17. és 18. ábrákat.



**17.ábra** Az erősítési faktor a passzok számának függvényében különböző pumpaenergiák esetén.

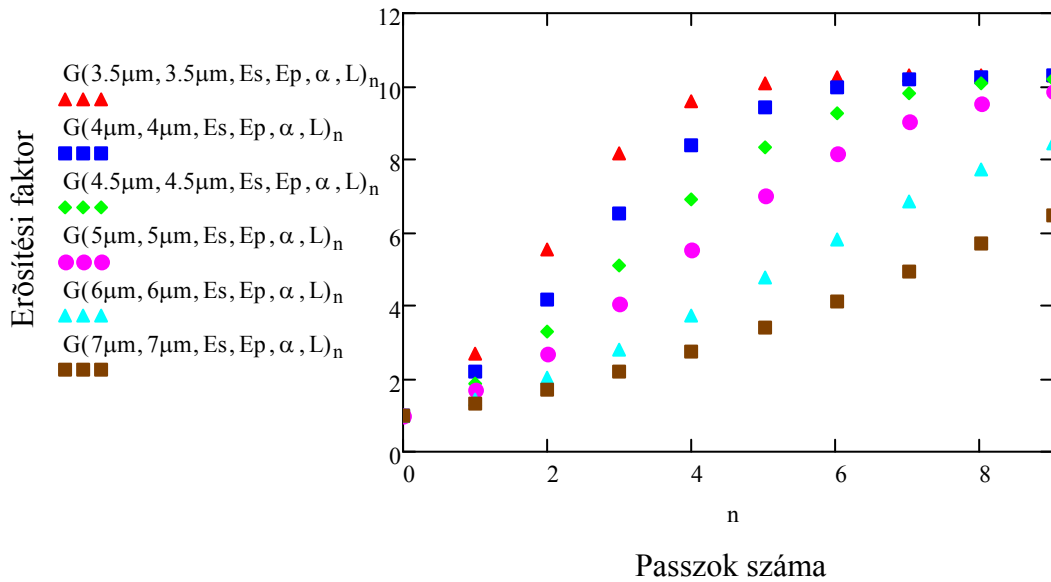


**18.ábra** Az erősítési faktor a 7. passz után a pumpa energia függvényében.

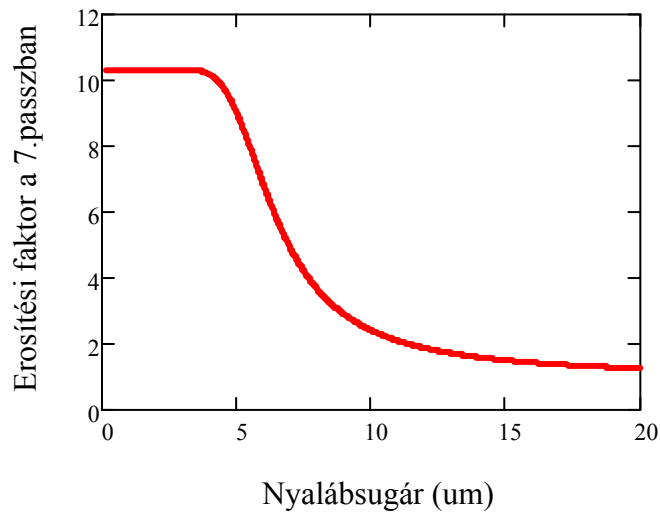
A várakozásoknak megfelelően, a pumpalézer teljesítményének növelésével az erősítési tényező értéke is növekszik.

A legfontosabb dolog ami közrejátszik az effektív erősítés kialakításában a nyalábok fókuszálásának problémája az erősítő kristályba. A számolásokból kiderült, hogy, ha 10-szeres erősítést szeretnénk elérni, akkor drasztikusan le kell csökkentenünk a nyalábátmérőket. A 19. és 20. ábrákból jól látható, hogy ehhez minimum  $r = 4,25\mu m$ , vagyis

$d = 8,5\mu\text{m}$  átmérőjű nyalábot kell létrehozunk. Ez az oka annak, hogy IV.2.2.-ben  $4\mu\text{m}$ -es nyalábsugarat választottam.

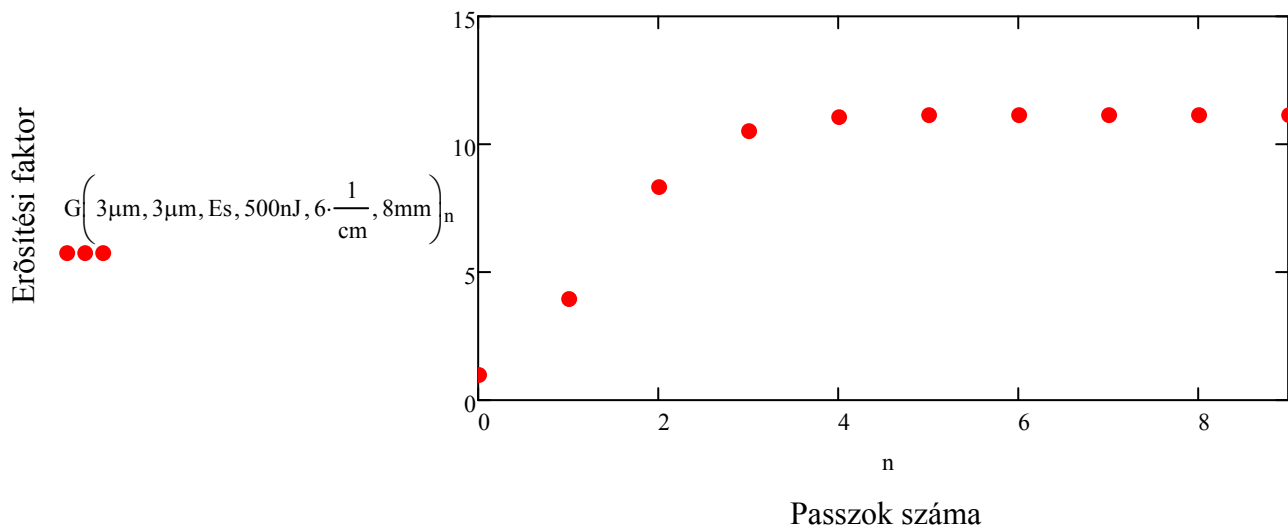


**19.ábra** Az erősítési faktor a passzok számának függvényében különböző nyalábsugarak esetén.



**20.ábra** Az erősítési faktor a 7. passz után a nyalábsugár függvényében

Végezetül elkészítettem egy grafikont (21.ábra), amelyben az előzőekben kiszámolt ideális paramétereket vettem alapul. Az erősítési tényező itt már 3 passz után eléri a 10-szeres értéket.



**21.ábra** Az erősítési faktor a passzok számának függvényében.

## V.Összefoglalás

Biológiai és anyagtudományi alkalmazásokhoz szükség van nagy energiával és ismétlési frekvenciával rendelkező lézerimpulzusokra. Ezek erősítése igen nehéz és bonyolult feladat. Az erősítés szükséges feltétele az, hogy a jel- és a pumpaimpulzusok időben és térben átfedjenek. Ilyen nagy frekvencián azonban ez egy nehéz feladat. Könnyítést jelenthet a problémára, ha impulzus üzemű pumpalézer helyett egy folytonos üzemű pumpalézert használnánk.

Erősítőrendszerek tervezésének kezdeti szakaszában célszerű modellezéseket végezni, melynek segítségével kideríthetjük, hogy milyen konfigurációt, lézer- illetve kristályparamétereket használjunk. Erre egy jól bevett és széleskörűen alkalmazott eljárást vezetett be Frantz és Nodvik. Maga a módszer impulzus üzemű pumpálásra vonatkozik, azonban, ha elhanyagoljuk a passzok közti időtartam alatt történő visszagerjesztődést, akkor folytonos üzemű pumpálásra is alkalmazható.

Szakdolgozatomban ezt felhasználva egy többpasszos erősítő rendszer szimulációját írtam meg a Mathcad nevű program segítségével. Az erősítő közeg szerepét Ti:S (titán-zafir) kristály töltötte be. Ezt pumpálja egy folytonos üzemű pumpalézer miközben az oszcillátor által létrehozott, 80MHz ismétlési frekvenciával érkező, impulzusokat erősíti.

A közelítő számítások szerint, ha megfelelően választjuk meg a kristály, illetve lézer paramétereket, akkor elérhető a célul kitűzött 10-szeres erősítés. Ehhez szükség van egy 50W teljesítményű pumpalézere, illetve egy olyan Ti:S kristályra melynek hossza minimum 6mm és abszorpciókoefficiense  $\alpha = 6 \frac{1}{cm}$  körüli. A nehézséget a kristályba történő lefókuszálás okozhatja, ugyanis effektív erősítést  $r \leq 4,25\mu m$  esetén érhetünk el. Ehhez körülbelül 6cm fókusz távolságú lencsékre lenne szükség, ami tovább bonyolítja az amúgy is komplex geometriai elrendezést.



## **Köszönetnyilvánítás**

Szeretném köszönetemet kifejezni Dr. Osvay Károlynak a témában nyújtott segítségéért, tanácsaiért és végtelen türelméért. Börzsönyi Ádámnak és Nagymihály Roland Sándornak a modellezésekben adott hasznos ötleteikért.

Köszönöm családomnak, szeretteimnek, barátaimnak és évfolyamtársaimnak, hogy támogatták eddigi munkámat.

A szakdolgozatom 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 *Tóth Szabolcs* Fizika BSc szakos hallgató (*ETR azonosító: TOSSAAT.SZE*) az *Ultrarövid fényimpulzusok erősítése folytonosan pumpált Ti:S kristályban* című szakdolgozat 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.

Szeged, 2013. május .....

.....

*a hallgató aláírása*

## Irodalomjegyzék

- [1] K.F.Wall, A. Sanchez: „Titanium Sapphire Lasers”
- [2] „Ti:Sapphire Crystal” *Altechna* [www.altechna.com](http://www.altechna.com)
- [3] W. Koechner: „Solid-State Laser Engineering, Sixty Revised and Updated Edition”  
*Springer series in Optical Sciences 2006*
- [4] Diels J.-C., Rudolph W.: „Ultrashort Laser Pulse Phenomena, Fundamentals, Techniques, and Applications on Femtosecond Time Scale, Second Edition“ (395-427)
- [5] Andrew M. Weiner: „Ultrafast Optics” *Wiley series in pure and applied optics*
- [6] Anthony E. Siegman: „Lasers” *University Science Books*
- [7] Nagymihály Roland Sándor: „Ultrarövid fényimpulzusok Ti:S erősítés során fellépő vivő-burkuló fázis zaja” *TDK dolgozat*