

ULTRARÖVID FÉNYIMPULZUSOK Tl:S ERŐSÍTÉS SORÁN FELLÉPŐ VIVŐ-BURKOLÓ FÁZIS ZAJA

TDK Dolgozat

NAGYMIHÁLY ROLAND SÁNDOR

I. FIZIKA MSC

TÉMAVEZETŐK:

DR. OSVAY KÁROLY

EGYETEMI DOCENS

DR. BÖRZSÖNYI ÁDÁM

TUDOMÁNYOS MUNKATÁRS

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS INFORMATIKAI KAR

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

SZEGED, 2012

TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés	1
2. Elméleti áttekintés	2
2.1. Lézerimpulzusok erősítése	2
2.1.1. A Frantz-Nodvik modell	2
2.1.2. A többátmenetes erősítés	3
2.1.3. Energiatranszfer a pumpa és az impulzus között	4
2.2. A fázismodulált-impulzus erősítés sémája	6
2.3. A vivő-burkoló fázis	8
2.4. A rendelkezésre álló kísérleti rendszer	10
3. Előzmények, célkitűzések	12
4. Az erősítés szimulációja titán-zafír kristályban	13
5. A hárompasszos Ti:S erősítő	17
5.1. Az erősítővel kapcsolatos igények, az elrendezés geometriája	17
5.2. Az erősítő építése	18
5.2.1. Kezdeti beállítások	18
5.2.2. A pumpaimpulzusok időzítése	18
5.2.3. A nyalábok polarizációja, a kristály helyzete	20
5.2.4. A hűtés kérdése	21
5.2.5. Az erősítés vizsgálata passzonként	22
5.2.6. Az elért erősítések passzonként	23
5.3. A kis- és nagyjelű erősítés	24
6. A CEP vizsgálata	26
6.1. A Mach-Zehnder interferométer	26
6.2. A kiértékelés	28
7. Eredmények	29
8. Diskusszió	33
9. Összegzés	34
Irodalomjegyzék	35
Köszönetnyilvánítás	37

1. BEVEZETÉS

Az ultrarövid fényimpulzusokról napjainkban leginkább a biológiai és kémiai kutatások, illetve a hazai „szuperlézer” projekt, az ELI kapcsán hallhatunk. A femtoszekundumos lézeroszcillátorok segítségével előállított impulzusok általában kicsiny, nJ-os energiával rendelkeznek. Számos kísérlethez azonban növelnünk kell az impulzusok energiáját, amelyet egymás után több erősítő fokozat alkalmazásával érnek el. A néhány ciklusos lézerimpulzusok előállítása és erősítése számos alkalmazáshoz elengedhetetlen. Ilyenek például az attoszekundumos tudomány, a kvantum interferencia metrológia, vagy a molekuláris dinamikai rendszerek kvantumozás szabályozása [1].

Mind a femtoszekundumos lézeroszcillátorokban, mind pedig az erősítőkben leggyakrabban titán-zafír erősítő közeget használnak. Az ultrarövid fényimpulzusok erősítéséhez a kristályt fénnyel pumpálják, amely gyakran történik impulzus üzemi lézerekből származó lézerimpulzusokkal. Eközben az erősítő közeg hőmérséklete, így törésmutatója, valamint fázistolása is változik. Ennek hatására az erősítendő magimpulzusok spektrális fázisa az erősítőben való terjedés során változásokat szenved el. Ennek megfelelően a néhány ciklusos impulzusok esetén szükség van az impulzus burkolója és a vivőhullám közötti fázisváltozás, az ún. vivő-burkoló fázis (ún. *CEP*) figyelembe vételére. Az attoszekundumos fizikában, illetve az ultrapontos frekvencia metrológiában zajló kísérletek szempontjából kritikus az impulzusok CEP-jének alacsony zajú mérése, illetve stabilizálása [2].

Az impulzusok terjedés közben fellépő spektrális fázisát rendszerint a deriváltjaival adjuk meg. Ez a fázisfüggvény tartalmazza a vivőhullám és a burkoló közötti elcsúszásnak megfelelő fáziskülönbséget is. A spektrális fázis vizsgálatához jól alkalmazhatóak az interferometriás módszerek. A dolgozatomban interferometrián alapuló mérésekkel határozom meg az erősítés során fellépő CEP fáziszajt különböző pumpaenergiák, illetve különböző energiájú magimpulzusok esetén.

2. ELMÉLETI ÁTTEKINTÉS

2.1. Lézerimpulzusok erősítése

2.1.1. A Frantz-Nodvik modell

Az impulzusok erősítésének leírása során feltételezzük, hogy a négyszintes spektroszkópai energiasémával leírható lézerközegben a populáció inverziót fénnyel segítségével, úgynevezett pumpálással hozzuk létre. Ezzel a modellel szokás karakterizálni a ritka földfémekkel szennyezett üveg vagy kristályos lézeranyagokat. Lényege, hogy a lézerátmenet nem az alapállapotba, hanem egy további köztes energianívóra való átmenetet jelent, s az alapállapotba való relaxáció innen megy végbe [3]. A lézerimpulzusok erősítésének leírására leginkább alkalmazott elmélet a **Frantz-Nodvik modell**, amely kifejtés két feltételezésen alapul. Az első, hogy az erősítendő impulzusok ideje elegendően hosszú ahhoz, hogy a sebességi egyenletek alkalmazhatóak legyenek. Ez az eset áll fent akkor, ha az impulzusok időbeli hossza nagy az aktív „lézer” atomok elektronfelhőjében lévő elektronok oszcillációjának periódusidejéhez viszonyítva. A második, hogy az impulzus elegendően rövid ahhoz időben, hogy semmilyen felső energianívóról történő relaxáció ne mehessen végbe az impulzus aktív közegen áthaladása során. A modell feltételezi tehát, hogy az aktív közeg úgymond előre invertált, amikor is a populáció inverzió teljes része a fényimpulzus erősítésére fordítódik.

A lézerimpulzus $I(z, t)$ intenzitását térben és időben egy síkhullám segítségével írhatjuk le egy, az indukált emissziót megadó forrás kifejezés segítségével, vagyis

$$\frac{dI}{dz} + \frac{1}{c} \frac{dI}{dt} = \sigma NI, \quad (2.1.)$$

ahol σNI az egységnyi térfogatban egységnyi idő alatt az impulzus elektromágneses terének átadott energia, amiben N a populáció inverzió, I az intenzitás, σ pedig az indukált emissziós hatáskeresztmetszet. Ezt a kifejezést egyszerűsíthetjük az impulzus intenzitásához viszonyítva, ha idő szerint integráljuk. Ezzel ugyan információt veszítünk az impulzus időbeli alakjára vonatkozóan, de az erősítés önmaga nem növeli meg az impulzus időbeli hosszát. Ekkor az impulzus J energiafluxusa (J/cm^2 -ben adjuk meg), amelyet a

$$J(z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(z, t) dt \quad (2.2.)$$

kifejezés definiál, az impulzus által hordozott teljes energia mérésére szolgál. Ha a (2.1.) egyenletet idő szerint a $(-\infty, \infty)$ intervallumon kiintegráljuk, akkor megkapjuk az

energiafluxusra vonatkozó formulánkat. Az intenzitás idő szerinti deriváltjából származó tag az integrálási határok miatt kiesik. Ekkor az integrálással a

$$\frac{\partial J}{\partial z} = \sigma \cdot \int_{-\infty}^{\infty} N(z, t) \cdot I(z, t) dt \quad (2.3.)$$

kifejezés adódik. Ha az aktív közegben a populáció inverzió csökken, energia adódik át az erősítendő impulzus elektromágneses terének. Ennek megfelelően az impulzus tere és a populáció inverzió közötti energiaegyensúlyra a következő sebességegyenletet írhatjuk fel:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{2\sigma}{h\nu} \cdot NI. \quad (2.4.)$$

Ebből az egyenletből $N(z, t)$ megkapható az $I(z, t)$ függvényeként ismét integrálással:

$$N(z, t) = N(z, -\infty) \cdot e^{-\frac{2\sigma}{h\nu} \int_{-\infty}^t I(z, t') dt'}, \quad (2.5.)$$

ahol $N(z, -\infty)$ a populáció inverzió a z helyen mielőtt az impulzus érkezése előtt. Miután az impulzus áthaladása után pedig a populáció inverzióra az

$$N(z, t) = N(z, -\infty) \cdot e^{-\frac{2\sigma}{h\nu} J(z)} \quad (2.6.)$$

formulát írhatjuk fel. Azt az energiafluxust, amely a populáció inverziót az eredeti értékének $1/e$ -ad részére csökkenti, telítési fluxusnak nevezzük:

$$J_t = \frac{h\nu}{2\sigma}. \quad (2.7.)$$

A (2.3.) differenciálegyenlet megoldható a (2.5.) kifejezés behelyettesítésével, azzal a feltételezéssel, hogy a kisjelű erősítési együttható konstans az erősítő közeg teljes hossza mentén (ami közelítőleg igaz egy rövid közeg esetén, amelyet két oldalról pumpálunk). Ekkor ha figyelembe vesszük, hogy $g_0 = \sigma N$ a kisjelű erősítési együttható, egy J_t telítési fluxusú, L hosszúságú erősítő közegen való egyszeri áthaladás után az $N(t = -\infty)$ kezdeti populáció inverzió esetén a kimeneti fluxusra a

$$J_{ki} = J_t \cdot \left\{ 1 + e^{g_0 L} \left(e^{\frac{J_{be}}{J_t}} - 1 \right) \right\} \quad (2.8.)$$

formulát kapjuk, amelyet szokás **Frantz-Nodvik egyenletnek** is nevezni.

2.1.2. A többátmenetes erősítés

A Frantz-Nodvik egyenletet általánosíthatjuk arra az esetre, mikor egy erősítő közegen való többszöri áthaladás utáni kimenő energiafluxust adja eredményül. A modell továbbra is érvényes marad, ha az impulzus erősítéséhez szükséges idő még mindig hosszúnak tekinthető

az erősítő közeg felső energianívó élettartamához képest. A (2.8.) egyenletet n -passz esetére felírva a

$$J_{ki,n} = J_t \cdot \left\{ 1 + e^{g_{0,n}L} \left(e^{\frac{J_{be,n}}{J_t}} - 1 \right) \right\} \quad (2.9.)$$

kifejezést nyerjük. Az n -edik passz bemeneti fluxusát egyszerűen kapjuk az előző passzbeli kimenettel: $J_{be,n} = \delta \cdot J_{ki,n-1}$, ahol $n > 1, \delta < 1$. Ha alkalmazzuk a J_{sto} közegben tárolt energiafluxus modelljét, akkor az adott passzbeli erősítést ki tudjuk fejezni. Az erősítő közegből kinyerhető legnagyobb fluxust a $J_{be}/J_t \gg 1$ határt a (2.8.)-ba helyettesítjük:

$$J_{ki} \approx J_{be} + (g_0 J_t) \cdot L = J_{in} + \frac{N h \nu}{2} L, \text{ ahol } J_{be}/J_t \gg 1. \quad (2.10.)$$

Ennek megfelelően a közegben tárolt energia fluxusát a

$$J_{sto} = \frac{N h \nu}{2} L \quad (2.11.)$$

kifejezés definiálja. Minden egyes az erősítőn történő átmenet során a tárolt energia lecsökken az impulzus által kicsatolt energiával: $J_{sto,n} = J_{sto,n-1} - (J_{ki,n-1} - J_{be,n-1})$, ahol $n > 1$. Így az n -edik passzbeli G_n kiszámított erősítésre a

$$G_n = e^{g_n L} = e^{\sigma N_n L} = e^{\frac{J_{sto,n}}{J_t}} \quad (2.12.)$$

formulát kapjuk, ahol g_n az n -edik passzbeli kiszámított erősítési együttható, N_n pedig a megfelelő populáció inverzió.

2.1.3. Energiatranszfer a pumpa és az impulzus között

A J_{sto} -ra kapott kifejezés tehát a közegben tárolt fluxust fejezi ki, adott N populáció inverzió, illetve az erősítési átmenethez tartozó ν frekvencia esetén. Ezt a fluxust érzi a bejövő erősítendő impulzus, amely ugyanolyan ν frekvenciájú. A tárolt fluxust azonban befolyásolja az erősítő közeg által abszorbeált pumpaenergia is. A pumpáról és az impulzusra történő energiaátadás során persze vannak veszteségi faktorok is. Először is a pumpaenergia nem teljes egészében abszorbeálódik az erősítő közegben. Az abszorbeálódott részt ekkor a

$$J_{abs} = J_{pump} (1 - e^{-\alpha L}) \quad (2.13.)$$

kifejezés írja le, ahol α a közeg abszorpciós együtthatója, L pedig a közeg hossza. Ezen kívül az abszorbeált fluxus sem teljes egészében fordítódik a populáció inverzió kialakítására, hanem egy része *diszippálódik* a közegben *hő* formájában. Ezt az energiaveszteséget szokás csatolási veszteségnek is hívni ($\eta < 1$). Továbbá a közeget tekintve, minden magasabb

energianívón lévő atom, amely részt vesz az erősítési lézerátmenetben, abszorbeált egy fotont a pumpa frekvenciáján, aminek általában nagyobb az energiája, mint a jel fotonnak. Ezt nevezzük *kvantum defektusnak*, amit a pumpa és a jel hullámhosszának $\frac{\lambda_p}{\lambda_s}$ hányadosával definiálunk. A felsorolt veszteségeket figyelembe véve a közeg által tárolt fluxusra a

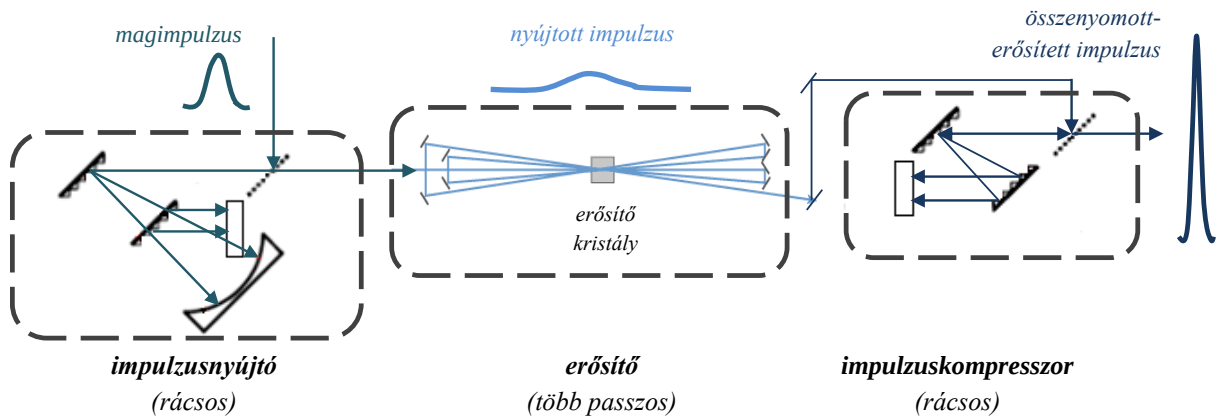
$$J_{sto} = J_{abs} \eta \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \quad (2.14.)$$

formulát kapjuk. Fontos még megemlíteni, hogy az erősítés függ még a jel- és a pumpanyaláb térbeli átfedésétől is. Abban az esetben, ha a pumpálás is impulzusüzemben történik, ez a feltétel úgy módosul, hogy a mag- és a pumpaimpulzusoknak térben és időben is át kell fedniük. Az impulzusok időbeli átfedését technikailag triggereléssel és késleltető fokozatok építésével szoktak megoldani.

A magimpulzus erősítő közegen való minden egyes áthaladás során csökkenti az erősítőben tárolt energiafluxust, amely hatására minden passzban egyre csökken az erősítés értéke is. Egy adott számú passz után az erősítés értékét már a veszteségek ellensúlyozni tudják, s így az erősítőn való további áthaladások során a jel energiája lassan csökken. Ekkor az erősítő úgymond telítődik. A telítődés időtartománybeli hatása például az erősítési-kiszélesedés, míg a térbeli tartományban az impulzusok intenzitásprofiljának torzulását eredményezi [4].

2.2. A fázismodulált-impulzus erősítés sémája

Az ultrarövid fényimpulzusok erősítését fázismodulált-impulzus erősítő rendszer (**Chirped Pulse Amplification, CPA**) segítségével végzik. Ennek részei az impulzusnyújtó, az erősítő fokozat, illetve végül az impulzusösszenyomó, amelyeket a 2.2. ábrán sematikusán be is mutatok. Erre a rendszerre azért van szükség, mert a rövid impulzusok közvetlen erősítésénél alapvető probléma, hogy az erősítés folytán az impulzus intenzitása olyan nagy lesz, hogy mind az erősítő közegben, mind pedig a lézerrendszer elemei közti levegőben való terjedés során önfázismoduláció illetve önfokuszálódás következik be. Továbbá a nagy csúcsintenzitások eredményeként pedig az erősítő közeg, illetve a rendszer optikai is roncsolódhatnak [5].



2.2. ábra A CPA elrendezés többpasszos erősítővel [5,7].

Az **impulzusnyújtóban** spektrális bontás után a különböző hullámhosszúágú komponensek különböző optikai úthosszakat tesznek meg, ennél fogva az impulzus időbeli hossza megnő, csúcsintenzitása pedig jelentősen lecsökken. A kapott fázismodulált impulzus energiáját ezt követően egy **erősítő fokozatban** sokszorosára növelik, mindeközben az impulzus teljesítménysűrűsége a hosszú impulzusidő miatt nem éri el a nemlineáris intenzitásküszöböt. A kilépő erősített, fázismodulált impulzust végül pedig közvetlenül a céltárgy előtt az **impulzusösszenyomóban** közel eredeti hosszúságúra nyomják össze. A rendszer matematikai leírásához vezessük be az impulzus z távolsághoz tartozó spektrális fázisát: $\varphi(\omega) = n(\omega) \cdot \omega \cdot z/c$. Ezt a $\varphi(\omega)$ fázisfüggvényt a központi frekvencia körül Taylor-sorba fejtve a

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} TOD \cdot (\omega - \omega_0)^3 + [...] \quad (2.16.)$$

kifejezést kapjuk. A (2.16.)-ban a formulában szereplő φ_0 , GD , GDD , TOD , amelyek a

$$\varphi_0 = \varphi(\omega_0), \quad GD = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad GDD = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad TOD = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.17.)$$

kifejezéseket takarják, a spektrális fázis jellemzésére lesznek alkalmasak. Ezeket **fázisderiváltaknak** nevezzük. A magasabb rendű fázisderiváltak a rendjük szerint vannak elnevezve, ezeket általában nem használjuk. GD a *csoportkésleltetés (Group Delay)*, GDD a *csoport késleltetés diszperzió (Group Delay Dispersion)*, a TOD pedig a *harmadrendű diszperzió (Third Order Dispersion)*. A GDD felelős az impulzus megnyúlásáért, míg az ennél magasabb rendű tagok az impulzus alakjának torzulását eredményezik [4]. Ha φ_{str} és φ_{com} az *impulzusnyújtó* és az *impulzus-összenyomó*, φ_{amp} pedig az erősítő fokozat frekvenciafüggő fázisai, akkor a teljes diszperzió kompenzálás azt jelenti, hogy a

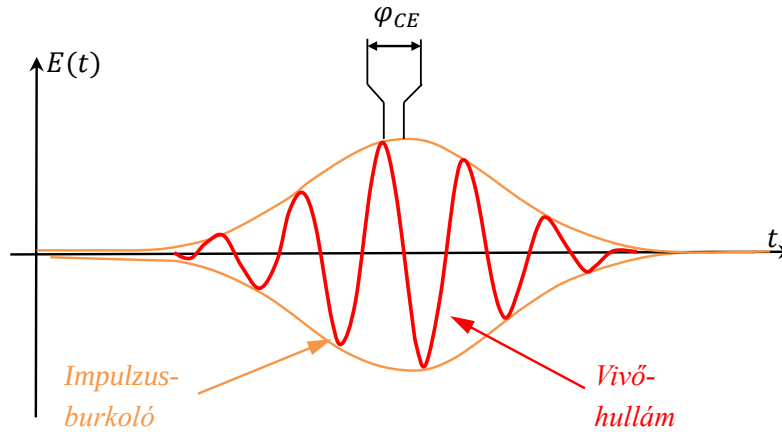
$$\varphi_{str} + \varphi_{com} + \varphi_{amp} = 0. \quad (2.18.)$$

feltétel teljesül. Ez rendkívül fontos, hiszen a rendszerünk csak akkor fog megfelelően működni, ha az abban létrejövő fázismodulációt a lehető legjobban kompenzáljuk. A CPA rendszereket egymás után is gyakran alkalmazzák, hogy megfelelő intenzitású és időbeli hosszúságú impulzusokat érjenek el. Egy kettős CPA rendszerben (**Double CPA, DCPA**) az első CPA elrendezés után általában nemlineáris folyamatokkal megtisztítják a kicsatolt impulzusokat, majd ezt követően a második fokozatban ismét megnyújtják, tovább erősítik, majd időben összenyomják az impulzusokat [8].

2.3. A vivő-burkoló fázis

Az ultrarövid lézerimpulzusok terjedése során megfigyelhető, hogy a fényt hordozó (vivő) elektromágneses hullám helyzete változik a burkolójához képest. Ezt a jelenséget a vivő-burkoló fázist fogalmának bevezetésével tárgyalhatjuk.

A **vivő-burkoló fázis** (*carrier-envelope phase, CEP*) azt írja le, hogy mekkora a fáziskülönbség a vivőhullám és a burkoló csúcsértéke között. Jelöljük ezt a fázist φ_{CE} -vel:



2.3. ábra A vivő-burkoló fázis egy néhány ciklusból álló impulzus esetén [4, 9. ábra]

Egy fényimpulzus közegen való áthaladása során fellépő CEP változását a következőképpen írhatjuk le. Egy L geometriai hosszúságú, n fázis- és n_g csoport-törésmutatójú közegen való áthaladás során az adott fényimpulzus ω körfrekvenciájú vivőhulláma $\frac{n \cdot L}{c}$ fáziskésleltetést, míg a burkolója pedig $\frac{n_g \cdot L}{c}$ csoportkésleltetést szenved [5]. Ezen két késleltetésben a fázis- és a csoport-törésmutatókat a $k(\omega)$ frekvenciafüggő terjedési együttható segítségével, $\omega = \omega_0$ helyen a

$$v_p(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}, \quad \text{és} \quad v_g(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk(\omega)} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{k'(\omega_0)} \quad (2.20.)$$

alakban írjuk fel. A megfelelő sebességen keresztül definiáljuk a kétféle törésmutatót:

$$n_p = \frac{c}{v_p}, \quad \text{és} \quad n_g = \frac{c}{v_g}. \quad (2.21.)$$

A két törésmutató hullámhossz függését tekintve [9], a vivőhullám elmozdul a burkoló alatt, s úgynevezett vivő-burkoló fáziseltolás jön létre, amelyet a

$$\Delta\varphi_{CE} = \frac{\omega \cdot (n_g - n_p) \cdot L}{c} \quad (2.22.)$$

egyenlettel tudunk leírni. Előző elgondolásunkat alkalmazhatjuk lézer-oszcillátorok esetén is. Ekkor ugyanis egy kicsatolt impulzusvonulat impulzusai között akkora lesz a vivő-burkoló fáziskülönbség, amekkora egy adott oszcillátor elemein való kétszeri áthaladás közben létrejövő vivő-burkoló fázistolás. Ezt a fáziskülönbséget *vivő-burkoló fáziscsúszásnak* (*CEP slippage*, *CEP-drift*) nevezzük. Ezt matematikailag a következőképpen írhatjuk fel:

$$\Delta\varphi_{CE}^{osc} = 2 \cdot \sum_{i \in \text{oszcillátor}} \frac{\omega}{c} \cdot (n_{g,i} - n_{p,i}) \cdot L_i + \Delta\varphi_{NL}(I), \quad (2.23.)$$

ahol a jobb oldalon a második taggal a magasabb intenzitások esetében fellépő nemlineáris törésmutató-változás CEP-toló hatását vesszük figyelembe.

A vivő-burkoló fázis fontos tulajdonsága, hogy a fázis csúszásának hatására az impulzusok széles, kvázifolytonos spektrumának diszkrét vonalai eltolódnak a lézerrezonátor longitudinális módusaitól. Ez az ún. *vivő-burkoló offszetfrekvencia* (*carrier-envelope offset frequency*, *CEO frequency*), amely egyenesen arányos a CEP változási gyorsaságával:

$$f_{CEO} = \Delta\varphi_{CE} \cdot \frac{f_{rep}}{2\pi}, \quad (2.24.)$$

ahol f_{rep} a lézer ismétlési frekvenciája. Az imént említett diszkrét spektrumvonalak együttesét szokás a lézerimpulzusok frekvenciafésűjének is nevezni, s így a Fourier-transzformáció segítségével belátható, hogy az ismétlési frekvencia egyben a fésű fogainak távolsága is [5].

A spektrális interferometriában szokás a vivő-burkoló fázis értékét a spektrális fázis deriváltjainak segítségével definiálni. Ekkor a CEP értékét a

$$CEP = \varphi_0 - GD \cdot \omega_0 \quad (2.25.)$$

formula adja meg, ahol a φ_0 és a GD a spektrális fázis nulladik és első deriváltja az ω_0 központi frekvencián [6].

2.4. A rendelkezésre álló kísérleti rendszer

Méréseimet a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén, a **TeWaTi Femtoszekundumos Lézerlaboratóriumban** végeztem. Mielőtt saját mérési elrendezéseimre rátérnék, szükségesnek látom a TeWaTi-ban található lézerrendszer bizonyos szintű áttekintését.

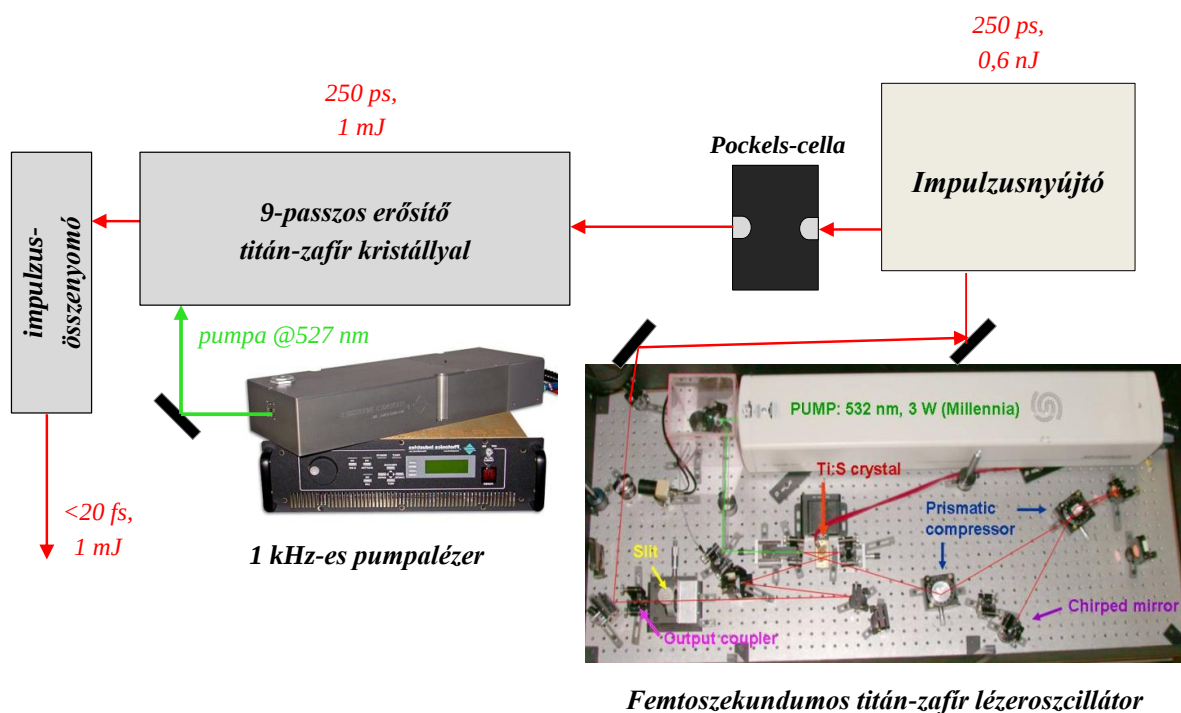
A rendszer fényforrása egy egyedi építésű **femtoszekundumos lézeroszcillátor**. Ebben egy **titán-zafír kristályt** pumpálnak egy **folytonos** üzemű (*continuous wave, cw*), 532 nm-en sugárzó **Millennia Prime** típusú, diódával pumpált szilárdtest lézerrel. Az oszcillátor passzív – Kerr-lencsés – módusszinkronizációval *800 nm központi hullámhosszúsággal* rendelkező impulzusokat állít elő **72 MHz**-es ismétlési frekvenciával. Az előállított impulzusok **sávszélessége** általában **75 és 80 nm** között ingadozott az adott hangolástól függően, így az impulzusok tipikusan **12 fs** hosszúságúak voltak (*transzformáció-limitált, a másodiktól kezdve a magasabb rendű fázisderiváltak értéke nulla*). Az oszcillátorból kilépő impulzusok tipikusan **nJ**-os nagyságrendű energiával rendelkeznek.

Az oszcillátort követően egy **Pockels-cella** segítségével „megritkítják” az impulzusokat, amire azért van szükség, mert ekkora ismétlési frekvencián túl sok impulzus jutna be egyszerre az erősítőbe, s így az abban lévő erősítő közegben nem megfelelő energiakicsatolás jönne létre. Ezután az impulzusok egy rácsos impulzusnyújtóba jutnak, ahol pozitív GDD-vel rendelkező fázismodulációt hajtunk végre rajtuk, ennek következtében **250 ps**-os hosszúságúra nyúlnak meg, amit majd az erősítés után kompenzálni kell.

A nyújtóból az impulzusok az első erősítő fokozatba jutnak. Nagy CPA rendszerek esetén általában az első fokozatban regeneratív erősítőt alkalmaznak, majd ezt erősítik tovább egy többpasszos fokozatban. A TeWaTi rendszerében az első fokozat egy **9 passzos** konfigurációt takar. A szokásos többpasszos elrendezés helyett itt gömbtükrökkel van megoldva a magimpulzusok 9 passzban történő utaztatása. Ezen fokozat is egy **titán-zafír** kristályt tartalmaz, aminek pumpálása egy Photonics Industries gyártmányú maximálisan 1kHz-es ismétlési frekvenciájú, impulzusüzemű, 527 nm-es hullámhosszon sugárzó pumpalézerrel van megoldva. Az erősítőből kilépő impulzusok közel **1 mJ**-os energiájúak. Az általam épített második erősítő fokozatban található titán-zafír kristály szintén az imént említett fényforrással volt pumpálva. A pumpanyaláb elosztását a 6. részben található 6.1. ábrán lehet megtekinteni. Az ábrán látható módon egy polarizációs nyalábosztó kocka osztja ketté a pumpanyalábot, amely tehát így a két fokozat között oszlik meg. A pumpaimpulzusok energiáját a pumpalézer tápegységén található interfészen kívül közvetlenül a lézer kilépő

apertúrája után elhelyezett hullámlemez ($\lambda/2$ -es lemez) forgatásával is tudtam állítani. A hullámlemez egy számítógéppel is vezérelhető forgatóban kapott helyet, amellyel tizedfoknyi pontossággal be tudtam állítani a megfelelő energiaelosztást. Ennek beállításáról a 6. részben részletesen is kitérek.

A TeWaTi fő rendszerének része még egy *rácsos impulzus-összenyomó* is, amely közel az eredeti időbeli hosszukra nyomja össze az immár erősített impulzusokat. A rendszer ezen részét nem használtam, mivel a második erősítő fokozatba közvetlenül az előerősítőből csatoltam ki az impulzusokat. Ennek megfelelően az általam épített erősítőben az erősítendő impulzusok 250 ps körüliek voltak. A teljes rendszer elrendezését a 4.1. ábrán láthatjuk.



2.4. ábra A TeWaTi lézerrendszer sematikus, fényképekkel kiegészített elrendezése [11,12].

3. ELŐZMÉNYEK, CÉLKITŰZÉSEK

Korábbi munkám részeként szimulációt készítettem a pumpaenergia elnyelése esetén magimpulzusok vivő-burkoló fázisának változásáról titán-zafír kristályban, amelyből BSc szakdolgozat született [10]. Ennek folytatásaként merült fel a kristályban történő erősítés CEP-re gyakorolt hatásának vizsgálata.

Az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi lézerlaboratóriumában jelenleg egy két erősítő fokozattal rendelkező CPA rendszer kiépítése folyik. Ennek kapcsán fontos kérdésként merült fel, hogy ha az első CPA fokozat CEP-stabilizált, a második fokozat erősítőjében milyen CEP-stabilitást tudunk elérni. A CEP változásának vizsgálta a második erősítőben a közeljövőben tervezett *attoszekundumos fizika* beindítása miatt vált fontossá.

A munkámban célul tűztem ki egy hárompasszos, második erősítő fokozat megépítését, amellyel a már kész erősítő 1 mJ-os impulzusait fogom tovább erősíteni. A második erősítő szakaszban a spektrális fázis erősítés közben bekövetkező hatásait vizsgálom spektrálisan bontott interferometria segítségével, oly módon, hogy az erősítőt egy Mach-Zehnder interferométer mintakarjában építem fel. Az interferométer kimenetén kapott interferogramok kiértékelésével pedig meghatározom az erősítőn áthaladó impulzusok CEP stabilitását.

4. ERŐSÍTÉS SZIMULÁCIÓJA A TITÁN-ZAFÍR KRISTÁLYBAN

Az első erősítő fokozatból kapott magimpulzusokat egy újabb fokozatban erősítjük tehát tovább. Ahhoz, hogy az új erősítő fokozat az általunk elvárt mértékben növelje meg az impulzusok energiáját, a tervezés korai szakaszában számolást végeztem a várható erősítésre vonatkozóan.

A számolások elvégzéséhez a **MathCad** program tűnt legalkalmasabbnak a könnyű használhatóság, szemléletesség és praktikusság miatt, mivel az erősítést egyszerűen tudtam szimulálni az általam választott paraméterek függvényében. A szimulációhoz a 2.1.1. részben kifejtett **Frantz-Nodvik egyenletet** használtam fel. A kristály fénnyel való pumpálása többféleképpen is történhet ([3] forrásban olvasható). A szimuláció során lézerrel történő pumpálást vettem alapul, ami abban nyilvánul meg, hogy a pumpanyaláb párhuzamosnak van feltételezve a kristályban: az egyszerűség kedvéért – ami a valóságtól elhanyagolható mértékű eltérést jelent – kör keresztmetszetű nyalábot tételeztem fel jól meghatározott átmérővel. Továbbá a pumpanyaláb is impulzusokból álljon, mivel a valóságban is impulzus alapú pumpálás történt. Egy pumpaimpulzus beérkezése a kristályba egy magimpulzus erősítését fogja eredményezni.

Az erősítés szimulációjához elsőként szükségünk van az általunk használni kívánt titán-zafír kristály egyes lézerparamétereire. A geometriát tekintve egy *négyzet alapú hasábról* van szó, amely **8 mm-es alapélekkel** és **14 mm-es hosszúsággal** rendelkezik. Ezek közül igazán fontos csak a hossza lesz, hiszen a kristályt pumpáló impulzusok alkotta nyaláb, illetve az erősítendő magimpulzusok nyalábja jóval kisebb átmérőjű kell, hogy legyen, ha effektív erősítést szeretnénk elérni. Tehát számunkra a kristály elő és hátlapja a két említett nyaláb közötti átfedésre lehetőséget adó területét szolgáltatja. További fontos paraméter a gyártó által megadott **abszorpció** *együttható* értéke: $\alpha = 2,2 \frac{1}{cm}$. Ezen kívül szükség van még a számoláshoz a kristály **erősítési hatáskeresztmetszetére** (emissziós hatáskeresztmetszet, σ_E), valamint a **telítési energiafluxusára** (saturation fluence, J_t). Az erősítő közeg paraméterein kívül meg kell adnunk a pumpa- és az erősítendő nyaláb hullámhosszait, sugaraikat (kör keresztmetszetű nyalábalakot feltételezve), illetve az impulzusok energiáit. Legyen r a pumpa nyaláb, ρ pedig a jel sugara, amelyekből a megfelelő keresztmetszetek: $s(r), S(\rho)$. A 2.1.-ben leírtak szerint haladva a meglévő paraméterekből először is kiszámoljuk a jel frekvenciájára vonatkozó telítési fluxust. Ezt a (2.7.) kifejezés alapján kapjuk. Majd az abszorbeált pumpaenergia felhasználásával meghatározzuk a (2.14.)

egyenlet alapján az erősítő közegben tárolt energiát, figyelembe véve a pumpa és a jel közötti frekvenciakonverzióból adódó hatást is. Feltételezve, hogy a kristályban az abszorbeált pumpaenergiából nincs hővesztésünk, a tárolt energiát a

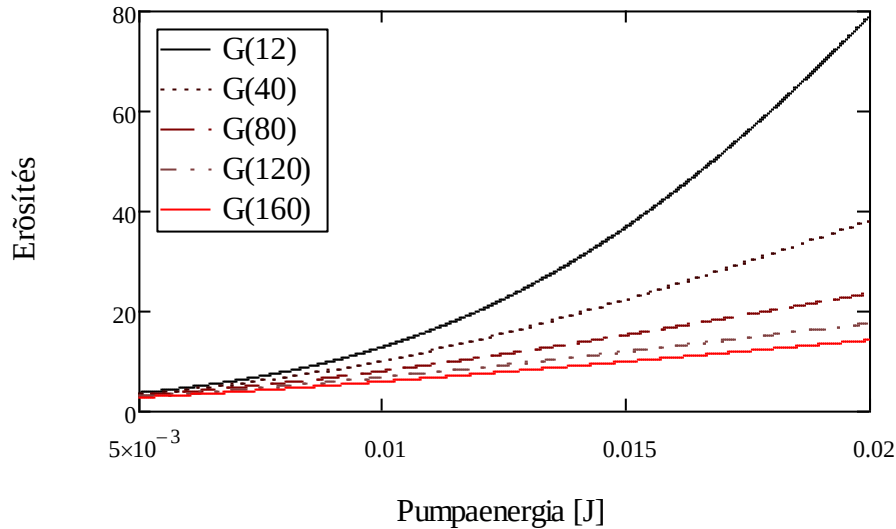
$$J_{sto} = J_{abs} \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \quad (4.1.)$$

kifejezés írja le. Ennek ismeretében a kisjelű erősítési együttható:

$$g_0 = \frac{J_{sto}}{J_t}. \quad (4.2.)$$

Egy közegbeli áthaladás során bekövetkező erősítés kiszámolásához már csak az erősítendő impulzus energiája, továbbá energiafluxusa szükséges: $J_{be} = \frac{E_{in}}{s}$, ahol E_{in} az erősítendő impulzus energiája. Most pedig egy l hosszúságú közeget véve, az abban végighaladó impulzusra vonatkozó **erősítés (Gain)**:

$$G = \frac{J_t}{J_{be}} \cdot \ln \left[1 + \left(e^{\frac{J_{be}}{J_t}} - 1 \right) \cdot e^{g_0 \cdot l} \right]. \quad (4.3.)$$



4.1. ábra Erősítés a pumpaenergia függvényében. Fentről lefelé haladva egyre növeltem az erősítendő impulzus energiáját: G(12) a 12 μ J energiájú magimpulzus esetén kapott erősítés görbét, G(40) a 40 μ J energiájú impulzusét, és így tovább. Jól látható, hogy az erősítés jelentősen kisebb, ha nagyobb a magimpulzus energiája.

A megfelelő erősítést a gyakorlatban mindig több passzban érik el, ezért a szimuláció során is többpasszos konfigurációban gondolkoztam, amely elvét a 2.1.2. részben részleteztem. A számolás során az első és a hátsó lap transzmisszióját is figyelembe vettem: mindkét véglap esetén a transzmisszió $T = 0,975$. Az első passzból kicsatolható impulzusenergiára a következőt írhatjuk:

$$J_{ki,1} = T_2 \cdot J_t \cdot \ln \left[1 + \left(e^{\frac{T_1 J_{be}}{J_t}} - 1 \right) \cdot e^{g_0 l_1} \right], \quad (4.4.)$$

ahol T_1 az első, T_2 a hátsó oldali transzmisszió, l_1 a kristályban a két nyaláb átfedési hossza, amit ezentúl nevezzünk az adott passz erősítési hosszának. A többpasszos konfiguráció elve értelmében ez a kimenet a következő passz bemenete lesz, s a többi passz esetén is hasonlóan így tovább. A magimpulzus erősítő közegen való áthaladása során azonban kicsatol adott mennyiségű energiát a tárolt energiából, amely minden egyes áthaladás során egyre inkább csökkenti a tárolt energiát. Ennek hatására a korábban említett telítés lép fel, s így meghatározott számú passz után az erősítés erőteljesen lecsökken, majd gyakorlatilag megszűnik (értéke 1 lesz). A tárolt energia csökkenését leíró összefüggés alapján, azaz a

$J_{sto,n} = J_{sto,n-1} - (J_{ki,n-1} - J_{be,n-1})$ formulával minden passzra számolható egy az előzőnél mindig kisebb értékű új kisjelű erősítési együttható, és kisjelű erősítés: ezt adja meg a (2.12.) formula.

$$J_{ki,n} = T_2 \cdot J_t \cdot \ln \left[1 + \left(e^{\frac{T_1 J_{ki,n-1}}{J_t}} - 1 \right) \cdot e^{g_n l_n} \right], \quad (4.5.)$$

ahol $n = 2, 3, [\dots]$, l_n pedig az n -edik passz erősítési hossza. A számolás során az új kimenetek, mint függvények argumentumában folyamatosan nő a paraméterek száma. Ez lehetővé teszi, hogy tetszőleges kimenetet kiválasztva bármely paramétertől való függését külön vizsgáljuk az adott kimenetnek.

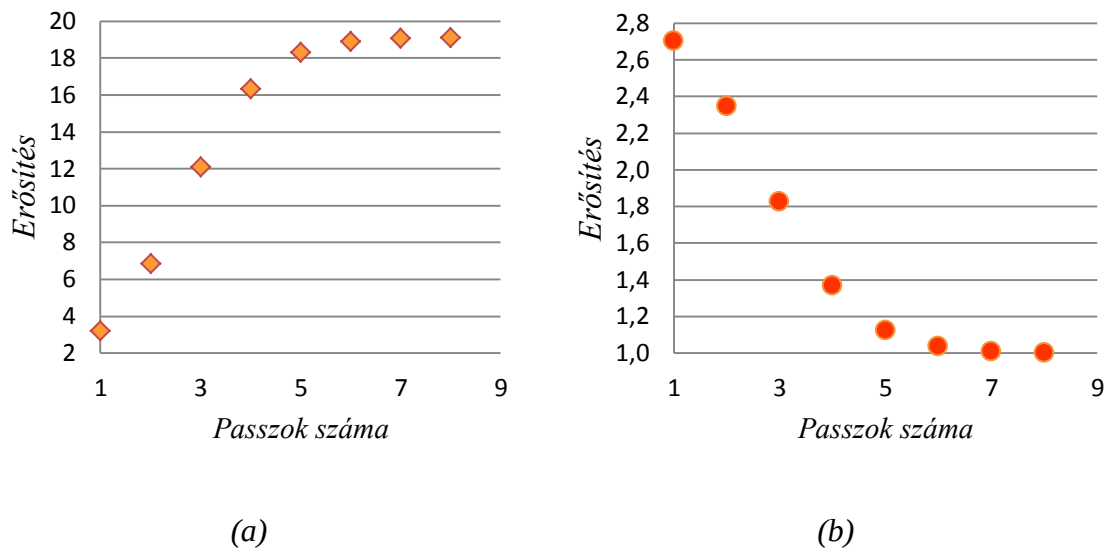
Az előző három egyenlet által megadott kimenetekből számolhatunk:

- passzonkénti erősítést: $G_n = \frac{J_{ki,n}}{J_{ki,n-1}}$, ahol $n > 0, J_{ki,0} = J_{be}$;
- és passzok utáni teljes erősítést: $G_{fn} = \frac{J_{ki,n}}{J_{in}}$.

A *Frantz-Nodvik egyenlet* alkalmazásakor feltesszük, hogy az erősítő közegen termikus egyensúly áll fent. Mivel nagyintenzitású ultrarövid fényimpulzusok erősítése során ez a feltétel sérülhet, így a gyakorlatban tapasztalt energiakicsatolás és erősítés alacsonyabb lesz, mint azt az egyenletek alapján várnánk [4].

Tekintsük most a korábban említett 14 mm hosszúságú **títán-zafír kristályt**, amelyben a két nyaláb átfedését teljesnek vesszük. Mint tudjuk, az erősítő bizonyos számú passz után telítődik, és ezáltal lecsökken az erősítés. A következő mérésekhez közeli paraméterek

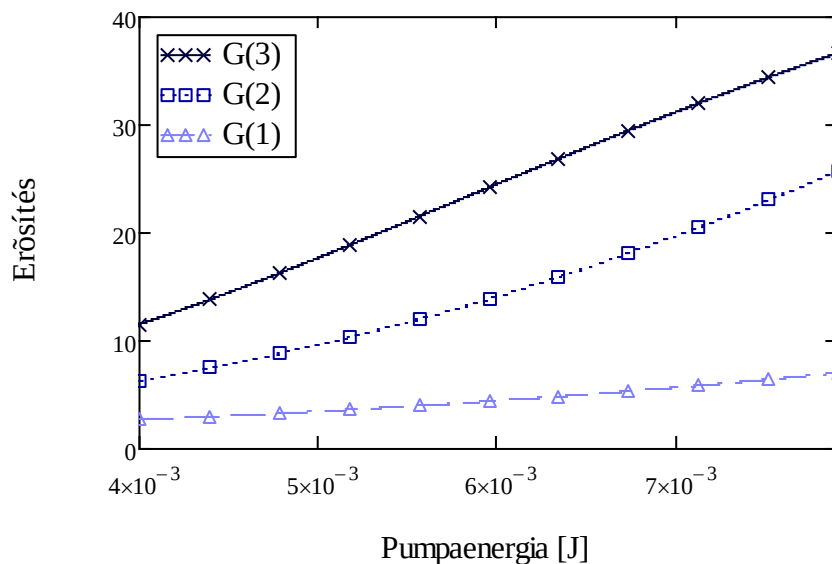
beállításával nyert szimuláció segítségével generált ábrán láthatjuk, hogyan is megy végbe ez a folyamat:



4.2. ábra

- (a) A passzok utáni erősítés a passzok számának függvényében. Leolvasható, hogy az erősítés az 5. passz után erősen telítődik, mivel annak értéke már a passzok számával alig nő tovább, majd konstans lesz. További veszteségek figyelembe vételével az erősítés értéke csökkenésbe is átmenne.
- (b) Erősítések értéke az adott passzokban. A passzok számával az erősítés értéke csökken az passzokban, ami szintén a telítődés jele. Végül itt is 1 értéket kapunk.

Végül pedig az erősítés a passzok után növekvő pumpaenergia esetén:



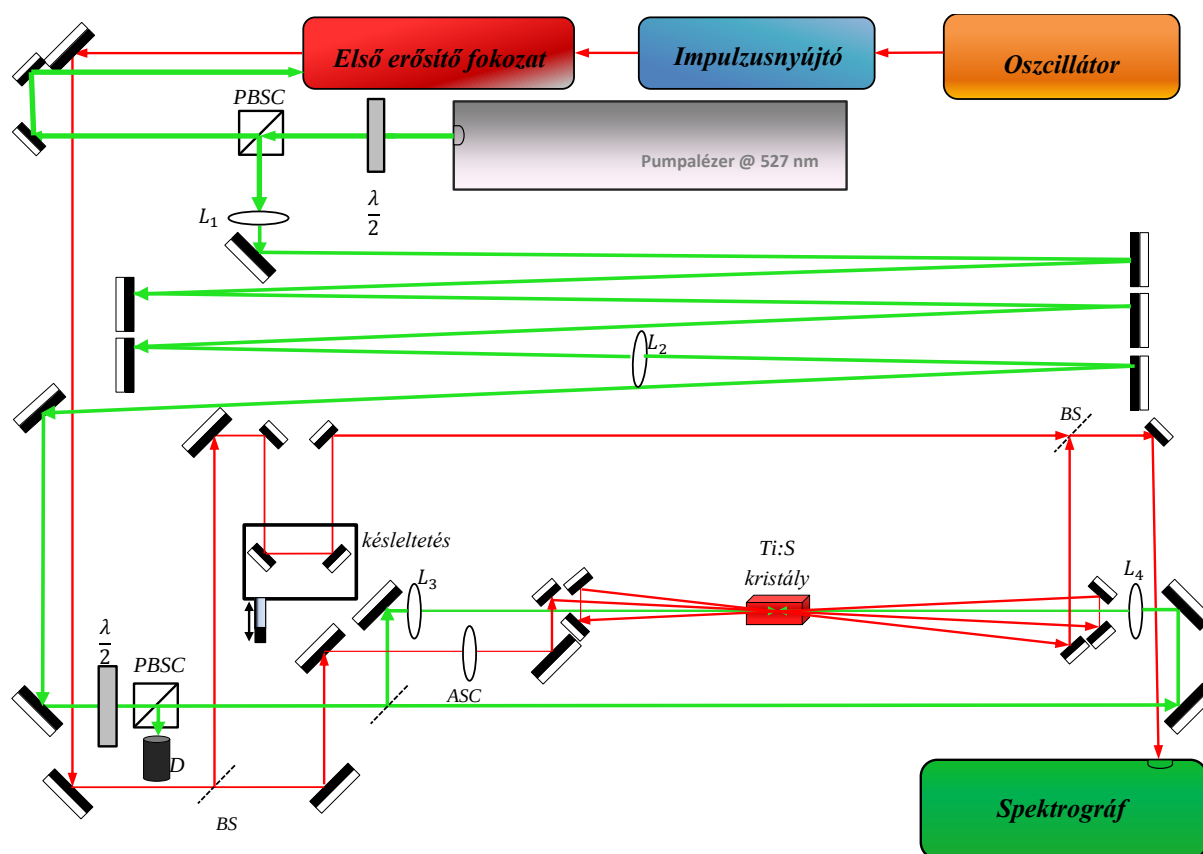
4.3. ábra Passzok utáni erősítés a pumpaenergia függvényében. Felülről lefelé haladva a harmadik, második és első passz utáni erősítést ábrázoltam: G(3), G(2), G(1) a számozásnak megfelelő passzok utáni erősítés.

5. A HÁROMPASSZOS TI:S ERŐSÍTŐ

5.1. Az erősítővel kapcsolatos igények, az elrendezés geometriája

A erősítendő impulzusok CEP-stabilitásának vizsgálatához alkalmazott, a későbbiekben tárgyalandó interferometriás módszer használata akkor optimális, ha az interferenciát létrehozó impulzusok energiája nagyságrendileg összemérhető. Az ehhez szükséges erősítést hozunk létre a második fokozatban. Ha 10%-os kicsatoló lemezt használunk, akkor a második erősítőbe belépő impulzusok energiájának csak tízes faktossal való növelését kell célul kitűzni. A stabilitási körülmények miatt ezt úgy valósítottam meg, hogy az első passzban legyen a legmagasabb az erősítés értéke, amely a második és a harmadik passzban egyre csökkenjen. Ez utóbbival az erősítés során fellépő telítődési effektust szeretném elkerülni.

Az első erősítő fokozat kilencedik passzának kicsatolását követően egy nyalábosztóval küldjük el az erősítendő nyalábot a második fokozat felé. A teljes elrendezés a következő:



5.1.1. ábra A kísérleti elrendezés sematikus képe. L_i a lencsét, PBSC polarizációs nyalábosztó kockákat, D nyalábkítakarót (dumper), $\lambda/2$ pedig hullámlemezeket, ASC akromatikus lencsét jelöl.

5.2. Az erősítő építése

5.2.1. Kezdeti beállítások

A többpasszos konfiguráció 5.1.1. ábrán látható elrendezése a viszonylag könnyű hangolhatóság és a passzok erősítésének könnyebb optimalizálása miatt tűnt kedvezőnek. Elsőként a magimpulzusok útvonalát kezdtem el megépíteni, közben persze tekintettel arra, hogy a kristály pumpálásának megfelelő helyet hagyjak, mivel fontos, hogy a pumpanyalábból ne vágjunk ki a tükörtartókkal. Fontos szempont az építés során, hogy az erősítendő nyálábot a lehető legkisebb szögben lőjük be a kristály tengelyéhez és a pumpanyalábbhoz viszonyítva. Ennek betartására azért volt szükség, hogy a pumpa- és a magimpulzusok közötti legnagyobb átfedést, s a leghatékonyabb erősítést érjük el. A bezárt szögek csökkentésének persze a gyakorlatban a tükörtartók, illetve lencsék méretei is korlátot szabnak. Mielőtt a kristályt behelyeztem volna a helyére, egy a kristályt jelképező íriszre állítottam be az összes passzt, amilyen pontosan csak lehetett. Ezzel a rendszer egy durva beállítását nyertem.

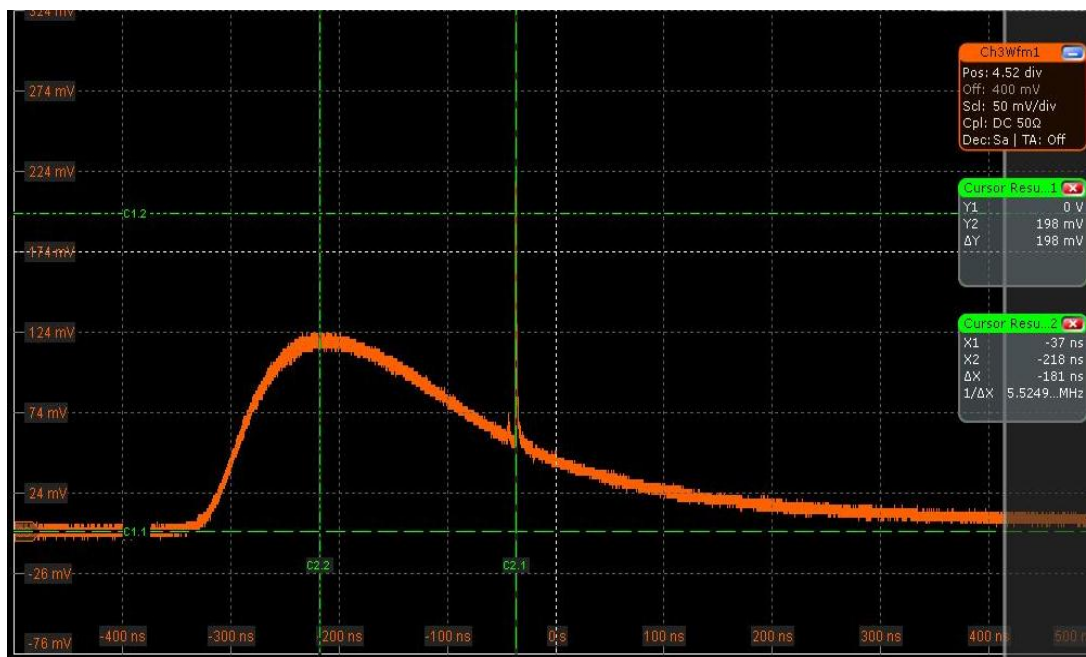
5.2.2. A pumpaimpulzusok időzítése

Ismeretes, hogy a pumpa- és a magimpulzusoknak nem csupán térben, de időben is át kell fedniük. Ellenkező esetben a pumpaimpulzus például az erősítendő előtt érkezik, így erősített spontán emissziót fogunk kapni (ASE), valamint a kristály melegedését. Ahhoz, hogy az időzítéseket megfelelően be tudjuk állítani, elsőként ismernünk kell az első erősítő fokozat működését is, konkrétan az impulzusok időbeli késleltetését. Ehhez ismernünk kell az impulzusok intenzitásának időbeli lefutását is. A pumpaimpulzusok a magimpulzusokhoz viszonyítva igen hosszúak, néhány száz ns lefutásúak – félértékszélességük, pumpaenergiától függően - a frekvenciától, illetve az impulzusenergiától függően. A mérések szerint a magimpulzusok nem abban az esetben erősödnek maximálisan, ha azok időben éppen a pumpaimpulzusok maximális intenzitású részével vannak átfedésben, hanem a pumpaimpulzusok lefutó élénél. Maximális erősítés esetén ez azt jelentette, hogy a két impulzus maximális intenzitású része között igen nagy időbeli különbség áll fent, ami nagyjából 120 ns. A 5.2.1. ábra bal oldalán a hosszan elnyúló jel a pumpaimpulzus, míg a keskeny, gyors lefutású „tüske” pedig az első erősítőből kicsatolt magimpulzus. A jobb oldalon a két impulzus maximális intenzitású részének időzítését emeltem ki: a köztük lévő időkülönbség 253 ns-nak adódott.



5.2.1. ábra A pumpa- és a magimpulzus időbeli lefutása, és időzítése az első erősítő fokozat után.

Ha a 4. részben leírtak szerinti ideális működés esetén fennálló időkülönbséghez hozzászámoljuk még az impulzusok erősítőben befutott távolságának megfelelő időt, ez a relative igen nagy időkülönbség fog adódni. Az ideálisnak mondható erősítési körülmények létrehozásához a második fokozatban az impulzusok közötti időkülönbséget 180 ns körüli értékre kellett beállítani a pumpaimpulzusok megfelelő késleltetésével. Ez az első erősítő tapasztalatai alapján egy köztes érték lesz: ekkor a magimpulzus a pumpa lefutó szakaszának középső részén fog elhelyezkedni, ami egy hangolási tartományt fog nekünk biztosítani. A késleltetés megépítése után az impulzusok időzítése a 5.2.2. ábrán megfigyelhetők szerint alakult. A 5.2.2. ábrán látható késleltetést nem a kristály előtt, hanem korábbi helyen vettem fel. Itt láthatóan már 181 ns különbség van az intenzitásmaximumok között. A kristályig ez még módosul néhány ns-mal, de az erősítés maximalizálása során az első fokozatbeli késleltetést egy, a THALES Group által gyártott, időzítő elektronika segítségével, annak vezérlőprogramjában megadott értékek változtatásával finoman tudtam hangolni. A magimpulzus előtt látható kis előimpulzus-szerű jelenség a nem kívánt visszaverődésekből származott.



5.2.2. ábra Az impulzusok időzítése a késleltetés után.

5.2.3. A nyalábok polarizációja, a kristály helyzete

A mag- és a pumpanyaláb polarizációja a hatékony erősítés érdekében meg kell, hogy egyezzen. Az erősítendő nyaláb polarizációja megegyezik az első erősítőbelivel, ugyanakkor a pumpanyaláb esetén már nem ilyen egyszerű a helyzet. A pumpalézerből kilépő nyalábot egy félhullám lemez és egy polarizációs nyalábosztó kocka segítségével osztjuk szét a két erősítő fokozat között. A hullámlemez segítségével forgatjuk a beeső pumpaimpulzusok polarizációját, míg a nyalábosztó kockával pedig gondoskodunk a pumpanyaláb lineáris polarizációjáról. Mielőtt azonban a második fokozat két pumpaágába vezetnénk a nyalábot, szükség van még egy azonos hullámlemezről és polarizációs kockából álló együttesre, hogy második fokozatbeli polarizációk biztosan megegyezzenek a pumpa- és az magimpulzusok között. Az első hullámlemez, mint már említésre került, egy számítógéppel vezérelhető forgatóban lett elhelyezve, amely így tizedfoknyi pontosságú forgatást tesz lehetővé. Ennek állításával persze az első erősítőbe jutó pumpaenergia is változik, s így az abban létrejövő erősítés is. Ezáltal a második fokozatba jutó magimpulzusok energiája is változik a hullámlemez forgatásával. A megfelelő beállításokat ezért mindig a pumpalézer áramának, a hullámlemez forgatási szögének, illetve a késleltető elektronikán beállított időzítésnek az összehangolásával értem el. Ennek célja az volt, hogy gyakorlatilag állandó pumpaenergia menjen az első erősítőbe, s így az első fokozatbeli erősítés közel konstans maradjon, míg a másodikban pedig egyre növekvő pumpaenergia jelenjen meg.

A kristály pumpálását a nyalábok merőleges rálövésével oldottam meg. Fontos azonban, hogy a kristály tengelye körüli forgási pozíciója befolyásolja az erősítést. Ez azért van így, mert a kristályon nem feltétlenül középen löjük át a pumpa- és a magimpulzusokat. A titán-zafír ugyanis kettős-törő, így rossz pozícióban használva, benne az ordinárius sugarakon kívül az extraordinárius sugarak is megjelennek és erősödni fognak. A kristályból kilépve az ordinárius és az extraordinárius sugarak spektrális inteferenciát hoznak létre egymással, ami majd a Mach-Zehnder interferométer kimenetén a mérni kívánt interferogramok kontrasztját várhatóan erősen lerontaná. A kristály megfelelő helyzetét kétféleképpen ellenőrizhetjük: forgatva a kristályt a pumpanyalábra vonatkoztatott transzmisszió minimumát vizsgáljuk, vagy később az erősítés maximumát minden más paraméter állandósága esetén. Egyszerűbb módszer az első, vagyis ha rálövjük a pumpanyaláb egyik oldalról a kristályra, s mérjük, hogy az mikor abszorbeálja maximálisan a pumpanyalábot. A kristály a megfelelő pozícióban - amikor is csak az ordinárius sugarak erősítése jelenik meg - maximális mértékben abszorbeálja a pumpaimpulzusokat. A maximális abszorpcióra méréseim alapján 87 % adódott. A pumpálás a 5.1.1. ábrán látható módon két oldalról történt, amely során két 250 mm fókuszú lencsével csökkentettem le a nyalábmérőt a kristályban 0,5 mm körüli értékre. Erre azért volt szükség, mert ha a bevitt energia kisebb térfogatban koncentrálódik, az erősítés is hatékonyabbá válik. A szimuláció alapján a megfelelő erősítéshez az erősítendő nyalábot is fókuszálni kell. A jel természetesen maximálisan a pumpa átmérőjét veheti fel, hiszen benne kell lennie a pumpálási térfogatban átfedés esetén. Az erősítés maximalizálása során a jel és a pumpanyaláb mérete a kristályon közel megegyezett.

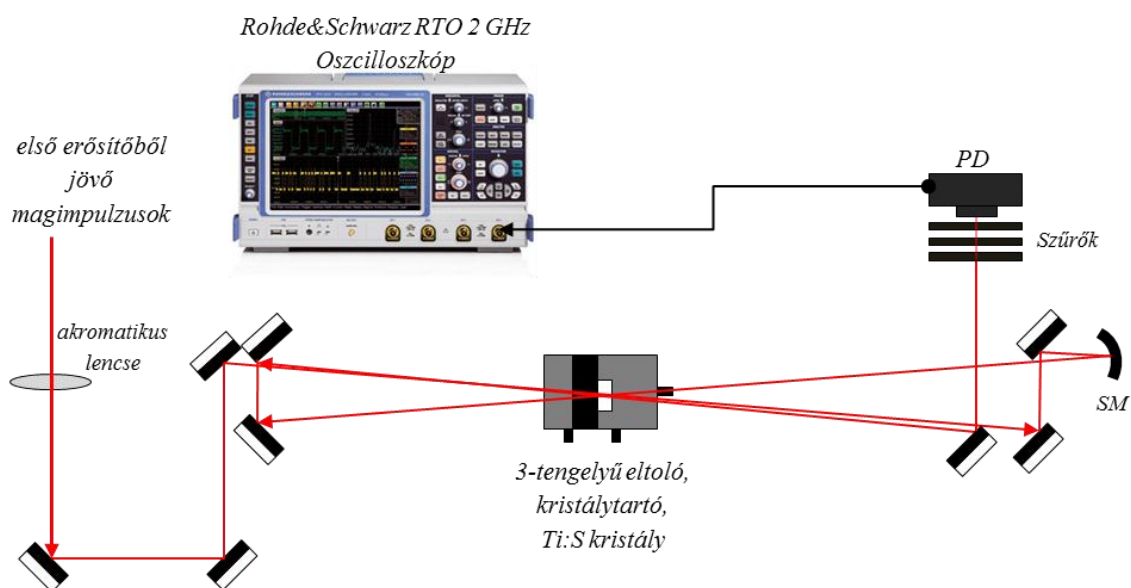
5.2.4. A kristály hűtése

Nagy erősítő rendszerekben az erősítő kristályt vízhűtéssel szokás állandó hőmérsékleten tartani, elkerülendő a termikus gradiens, és így az erősítési ingadozások megjelenését. Az általam használt kristály egy réz házba volt befogatva, amely vízhűtés bekötésére alkalmas kivezetésekkel is rendelkezett. Előzetes számolások alapján a kristályra jutó, pumpálásból származó átlagteljesítmény nem okozhatna jelentékeny változásokat a mérés során. Ez a várakozás azonban a mérések során mégsem teljesült. Kisebbségi ismétlési frekvenciákon (20, 50 Hz) még csak a fázis változásában, nagyobb frekvenciák esetén (100, 200 Hz) pedig már az erősítésben is jól mérhető eltérések mutatkoztak meg a kristályban kialakult hőmérsékletváltozásoknak köszönhetően. Ezért több összehasonlító mérés is készült a hűtés be- és kikapcsolásának váltakozásával. A kristály hűtése 16 °C-ra lett beállítva, amely hőmérséklet mellett a laborbeli páratartalom ingadozását figyelembe véve sem érte el a

kristály közvetlen közelében lévő levegőréteg hőmérséklete a harmatpontot. Ezzel sikerült elkerülni a vízkicsapódást a kristály felületén.

5.2.5. Az erősítés vizsgálata passzonként

Korábban említésre került, hogy az erősítő építésénél 10-es gain elérése lett kitűzve célként, nem több nagyságrendbeli erősítés megvalósítása. Ennek fényében az erősítések maximalizálása során törekedtem arra, hogy minél kisebb pumpaenergiával érjük el a kívánt erősítés értékét a három passz után. Érdekes áttekinteni az erősítő elrendezésének pontosabb karakterisztikáját, hogy az optimalizálást jobban áttekinthessük. A legkisebb belövési szögek beállításához a lehető legközelebb kell ellőnünk a tükörtartók mellett a nyalábokat. Miután a pumpanyalábot mindkét oldalon beállítottam a kristály kívánt pontjára, elkezdtem beállítani az első passz nyalábját a pumpa helyére. Ebben segítséget nyújtott, hogy egy kamera segítségével egy megfigyelő monitoron bejelöltem a pumpa helyét, majd a jelre állítottam az első passzbeli jelet. Ez persze csak durva beállítást jelentett, de a nyalábok már elég jól átfedtek ahhoz, hogy csak finomabb optimalizálásra volt szükség. Az első passz becsatolása előtt behelyeztem egy akromatikus lencsét, amellyel megfelelő méretűre csökkentettem az erősítendő nyalábot. Ezt a kristályon átlóva egy tükör segítségével szűrőkön át egy fotodióda bemenetére irányítottam. A dióda jelét digitális oszcilloszkópon megjelenítve pedig vizsgáltam a jel erősítésének értékét. Ezután kitakartam a pumpanyalábot, s a kristályon egyszer áthaladt nyalábot pontosan a diódára állítottam, illetve maximalizáltam a kapott jelet az oszcilloszkópon. Rögzítettem az eredeti jelet a képernyőn, majd ráengedtem a kristályra a pumpanyalábot is. Ezt követően a jelet finoman állítva a becsatoló tükör segítségével maximalizáltam az erősítést a kristályban. Miután a pumpát ismét kitakartam, következhetett a második passz. Ennek becsatolása előtt már túlságosan kitágult a jel, ezért egy gömbtükör segítségével lett visszacsatolva. Ráengedve a pumpanyalábokat ebben a passzban is maximalizáltam az erősítést a magimpulzusok irányának állításával, hogy azok a pumpával minél jobban átfedjenek a kristályban. A harmadik passz esetén az erősítés megfelelő értéke miatt már nem volt szükség a jel foltméretének csökkentésére. Végül a harmadik passzbeli erősítést is maximalizáltam a fotodióda segítségével. Az előbbi módszert a későbbi kisebb-nagyobb, az elrendezést illető módosítások után is elvégeztem. Az első és második passz fotodiódába kicsatolását bukótükrök behelyezésével oldottam meg, így bármikor az adott passz végéhez helyezve egy fotodiódát mérhető volt az erősítés értéke.



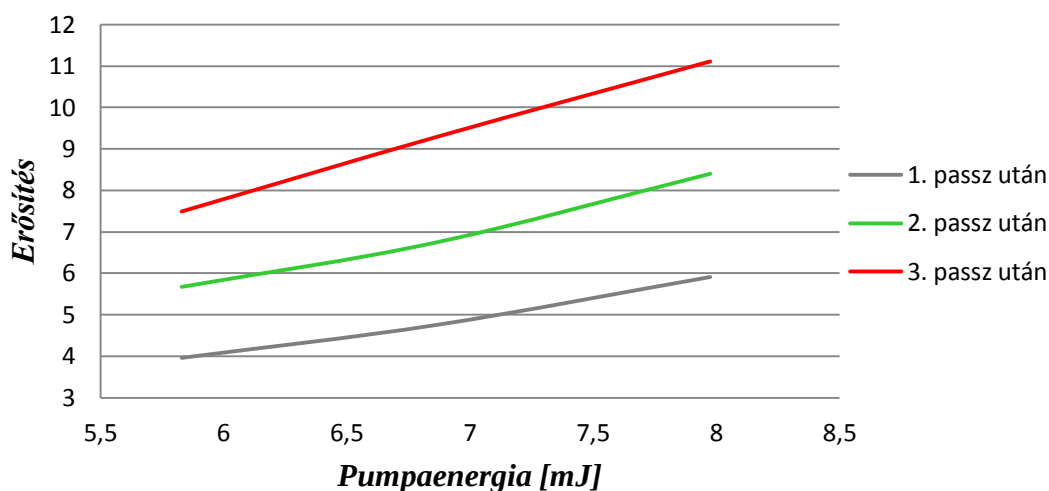
5.2.3. ábra Az erősítő elrendezése a maximalizálás során. Itt PD a fotodiódát, SM a gömbtükört jelöli [13].

A passzonkénti maximalizálást követően később már mindkét oldalon a pumpanyalábot becsatoló tükrök, és az első passzt becsatoló tükrök segítségével a teljes erősítést finom állítással tovább lehetett még növelni. A megfelelő helyeken íriszeket alkalmazva egy olyan rendszert kaptam, amely az első erősítőtől jövő nyaláb irányának változásai után is visszaállítható a maximalizált erősítési pozícióba viszonylag egyszerűen.

5.2.6. Az elért erősítések passzonként

A passzonkénti maximalizálás során kapott erősítés értékek természetesen nagyban függenek a bejövő magimpulzusok energiájától és a pumpaenergiától. Ezek közül a pumpaenergia a pumpalézer vezérlő egységén beállított áramerősségtől és az első félhullám lemez forgatási szögétől függ, míg az első erősítőtől nyalábosztóval kicsatolt magimpulzusok energiája viszont függ az első erősítőbe jutó pumpaenergiától, a vezérlőelektronikán beállított extra késleltetéstől, illetve az oszcillátorból kijövő impulzusok tulajdonságaitól (sávszélesség és energia).

A második fokozat működésének vizsgálata során elsőként az első erősítőtől egy 80/20 %-os nyalábosztóval kicsatolt magimpulzusok erősítését mértem meg. A mérés során első erősítőtől kicsatolt impulzusok energiája $0,66 \text{ mJ}$ volt, amelyből a második fokozatba $0,132 \text{ mJ}$ energiájú impulzusok jutottak be. A 5.2.4. ábrán látható erősítés értékeket az adott passzok után elhelyezett fotodióda segítségével mérve, az oszcilloszkóp képernyőjéről az erősített és az alap jel maximumának leolvasásával kaptam.



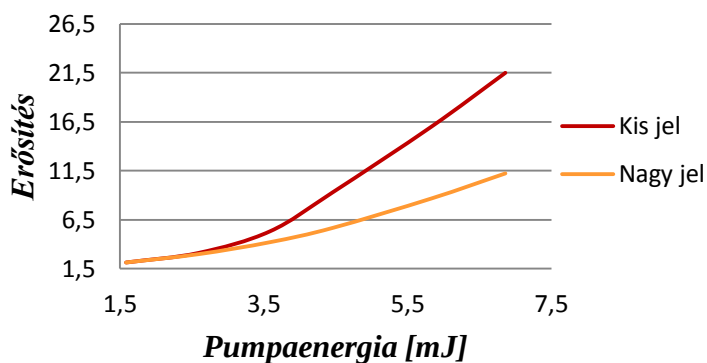
5.2.4. ábra Erősítés passzonként a pumpaenergia függvényében.

A fent látható ábráról leolvasható, hogy a harmadik passz után valóban elérjük a kívánt 10-es erősítést. Sőt, mivel a későbbiekben ezt a jelet még egy nyalábosztóval tovább fogom osztani, az erősítés még nagyobb lesz. Megjegyzem, hogy az erősítést a passzok belövési szögeinek finomhangolásával, illetve a nyalábátmérők további optimalizálásával lehet még növelni, ám ez jelen dolgozat határain túlmutat.

5.3. A kis- és nagyjelű erősítés

Az előző szakaszban ismertetett értékek az első fokozatból 20%-os leosztással kicsatolt impulzusok erősítésével lettek kimérve. A 5.1.1. ábrán láthatóan a második fokozat elé behelyeztem egy nyalábosztót, amely 92/8 %-os osztást végez, s így az eredeti impulzusok energiájának csak 8%-ka fog az erősítőbe jutni. Mivel kisebb energiájú impulzusokat fogunk erősíteni, mint az előző szakaszban végzett mérések esetén, várható, hogy az erősítések értéke nagyobb lesz. A második fokozat beállítása során mindig törekedtem arra, hogy az első fokozat működése a lehető legnagyobb mértékben azonos maradjon, s így közel állandó energiájú magimpulzusokat erősítsek különböző pumpaenergiák esetén.

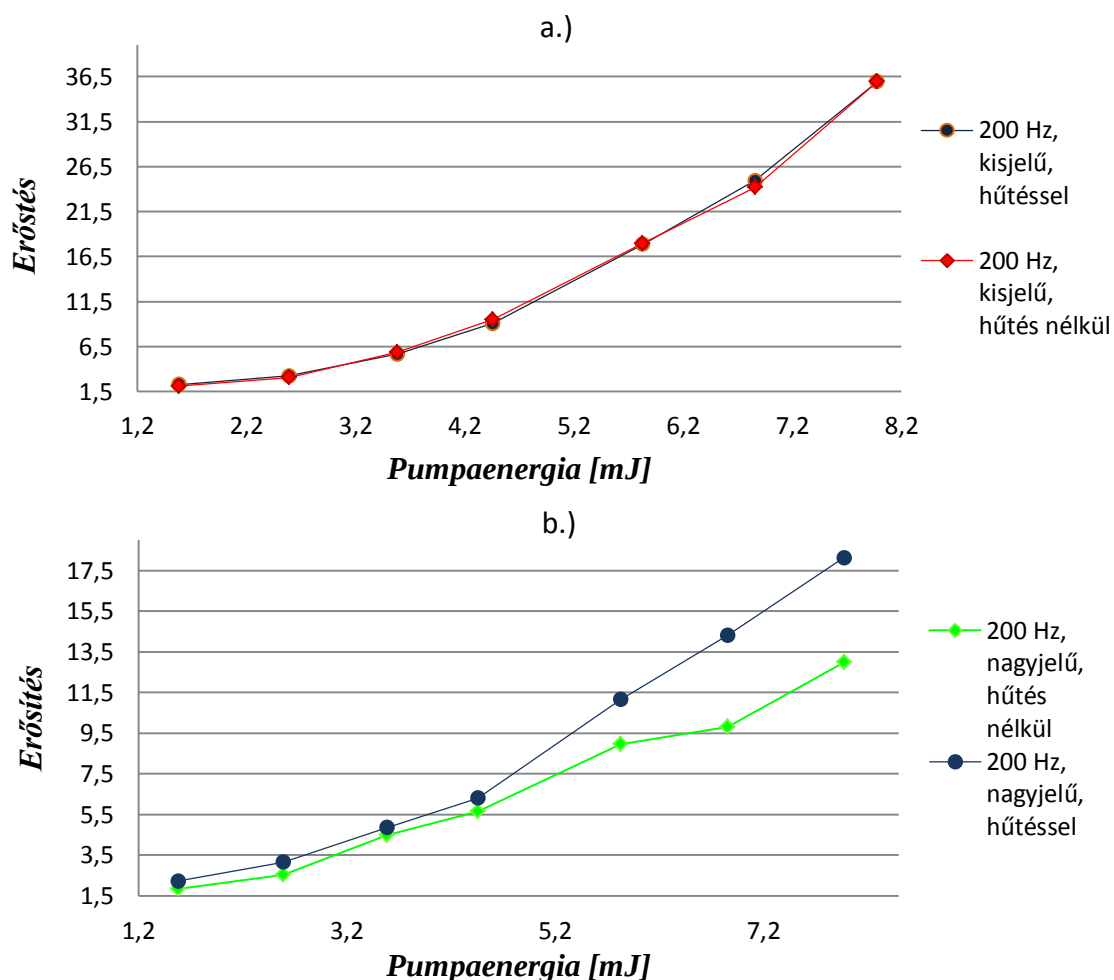
Az erősítő optimalizálását 50 Hz-es ismétlési frekvencia esetén kezdtem el, amely során **kis- és nagyjelű** (10 és 70 μJ körüli energiájú jelimpulzusok, szűrők használatával beállítva) **erősítéseket** is vizsgáltam. Az ekkor kapott értékeket a 5.2.5. ábra szemlélteti. A kristály hűtése ekkor még nem volt bekötve. Korábban említésre került, hogy számolások alapján a pumpaenergia abszorbeálásából adódó hőmérsékletváltozások okozta erősítésfluktuációkat csak magasabb ismétlési frekvenciákon várjuk, hiszen csak ekkor disszipálódik hőként megfelelő mennyiségű pumpateljesítmény.



5.2.5. ábra Erősítés 50 Hz-en a harmadik passz után a pumpaenergia függvényében. A kisjelű mérés esetén a jel energiája $12 \mu J$, a nagyjelű mérésnél pedig $67 \mu J$ volt. A nagyobb energiájú magimpulzusok esetén az erősítés értéke jóval kisebb. Ezt a szimulációk is előre vetítették.

A mérések azt mutatták, hogy az erősítésben kisebb, 20 és 50 Hz-es ismétlési frekvencián még

jelentéktelen, míg a nagyobb, 100 és 200 Hz-es frekvencia esetén már jól mérhető erősítéskülönbség alakul ki a kristály hűtésével, illetve hűtése nélkül létrehozott erősítés során. Az eltérések a várakozásoknak megfelelően a nagyjelű erősítés esetén nagyobbak bizonyultak - a nagyobb hőhatásnak köszönhetően -, mint a kisjelű erősítésnél. Legszembetűnőbben a 200 Hz-es ismétlési frekvenciánál tapasztaltam eltérést az erősítésben a hűtéssel és a hűtés nélkül mért esetek között, amit a 5.3.1. ábra jól szemléltet.



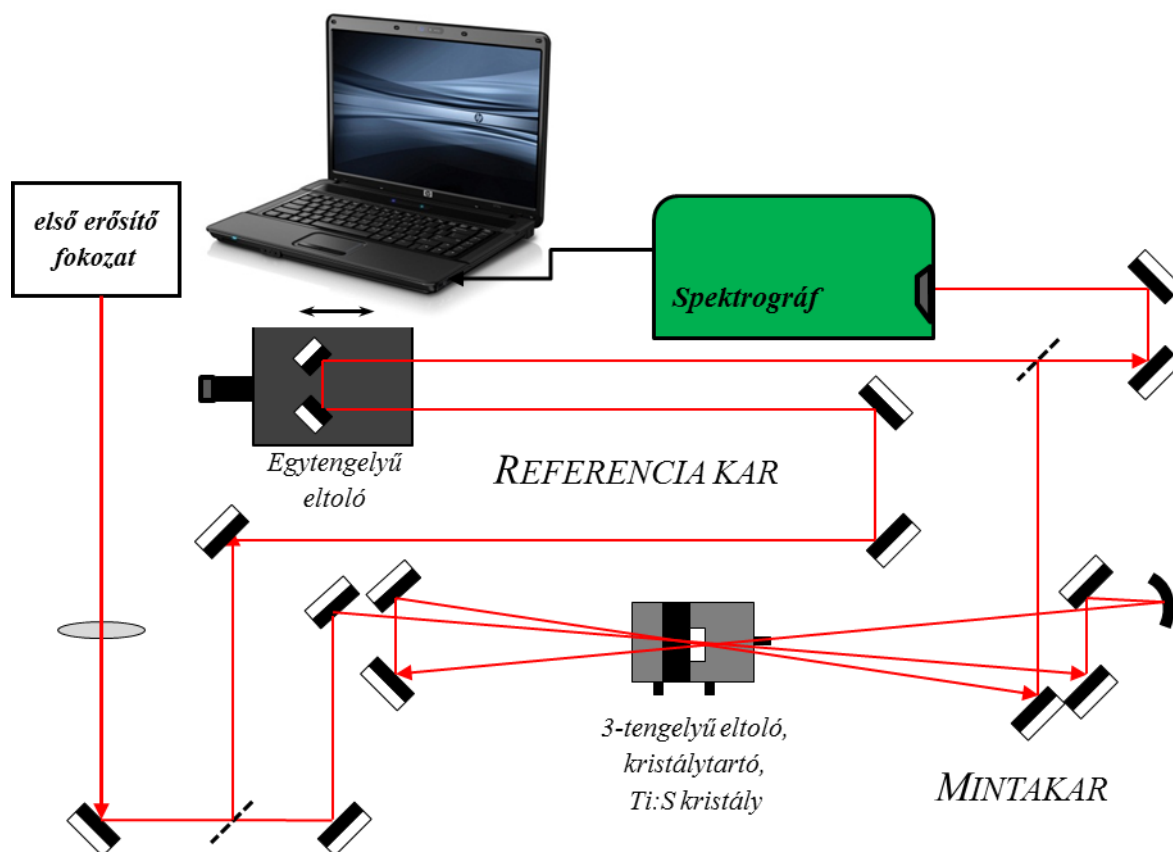
5.3.1. ábra Erősítés a pumpaenergia függvényében: a.) kisjelű erősítés hűtéssel és hűtés nélkül; b.) nagyjelű erősítés hűtés nélkül és hűtéssel. Radikális eltérések a nagyjelű erősítés esetén adódtak.

6. A CEP VIZSGÁLATA

6.1. A Mach-Zehnder interferométer

A spektrálisan bontott interferometriában gyakran alkalmaznak Mach-Zehnder interferométereket például fázisderiváltak meghatározására, s figyelembe véve az általam mérendő vivő-burkoló fázis stabilitásának természetét, annak mérésére is alkalmas lesz.

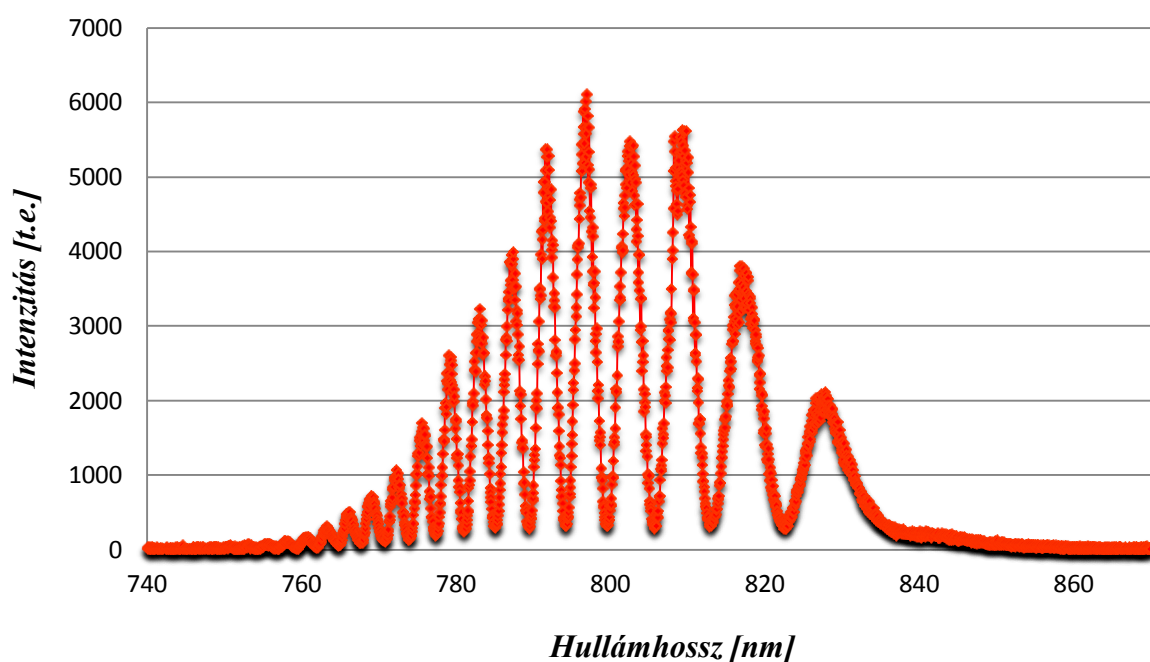
Az első erősítőtől kijövő impulzusokat egy nyalábosztóval szétválasztva, egyik részüket az erősítőben, vagyis a mintakarban, míg másik részüket pedig a referencia karban végigküldve, végül ismét egy nyalábosztón egyesítve interferogramokat hoztam létre egy spektrográf bemenetén.



6.1. ábra A Mach-Zehnder interferométer. A kimenetre egy spektrográfot és egy számítógépet kötve élőben is követhetjük az interferogramok alakulását, sőt a fázisderiváltak értékeit is.

Tekintsünk egy, az interferométerbe belépő impulzust, amely az első nyalábosztón úgymond „kettéválik”: egyik része a mintakarbéli erősítőben halad végig, amely hatására az eredeti impulzusenergia csupán 8%-ával rendelkező impulzus felerősödik közel - erősítéstől függően - az eredeti energiájú állapotba; másik része pedig a referencia karban végighaladva a megfelelő késleltetés esetén a mintakarbéli impulzussal azonos utat fut be, így valójában a

kimeneten kapott interferenciát az eredeti impulzusunk önmagával (másolatával) való kölcsönhatása hozza létre. A megfelelő késleltetés létrehozásához elsőként meg kellett mérnem, hogy az erősítőben mekkora utat tesznek meg az erősítendő impulzusok. Ezt követően a megközelítőleg azonos úthosszú referencia karter építettem meg, benne egy egytengelyű eltolóval, amivel később finomhangolást tudok végezni. Behelyezve a második nyalábosztót, majd az interferométer kimenetéhez egy gyors fotodiódát (FPD) rakva ellenőriztem a két karban lévő úthosszak különbségét az impulzusok időzítésének vizsgálatával. Azt találtam, hogy már az első beállítás során csupán **40 ps** volt az impulzusok közötti időkülönbség, ami **1,2 cm**-nek felel meg, ez pedig igen pontosnak bizonyult. Ezután már csak az eltolón található mikrométercsavar segítségével kellett finoman beállítani az azonos karhosszat. Eközben egy **Ocean Optics HR4000** típusú spektrográffal vizsgáltam a kimeneten kapott impulzusok által létrehozott jelet, s kevés finomhangolás után meg is találtam az interferenciát. A korai interferogramok közül egy a következő ábrán tekinthető meg:



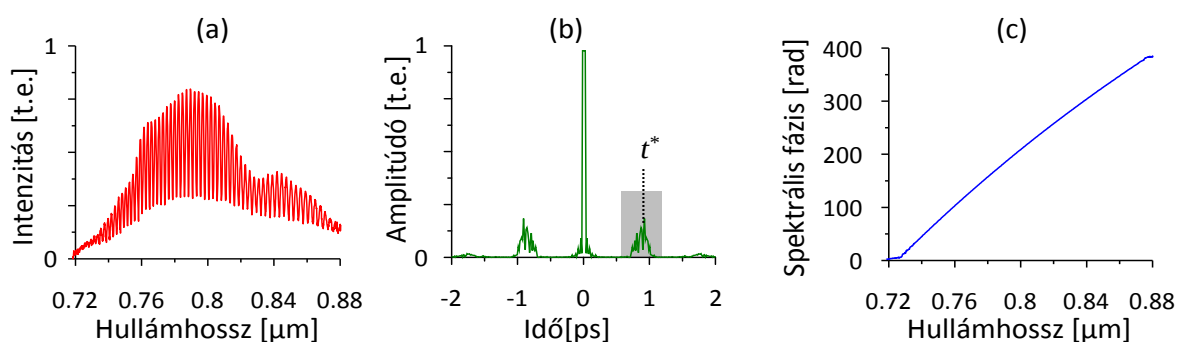
6.2. ábra Az HR4000-es spektrográffal kapott interferogram $1,58 \text{ mJ}$ pumpaenergiával kialakított 2,14-es értékű erősítés esetén. Még erősítetlen impulzusok esetén is tapasztaltam interferenciát a kimeneten.

A HR4000-es spektrográfot csak a karok beállítására használtam fel, ugyanis ezzel könnyebb az interferencia megtalálása a jobb spektrális felbontása miatt.

6.2. A kiértékelés

A fázisstabilitás méréseit egy **2-dimenziós leképező spektrográffal** (CEO-800-V, www.ceoptics.hu) végeztem. Ahhoz, hogy ezzel a készülékkel is lássam az interferogramokat, némi finomhangolásra is szükség volt a második nyalábosztóval. A 2-dimenziós spektrográffal meg lehet győződni arról, hogy a nyalábok valóban kollineárisak, ugyanis térben látszódnak az interferencia csíkok. Az így kapott módszer a **spektrálisan bontott interferometria** (*Spectrally Resolved Interferometry, SRI*)

Az SRI-interferogramok kiértékelésére a legelterjedtebben alkalmazott, L. Lepetit és társai által kidolgozott *Fourier-transzformáláson alapuló módszert* [14,15,16] használtam fel. A Mach-Zehnder interferométert jó beállítás esetén kollineáris nyalábok hagyják el, melyek között valamekkora állandó értéken tartott t^* időbeli késés van beállítva a koherenciaidőn belül. A nyalábokat a spektrográf bemenetére irányítva a modulált spektrum jelenik meg. Az interferogram modulációja annál sűrűbb, minél nagyobb a beállított t^* késleltetés értéke, amely megfelel a GD értékének.



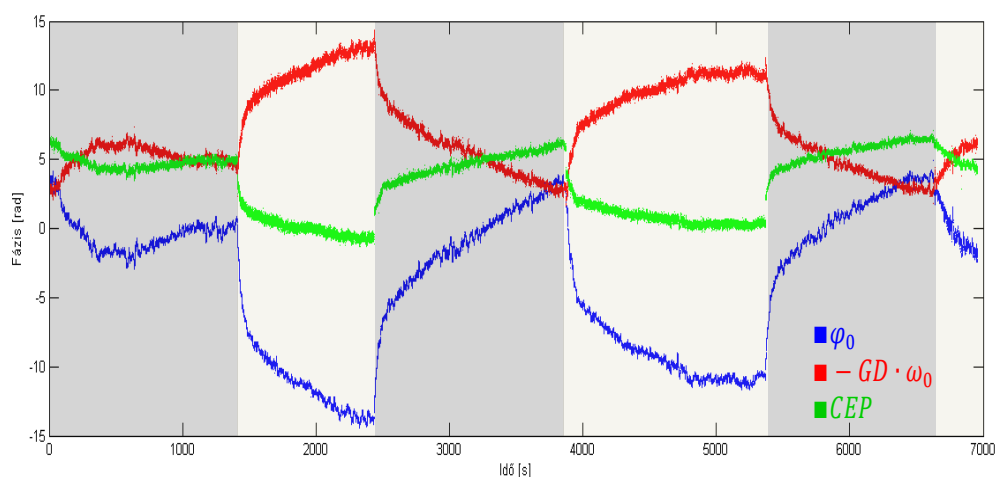
6.3. ábra A spektrális fázis meghatározása. A Fourier-transzformációs módszer főbb lépései: (a) az interferogram felvétele, (b) az inverz Fourier-transzformáció és szűrés, és (c) a spektrális fázis meghatározása a szűrt részből Fourier-transzformálással [6].

A kiértékelési módszer lényege, hogy a mérés során rögzített spektrális interferogramon (7.3. ábra (a) rész) inverz Fourier-transzformálást hajtunk végre, és az impulzusok közötti t^* időkülönbségnél, jól választott ablakfüggvénnyel szűrést végzünk (6.3. ábra (b) rész). Ezt követően a szűréssel kivágott jelet visszatranszformáljuk a spektrális tartományba. Az így kapott spektrum komplex értékeinek szögéből meghatározható az impulzusok spektrális fáziskülönbsége (6.3. ábra (c) rész). A fázis meredeksége ω_0 -nál megfelel $\omega_0 \cdot t^*$ -nek, s így polinom illesztésével a magasabb rendű fázisderiváltak értéke is meghatározható lesz [6].

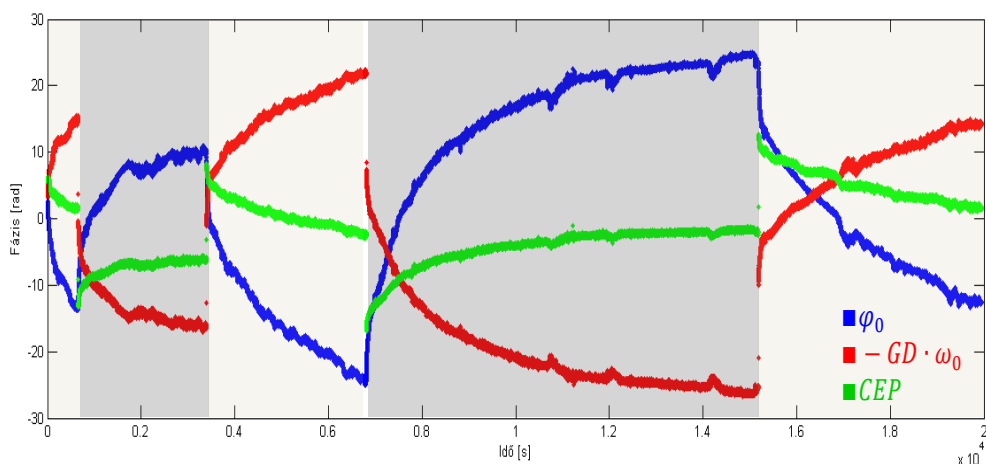
7. EREDMÉNYEK

A mérési eredmények kiértékeléshez a **MATLAB** szoftvert használtam fel, mivel egyrészt a kiértékelő program ebben könnyen módosítható igény szerint, illetve a spektrográf kamerájának képét is könnyedén tudtam vele kezelni. A megfelelő beállítások mellett előben nyomon tudtam követni a **CEP**, a φ_0 , és a $GD \cdot \omega_0$ értékek időbeli változását. A CEP-et a (2.25.) formula alapján kapjuk a φ_0 és a GD értékéből.

Az első mérések során a kristály hűtése még nem volt üzembe helyezve. Ennek megfelelően a kristályban fellépő hőmérsékleti változások élesebb fázisváltozásokat eredményeztek. Ezen körülmények fennállásakor felvett adatok kiértékeléséből egy nagy- és egy kisjelű erősítés melletti időbeli fázisváltozást mutat a 7.1. és 7.2. ábra.



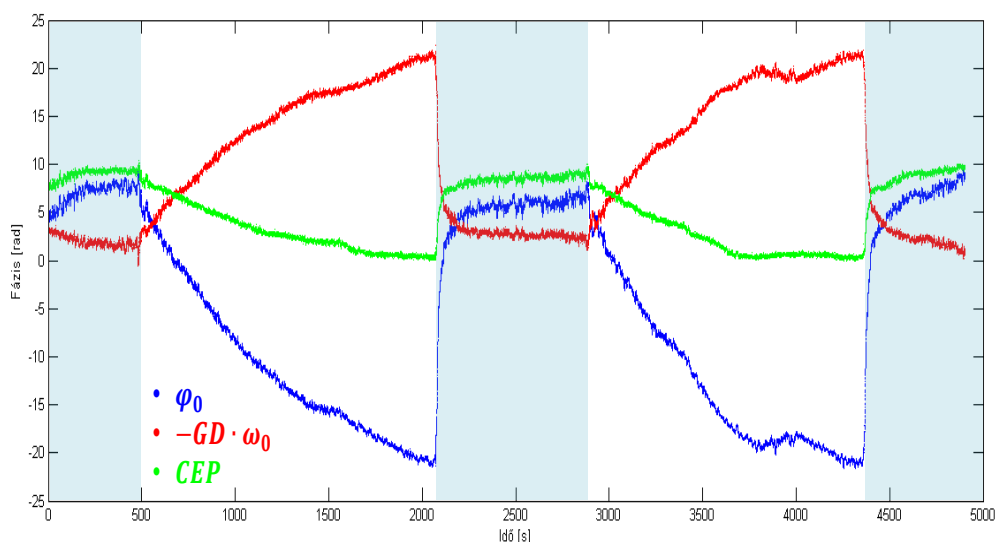
7.1. ábra Az első két fázisderivált és a CEP értéke az idő függvényében: a szürke terület esetén erősítéssel, a világos területnél pedig pumpa nélkül mértem, s ezt a körülményt végig periodikusan változtattam. A magimpulzusok energiája $11,2 \mu J$, a pumpaimpulzusok energiája $4,46 mJ$, az erősítés értéke $9,62$ volt.



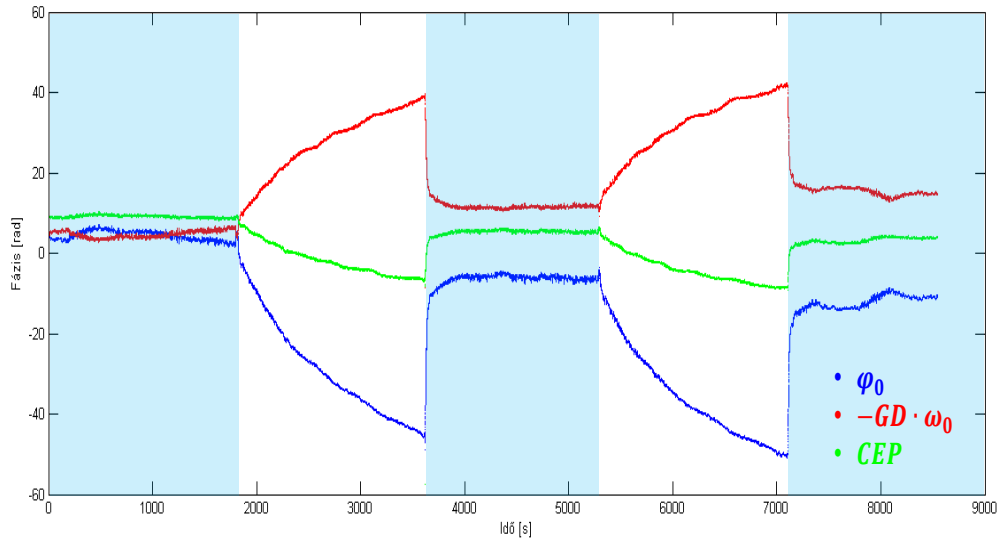
7.2. ábra A jelölt fázisderiváltak és a CEP változása az időben. A magimpulzusok $67,4 \mu J$, a pumpaimpulzusok $6,86 mJ$ energiájúak voltak, míg az erősítés $11,23$ -as értékű. A szakaszok jelölése 7.1-gyel azonos.

Az előző ábrákon megfigyelhető exponenciális lefutások alapján látható, hogy a *CEP*-ben egyensúlyi állapot nem, vagy csak rendkívül hosszú idő után állt be. Miután a kristály hűtése bekötésre került, próbamérések elvégzése után fontossá vált, hogy különböző ismétlési frekvenciákon állandó pumpálás mellett vizsgáljam a hűtés hatását. Ez azt jelentette, hogy a kristályban bekövetkező hőmérsékletváltozásokat igyekeztem kontrollálni. A mérések azt mutatták ugyanis, hogy kicsiny hőmérsékletváltozás is jelentős fázisváltozást eredményez. Márpedig különböző ismétlési frekvenciákon a kristály által abszorbeált átlag pumpateljesítmény, s így az erősítő közeg hőmérséklete is nagyban változik.

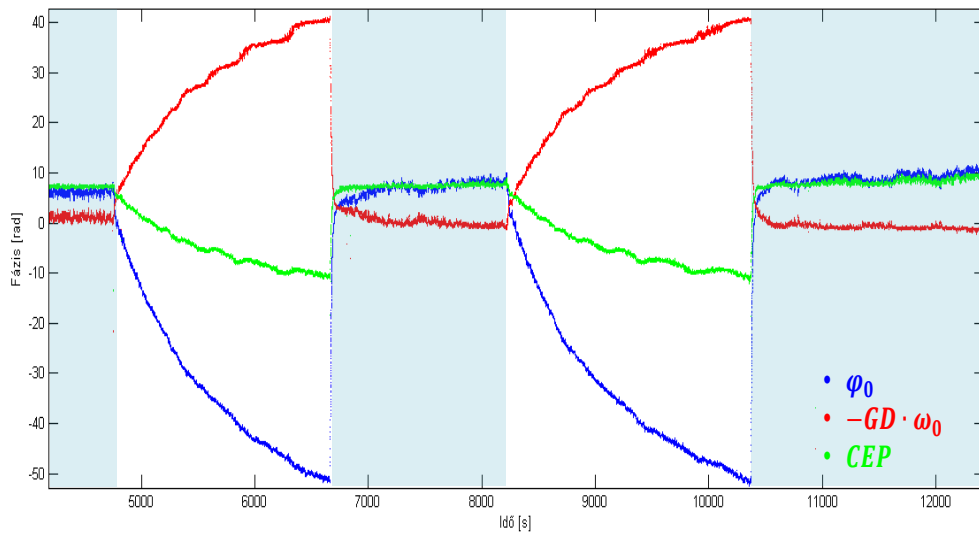
Állandó pumpálás mellett a hűtés be és kikapcsolását periodikusan ismételve **20, 50, 100, illetve 200 Hz**-es ismétlési frekvenciákon végeztem méréseket, amelyek kiértékeléséből a 7.3. – 7.6. ábrákon látható görbéket kaptam.



7.3. ábra A jelölt fázisderiváltak és a CEP időbeli változása **20 Hz**-es ismétlési frekvencia esetén. A kék sávval jelölt szakaszon be, míg a nem színezett szakaszokon ki volt kapcsolva a hűtés. A mérés során végig $68,4 \mu J$ energiájú magimpulzusok (nagyjelű) erősítése történt $6,86 mJ$ energiájú pumpaimpulzusokkal (tehát végig pumpálva volt a kristály). Az erősítés értéke $14,13$ volt.

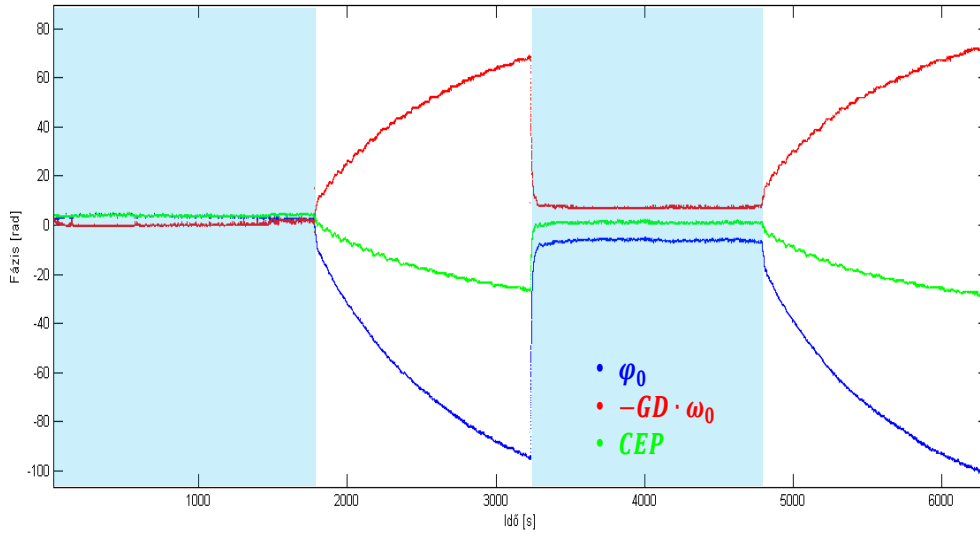


7.4. ábra Fázisderiváltak és a CEP az idő függvényében **50 Hz**-es ismétlési frekvencián. Ismét végig erősítés történt, $64,3 \mu J$ energiájú magimpulzusok (nagyjelű) és $6,86 mJ$ energiájú pumpaimpulzus felhasználásával, az erősítés értéke $12,17$ volt. A hűtéses és hűtés nélküli szakaszok jelölése az előzővel azonos.



7.5. ábra Fázisderiváltak és a CEP az idő függvényében **100 Hz**-es ismétlési frekvencián. Szintén végig erősítés történt, $63,8 \mu J$ energiájú magimpulzusok (nagyjelű) és $6,86 mJ$ energiájú pumpaimpulzus felhasználásával, az erősítés értéke pedig $14,45$ volt. A hűtéses és hűtés nélküli szakaszok jelölése az előzővel azonos.

Az előző ábrákról leolvasható, hogy a CEP a hűtés bekapcsolását követően viszonylag rövid idő alatt stabilizálódik. 20, 50 és 100 Hz-es ismétlési frekvencián a hűtés kikapcsolását követően egyre nagyobb fázisugrások jönnek létre. Ezt a tendenciát folytatja a 200 Hz-es mérés alapján készített ábra is:



7.6. ábra Fázisderiváltak és a CEP az idő függvényében **200 Hz**-es ismétlési frekvencián. Végig erősítés történt, $68,1 \mu J$ energiájú magimpulzusok (nagyjelű) és $6,86 mJ$ energiájú pumpaimpulzus felhasználásával, az erősítés értéke pedig $13,2$ volt. A hűtéses és hűtés nélküli szakaszok jelölése az előzővel azonos.

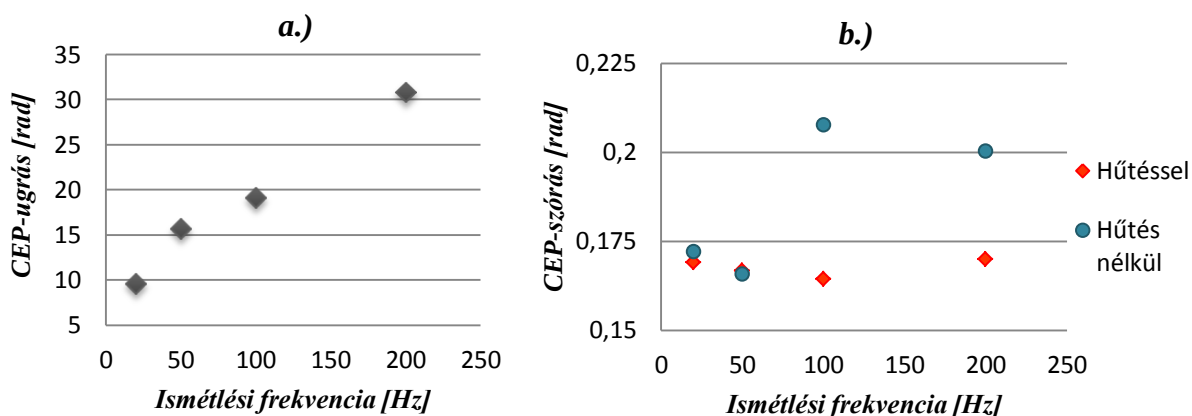
Amint az ábrák leírásából is olvasható, az összehasonlító mérések azonos, $6,86 mJ$ -os pumpaenergiával, közel azonos erősítés mellett készültek. A laborkörülmények közel azonos szinten tartása mellett is tapasztaltam kisebb anomáliákat a fázis változásában, ám ezek a mérésekben lényeges hibát nem okoztak. A hűtés be- és kikapcsolásának eredményeként keletkező **CEP ugrásokat**, illetve a **CEP** hűtéses és hűtés nélküli szakaszokon számolt **szórásainak értékeit** a 7.1. táblázatban foglaltam össze. Feltüntettem továbbá a kristály pumpa- és magimpulzusokkal átfedett részének hőmérsékleti értékeit is az egyes ismétlési frekvenciákra, amelyeket egy referencia CEP-mérésből kapott értékek felhasználásával számoltam.

f_{ism} [Hz]	ΔCEP [rad]	$\sigma_{hűtés}$ [rad]	$\sigma_{hűtés\ nélkül}$ [rad]	$T_{hűtés\ nélkül}$ [°C]	$T_{hűtéssel}$ [°C]
20	9,5581	0,1691	0,1721	20,158	16,696
50	15,6635	0,1667	0,1658	22,813	17,488
100	19,1221	0,1643	0,2077	24,318	17,625
200	30,8205	0,1699	0,2004	29,406	19,776

7.1. táblázat A CEP ugrásai és szórásai, valamint a kristályban a pumpa-és a magimpulzusok terjedési helyénél kialakult hőmérsékletek a különböző ismétlési frekvenciákon.

8. DISZKUSSZIÓ

A mérések kiértékeléséből egyértelműen látható, hogy a hűtés ki- és bekapcsolását követő CEP ugrások mértéke a frekvencia növelésével egyre nő. Ez annak köszönhető, hogy a nagyobb ismétlési frekvencián nagyobb lesz a kristály által elnyelt átlagos pumpateljesítmény, s így a disszipálódott hő is. Továbbá felismerhető, hogy a CEP szórása, azaz a CEP zaj a hűtéssel egyértelműen csökkenthető. Ezen tendenciákat a következő két ábra mutatja:



8.1. ábra a.) A CEP ugrása az egyes ismétlési frekvenciákon; b.) a CEP szórása a különböző ismétlési frekvenciák esetén hűtéssel és hűtés nélkül. A CEP-ugrás görbére egyenest illesztve a meredekségre $0,1123 \text{ rad/Hz}$ adódik.

A 8.1. a.) ábrát tekintve látható, hogy az ugrások értékei közel egy egyenesre illeszkednek. A kis mértékben kiugró 50 Hz-en mérték érték valószínűleg a laborbeli mozgás eredménye, ugyanis annak ellenére, hogy a teljes elrendezés le volt fedve, a mérés igen érzékeny volt a laborbeli légmozgásra is. A 8.1. b.) ábrát szemügyre véve pedig látható, hogy hűtéssel a szórás az egyes mérések során közel azonos, míg annak hiányában a frekvenciával kvázi nő. Ez logikus, hiszen mint említettem, a frekvencia növelésével nő az abszorbeált pumpateljesítmény, amely a fázisban tapasztalható instabilitásokat eredményezheti, amit CEP-zajként észlelünk egy mérés során. A kristály hűtésének bekapcsolását követően viszonylag gyorsan beáll az egyensúlyi állapot. Összehasonlítva ezt a hűtés nélküli állapottal, egyértelműen kijelenthető, hogy bár az erősítésben alacsony frekvenciákon nem tapasztalható jelentős eltérés, a fázisban azonban igen, és ennek eredményeként csak nagyon hosszú idő eltelte (több óra) után áll be stabil állapot a hűtés hiányában. Ez káros jelenség lehet a CEP-stabilizált oszcillátorok után elhelyezett erősítők esetén. A CEP zajának csökkentését tehát magával hozza a kristály hűtése, míg a CEP-ben kialakuló csúszásokat izokronikus ékpárok segítségével lehetne kompenzálni [17].

9. ÖSSZEGZÉS

TDK-dolgozatomban egy CPA rendszer nyújtóján és első erősítő fokozatán áthaladt lézerimpulzusok második fokozatban történő erősítése során fellépő CEP-stabilitását vizsgáltam. A második, hárompasszos titán-zafir erősítő fokozatot egy Mach-Zehnder interferométer mintakarában építettem meg. A kísérleti megvalósítást megelőzően szimulációkat végeztem a várható erősítésekre, és a telítődésre vonatkozóan.

A második erősítő tervezése és az építése során figyelembe kellett vennem a pumpa- és a magimpulzusok első erősítőbeli időzítését. Miután az erősítéseket minden passzban maximalizáltam, kimértem az adott pumpaenergiák esetében az erősítések értékét a passzok kimenetein. Az erősítés optimalizálását követően az interferométer mintakarja adott volt, így már csak egy referencia kart kellett hozzá építenem. Az interferométer kimenetén látható interferenciacsíkok láthatóságána és kontrasztjának maximalizálását követően különböző pumpaenergiák esetén kis és nagy erősítendő jel esetén vettem fel interferogramokat úgy, hogy a mérés közben időnként periodikusan kitakartam, majd ráengedtem a pumpanyalábot az erősítőre. Továbbá különböző ismétlési frekvenciákon a kristály hűtését ki- és bekapcsolva közel azonos erősítések mellett összehasonlító méréseket végeztem a CEP ugrásaira és szórására vonatkozóan.

A mérések eredményeiből kiderült, hogy a vártakkal ellentétben a kristály hűtése a fázisra jóval nagyobb hatással van, míg az erősítésben csak magasabb ismétlési frekvenciák esetén tapasztalhatóak eltérések. Érdeemes lenne még nagyobb ismétlési frekvenciákon, egészen 1 kHz-ig elmenve méréseket végezni a fázis stabilitására és ugrásaira. Továbbá érdekes lenne az erősítést telítésbe vinni, még több passz beiktatásával nagyobb erősítések esetén is megvizsgálni a fázisváltozásokat.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] A. Renault, D.Z. Kandula, S. Witte, A. L. Wolf, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema: „Phase stability of terrawatt-class ultrabroadband parametric amplification” *Optics Letters* **32**. (2007) 2363-2365
- [2] P. Jójárt, Á. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay: „Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement” *Optics Letters* **37**. (2012) 836-838
- [3] Walter Koechner: „Solid-State Laser Engineering, Sixth Revised and Updated Version” *Springer series in Optical Sciences* (2006)
- [4] Hein J. Teunissen: „Multipass amplifier for Terrawatt Ti:sapphire laser system” *MSc Thesis* (2007)
- [5] Görbe Mihály: „Ultrarövid lézerimpulzusok fázisának mérése és szabályozása” *PhD értekezés* (2008)
- [6] Börzsönyi Ádám: „Spektrálisan és térben bontott interferometria vizsgálata és alkalmazásai” *PhD értekezés* (2012)
- [7] <http://www.rp-photonics.com/amplifiers.html>
- [8] Gerard A. Mourou, Toshiki Tajima, Sergei V. Bulanov: „Optics in relativistic regime” *Reviews of Modern Physics* **78**. (2006) 309-316
- [9] Heiner Zsuzsanna, Osvay Károly: „A kvantumoptika és –elektronika legújabb eredményei” *Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék* (2006)
- [10] Nagymihály Roland Sándor: „Erősített lézernyalábok koherens összeadása” *BSc szakgoldozat* (2012)
- [11] www.photonix.com
- [12] www.tewati.eu
- [13] www.rohde-schwarz.com
- [14] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre: „Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy” *J. Opt. Soc. Am. B* **12**. (1995) 2467-2474

- [15] C. Dorrer and F. Salin: „Characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry” *J. Opt. Soc. Am. B* **15**. (1998) 2331-2337
- [16] Christophe Dorrer: „Influence of the calibration of the detector on spectral interferometry” *J. Opt. Soc. Am. B* **16**. (1999) 1160-1168
- [17] C.Grebing, M.Görbe, K.Osvay, G.Steinmeyer: „Isochronic and isodispersive carrier-envelope phase-shift compensators” *Appl.Phys. B* **97**. (2009) 575-281

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton szeretnék köszönetet mondani mindkét témavezetőmnek, Dr. Osvay Károlynak útmutatásáért, nélkülözhetetlen tapasztalataiért és támogatásáért, rendkívül nagy türelméért és megértéséért, valamint Dr. Börzsönyi Ádámnak a laborban és a kiértékelés során nyújtott rengeteg munkájáért, segítségéért, végtelen türelméért és a jó hangulatért. A laborbeli munkámban nyújtott segítségéért és hasznos tanácsaiért további köszönet illeti Kiss Bálintot, valamint Kiss Miklóst. Köszönöm a TeWaTi kutatócsoportban dolgozó további munkatársaimnak, szaktársaimnak, páromnak és családomnak a támogatásukat.