

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM

Természettudományi és Informatikai Kar

OPTIKAI ÉS KVANTUMELEKTRONIKAI TANSZÉK

DIPLOMAMUNKA

ULTRARÖVID LÉZERIMPULZUSOK VIVŐ-BURKOLÓ
FÁZISÁNAK VÁLTOZÁSAI MULTIPASSZOS TITÁN-
ZAFÍR ERŐSÍTŐBEN

NAGYMIHÁLY ROLAND SÁNDOR

Fizika MSc szakos hallgató

Témavezetők:

DR. BÖRZSÖNYI ÁDÁM

TUDOMÁNYOS MUNKATÁRS

DR. OSVAY KÁROLY

EGYETEMI DOCENS

SZEGED, 2014

TARTALOMJEGYZÉK

1. Bevezetés	1
2. Elméleti áttekintés	2
2.1. Femtoszekundumos lézerimpulzusok karakterisztikája	2
2.2. Vivő-burkoló fázis	4
2.3. Fázismodulált impulzuserősítés	6
3. Vivő-burkoló fázis mérési módszerei	8
3.1. CEP változásának mérése f -to- $2f$ interferometriával	8
3.2. CEP változásának mérése spektrálisan bontott interferometriával	9
3.3. XPW folyamat CEP-változásának mérése spektrálisan és térben bontott interferometriával	11
3.4. CEP abszolút mérése stereo-ATI technikával	12
4. Előzmények, célkitűzések	13
5. Kísérleti rendszerek	14
5.1. CPA rendszer 2012 és 2013 között	14
5.2. CPA rendszer 2013 után	15
5.3. Erősítő CEP-zajának vizsgálatához használt általános mérési séma	15
6. Eredmények	17
6.1. Pumpa nélküli eredmények	17
6.1.1. CEP modellezése homogén kristálybeli hőmérséklet-eloszlásra	17
6.1.2. Optikai pumpálás nélküli, hűtés változtatásával végzett mérés	18
6.1.3. Optikai pumpálás nélküli mérés eredményei	19
6.2. Pumpálással kapott eredmények	23
6.2.1. Pumpált kristály esetének mérése a 10-passzos erősítőben	23
6.2.2. Pumpálás mellett kapott mérési eredmények a 10-passzos erősítőben	24
6.2.3. Pumpálással végzett mérések a 3-passzos erősítőben	26
6.2.4. Kristály hűtésének hatása a 3-passzos erősítőben	27
6.2.5. CEP-zaj a 3-passzos erősítőben	28
6.2.6. CEP-zaj a 10-passzos erősítő 10. passzában	29
6.3. Véges-elem modellezéssel kapott eredmények	31
6.3.1. Impulzus üzemű pumpálás szimulációja	31
6.3.2. A kristály hőmérséklet-eloszlásának időbeli alakulása	33
6.3.3. Spektrális fázis- és a CEP változásának számolása a kristályban	35
6.3.4. Egy impulzusos szimulációkon alapuló egyszerűsített modell	35
7. Összefoglalás	39
Irodalomjegyzék	41
Nyilatkozat	43
Köszönetnyilvánítás	44

1. BEVEZETÉS

Az ultrarövid fényimpulzusokról napjainkban leginkább a hazai „szuperlézer” projekt, az ELI kapcsán hallhatunk. Nem véletlen az érdeklődés az ilyen rövid impulzusok után, hiszen számos tudományág számára nyújt nélkülözhetetlen eszközt. Alkalmazásainak köre a biológiai, kémiai minták időbontott ultragyors spektroszkópiájától a fúziós folyamatok indításán át a magasharmonikusok keltéséig számtalan esetre terjedhet ki. A rövid időtartamban koncentrált impulzusenergia könnyedén olyan intenzitásszinteket érhet el, amely során a nemlineáris folyamatok egyre dominánsabbak lesznek. A femtoszekundumos lézeroszcillátorok segítségével előállított impulzusok azonban csak kicsiny, nJ-os energiával rendelkeznek. Számos kísérlethez növelnünk kell az impulzusok energiáját, amelyet egymás után több erősítő fokozat alkalmazásával érnek el. Az egyre nagyobb energia mellett fontos az impulzusidő röviden tartása is.

Ultrarövid lézerimpulzusok előállítására és erősítésére mind a femtoszekundumos lézeroszcillátorokban, mind pedig az erősítőkben igen gyakran titán-zafír erősítőközeget használnak. Az ultrarövid fényimpulzusok erősítéséhez a kristályt fénnel pumpálják, amely gyakran történik impulzus üzemű lézerekből származó lézerimpulzusokkal. Eközben – kristályban bekövetkező abszorpció miatt – az erősítő közeg hőmérséklete, így törésmutatója, valamint fázistolása is változik. Ennek hatására az erősítendő magimpulzusok fázis- és csoportsebessége az erősítőben való terjedés során különböző mértékben változhat. Ennek megfelelően a néhány ciklusos impulzusok esetén szükség van az impulzus burkolója és a vivőhullám közötti fázisváltozás, az ún. vivő-burkoló fázis (ún. carrier-envelope phase, röviden *CEP*) figyelembe vételére. Az attoszekundumos fizikában, illetve az ultrapontos frekvencia metrológiában zajló kísérletek szempontjából kritikus az impulzusok CEP-jének alacsony zajú mérése, illetve stabilizálása [1].

A CEP változásának mérésére napjainkig számos eljárást javasoltak [2-6]. Ezek közül az egyik leghatékonyabban alkalmazható módszer a spektrális interferometria. Dolgozatomban spektrálisan bontott interferometrián alapuló mérésekkel határozom meg az erősítés során fellépő vivő-burkoló fázisváltozásokat az erősítés fontosabb paramétereinek függvényében.

2. ELMÉLETI ÁTTEKINTÉS

2.1. Femtoszekundumos lézerimpulzusok karakterisztikája

A femtoszekundumos ($10^{-15}s$) fényimpulzusok terjedésének leírása az idő- és térfüggő elektromos tér segítségével történik. Az ilyen terek terjedésük során anyaggal kialakuló kölcsönhatását a szemiklasszikus tárgyalás keretein belül a Maxwell-egyenletek alapján, a makroszkopikus polarizáció által megadott anyagi válasznak megfelelően kezeljük. Fontos számunkra, hogy az impulzusokat olyan mérhető mennyiségekkel jellemezzük, amelyek közvetlenül az elektromos térükhöz kapcsolódnak. Megfelelő egyszerűsítő feltételezések mellett a tér amplitúdójának komplex reprezentációja viszonylag könnyű kezelhetőséget biztosít számunkra az ilyen impulzusok terjedési problémáinak tárgyalása során [7].

Egy elektromágneses impulzus időbeli alakjára adott közeg lineáris diszperziója által gyakorolt hatásának vizsgálatához tekintsünk egy időben Gaussos térerősség-burkolójú impulzust, amelynek $z = 0$ helyen az intenzitásburkolóra vett félértékszélessége legyen τ_0 . Ekkor az időfüggés matematikai alakja a következőképpen írható fel:

$$E(z = 0, t) = E_0 \cdot \exp\left[-2 \cdot \ln(2) \cdot \frac{t^2}{\tau_0^2}\right] \cdot \exp[i\omega_0 t + i\Phi_0], \quad (2.1.)$$

ahol E_0 az elektromos tér maximális amplitúdója, ω_0 a vivőhullám frekvenciája és Φ_0 a $t = 0$ időpontbeli kezdőfázis. Az időbeli írásmódról a Fourier-transzformáció segítségével áttérhetünk a spektrális tartományba, ahol a komplex térerősség-spektrumra a

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(z = 0, t) \cdot e^{-i\omega t} dt = E_0 \frac{\tau_0}{\sqrt{\ln(2)}} \exp(i\Phi_0) \exp\left[-\frac{\tau_0^2}{8 \ln(2)} (\omega - \omega_0)^2\right] \quad (2.2.)$$

kifejezést kapjuk. A (2.2.) kifejezésből látható, hogy a τ_0 impulzusidő, illetve az intenzitás spektrum $\Delta\omega$ félértékszélessége között érvényes a

$$\Delta\omega \cdot \tau = 4 \ln(2) \quad (2.3.)$$

összefüggés Gauss-profilú impulzusalak esetén. A (2.1.) kifejezésből kiolvasható, hogy minden spektrális komponens azonos Φ_0 fázissal rendelkezik. Abban az esetben, ha az impulzus spektrális fázisa nem konstans függvénye a frekvenciának, akkor az időbeli alak félértékszélessége nagyobb τ_0 -nál. Ennek megfelelően τ_0 -t *transzformáció-limitált impulzusidőnek* nevezzük, amely egy adott $\Delta\omega$ spektrális félértékszélességhez tartozó minimális impulzusidőt adja tehát meg.

Diszperzív közegben lineáris terjedést vizsgálva megállapítható, hogy a (2.2.) kifejezés valós része változatlan marad. Ekkor ha a közeg frekvenciafüggő törésmutatóját $n(\omega)$ -val jelöljük, akkor z hosszúságú közegbeli terjedés után az impulzus elektromos terét az

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) \exp \left[i\omega \left(t - n(\omega) \cdot \frac{z}{c} \right) \right] d\omega \quad (2.4.)$$

egyenlet írja le. A kényelmesen használható írásmód érdekében vezessük be a lézerimpulzus z távolságú terjedéséhez tartozó spektrális fázisát:

$$\varphi(\omega) = n(\omega) \cdot \omega \cdot \frac{z}{c}. \quad (2.5.)$$

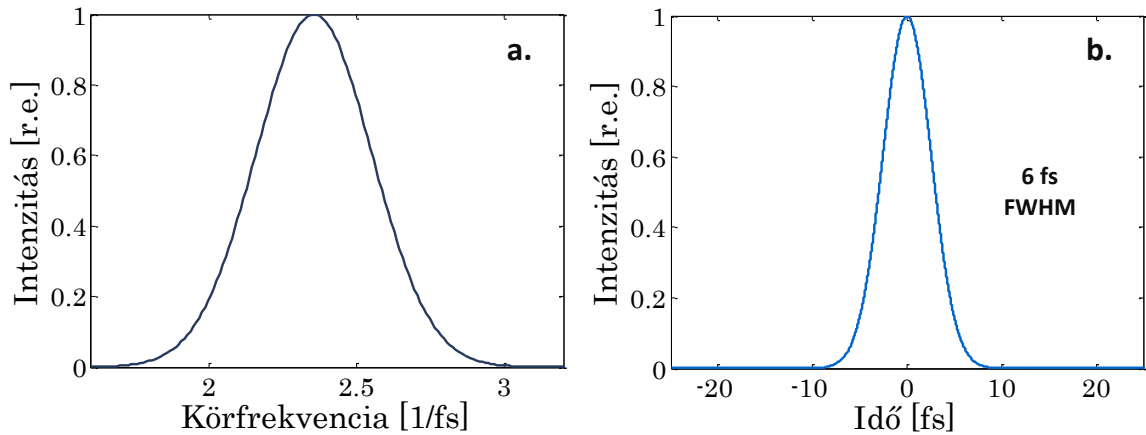
Mivel a bevezetett $\varphi(\omega)$ fázisfüggvény kellően sokszor differenciálható, képezzük központi frekvencia körüli Taylor-sorát, amelyre a

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + GD \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} GDD \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} TOD \cdot (\omega - \omega_0)^3 + [...] \quad (2.6.)$$

formulát kapjuk, ahol

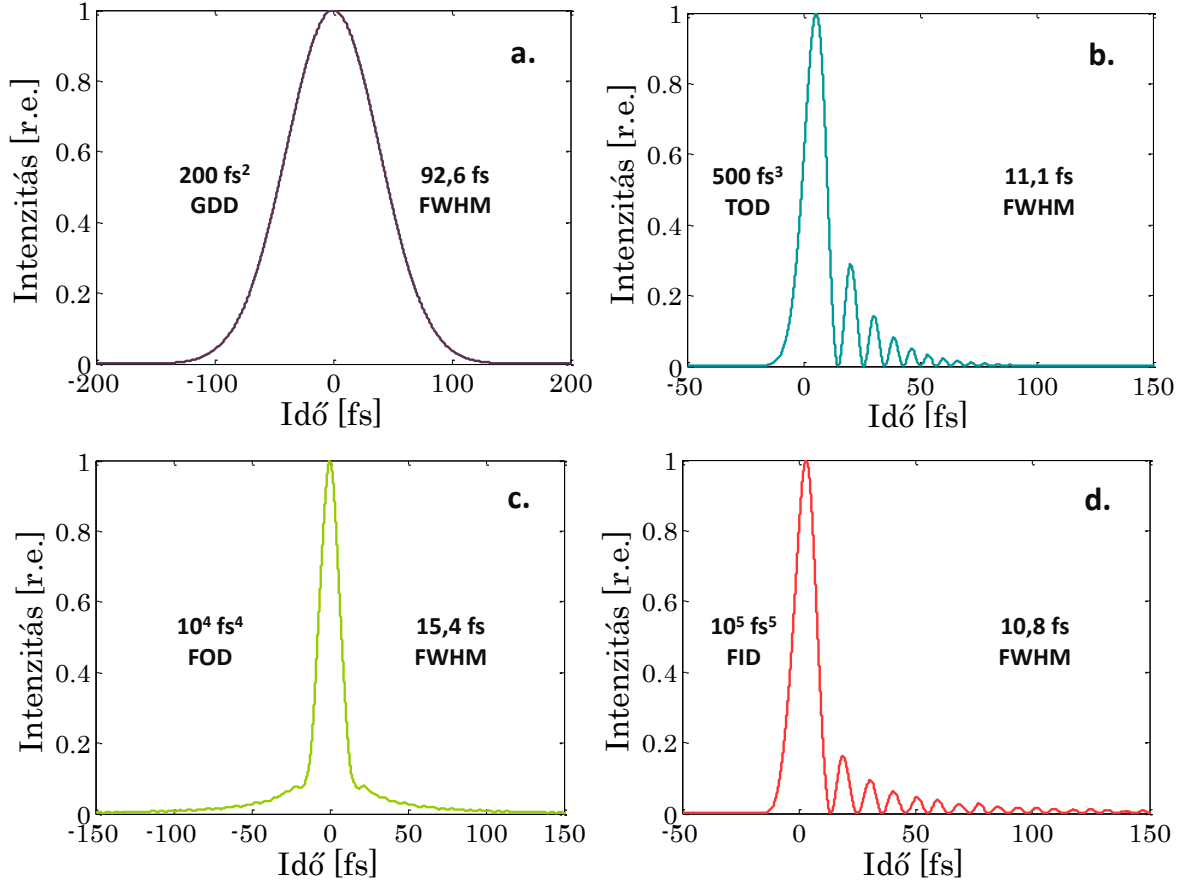
$$\varphi_0 = \varphi(\omega_0), \quad GD = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad GDD = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad TOD = \left. \frac{d^3\varphi}{d\omega^3} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.7.)$$

kifejezéseket takarják. A (2.7.)-ben látható mennyiségeket *fázisderiváltaknak* nevezik és széleskörűen alkalmazzák őket az ultrarövid fényimpulzusok tulajdonságainak leírására. φ_0 a központi frekvenciánál vett fázis radiánban mérve, GD a *csoportkésleltetés* (*Group Delay*) fs-ban, GDD a *csoport késleltetés diszperzió* (*Group Delay Dispersion*) fs²-ben, a TOD pedig a *harmadrendű diszperzió* (*Third Order Dispersion*) fs³-ben. A magasabb rendű fázisderiváltak a rendjük szerint vannak elnevezve, ezeket ritkán írjuk ki. Az egyes deriváltak hatásainak szemléltetéséhez először is tekintsük a következő mért spektrumot és időbeli impulzus alakot:



2.1. ábra a. Szimulált Gauss-alakú spektrum. **b.** A spektrumból inverz Fourier-transzformációval kapott impulzus időbeli intenzitás profilja (6 fs félértékszélesség, FWHM, full width at half maximum).

Az alább látható 2.2. ábrán pedig az egyes fázisderiváltak individuális hatásait szemléltetem az impulzus időbeli alakjára nézve. Amint az leolvasható, a GDD az impulzus szimmetrikus megnyúlását, a TOD aszimmetrikus nyúlást és mellékcúcsok megjelenését, az FOD szimmetrikus pedesztál képződését, míg az FID (ötöd rendű diszperzió) ismét mellékcúcsok kialakulását eredményezi az impulzus időbeli alakjában [8].



2.2. ábra Az 2.1. ábrán látható impulzusból spektrális fázis hozzáadásával kapott időbeli impulzus alakok. **a.** 200 fs^2 GDD hatása a 2.1. ábrán látható impulzusra. **b.** 500 fs^3 TOD hatása az említett impulzusra. **c.** 10^4 fs^4 FOD hatása az említett impulzusra. **d.** 10^5 fs^5 FID (*Fifth Order Dispersion*, ötöd rendű diszperzió) hatása az impulzusra.

2.2. Vivő-burkoló fázis

Az ultrarövid lézerpulzus-sorozatok terjedése során előfordulhat, hogy egy adott helyen vizsgálva a fényt hordozó (vivő) elektromágneses hullám helyzete változik a burkolójához képest. Ezt a jelenséget a vivő-burkoló fázis 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. 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. Ezen két késleltetésben a fázis- és a csoport-törésmutatókat a $k(\omega)$ frekvenciafüggő terjedési együttható segítségével, $\omega = \omega_0$ helyen a (2.8.) alakban segítségével írjuk fel.

$$v_p(\omega_0) = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}, \quad \text{és} \quad v_g(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk(\omega)} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{k'(\omega_0)} \quad (2.8.)$$

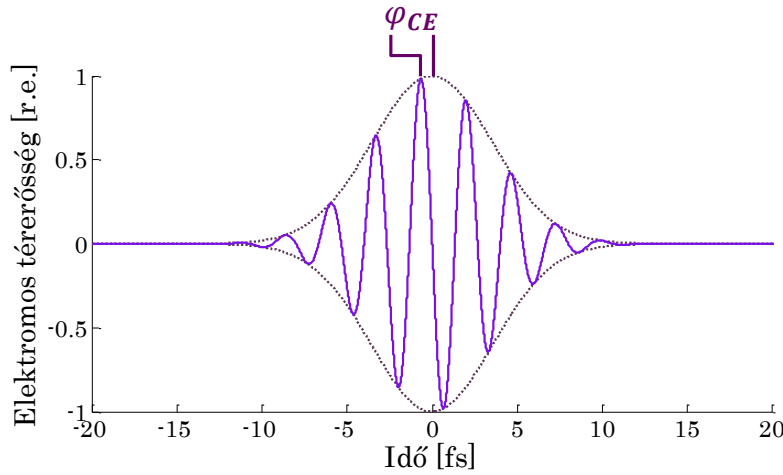
A megfelelő sebességen keresztül definiáljuk a kétféle törésmutatót:

$$n_p = \frac{c}{v_p}, \quad \text{és} \quad n_g = \frac{c}{v_g}. \quad (2.9.)$$

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

$$\Delta\varphi_{CE} = \frac{\omega \cdot (n_g - n_p) \cdot L}{c} \quad (2.10.)$$

egyenlettel tudunk leírni [9]. A vivő-burkoló fázis szemléletes jelentését az alábbi ábrán figyelhetjük meg:



2.3. ábra A vivő-burkoló fázis (értéke: $\pi/2$) egy néhány ciklusból álló, 5 fs-os impulzus esetén.

Előző elgondolásunkat alkalmazhatjuk lézer-oszcillátorok esetén is. Ekkor ugyanis egy kicsatolt impulzussorozat impulzusai között akkora lesz a vivő-burkoló fáziskülönbség, amekkora egy adott oszcillátor elemein való kétszeri áthaladás közben létrejövő vivő-burkoló fáziseltolás. Ezt a fáziskülönbséget *vivő-burkoló fáziscsúszásnak* (*CEP slippage*, *CEP-drift*) nevezzük, s matematikai reprezentációja a következő:

$$\Delta\varphi_{CE}^{osc} = 2 \cdot \sum_{\substack{i \in \text{oszcillátor} \\ \text{elemei}}} \frac{\omega}{c} \cdot (n_{g,i} - n_{p,i}) \cdot L_i + \Delta\varphi_{NL}(I), \quad (2.11.)$$

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

A vivő-burkoló fázis csúszásának frekvenciátérben az felel meg, az impulzussorozat diszkrét vonalakból álló spektruma elhangolódik a lézerezonátor longitudinális módusaitól. Ez az ún. *vivő-burkoló offszetfrekvencia* (*carrier-envelope offset frequency*, f_{CEO}), amely egyenesen arányos a CEP változási gyorsaságával (2.12.).

$$f_{CEO} = \Delta\varphi_{CE} \cdot \frac{f_{rep}}{2\pi}, \quad (2.12.)$$

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 [10].

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

$$\varphi_{CEP} = \varphi_0 - GD \cdot \omega_0 \quad (2.13.)$$

formula adja meg, ahol a φ_0 és a GD a spektrális fázis nulladik és első deriváltja az ω_0 központi frekvencián [8].

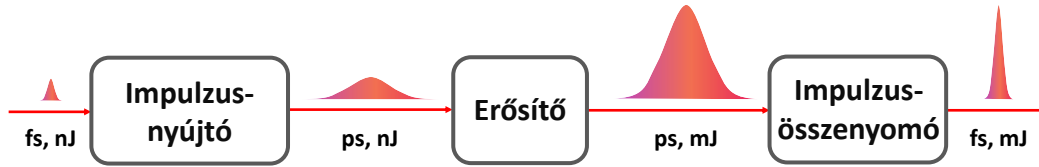
2.3. Fázismodulált impulzuserősítés

Az ultrarövid fényimpulzusok erősítését igen gyakran végzik fázismodulált impulzuserősítő rendszer (**Chirped Pulse Amplification, CPA**) segítségével. Ennek részei az impulzusnyújtó, az erősítő fokozat, illetve végül az impulzusösszenyomó, amelyeket a 2.4. 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 önfókuszálódás következik be. Továbbá a nagy csúcsintenzitások eredményeként pedig az erősítő közeg, illetve a rendszer optikai is roncsolódhatnak.

Az impulzusnyújtóban spektrális bontás után a különböző hullámhosszúságú komponensek különböző optikai úthosszakat tesznek meg, ennél fogva az impulzus időbeli hossza megnő, csúcsintenzitása pedig jelentősen lecsökken. A szükséges nyújtás mértékét az optikai tengely mentén felhalmozódott nemlineáris fázistolást leíró B-integrál alacsony szinten tartásához társított feltételek szabják meg, amit az n_2 nemlineáris törésmutatóval számolunk:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \int n_2 \cdot I(z) dz. \quad (2.14.)$$

Általában a B-integrál 1-es érték alatt tartásával számolnak, ugyanis $B > 1$ esetén kismértékű, továbbá $B > 3$ -nál nagymértékű önfókuszálódás, $B > 5$ -nél pedig a közeg roncsolódása léphet fel.



2.4. ábra A CPA elrendezés alapsémája [5,7]. Az impulzusnyújtóba beérkező impulzusok tipikusan fs-os időbeli hosszúságúak és nJ-os energiájúak. A kinyújtott impulzusokat általában néhány mJ energiára erősítik fel. Végül az impulzus-összenyomóban ismét fs-os impulzusokat nyerünk.

A kinyújtott impulzus energiáját ezt követően egy erősítő fokozatban sokszorosára növelik. A kilépő erősített, fázismodulált impulzust végül pedig az impulzus-összenyomóban közel eredeti hosszúságúra nyomják össze. 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

$$\varphi_{str} + \varphi_{com} + \varphi_{amp} = 0 \quad (2.15.)$$

feltétel teljesül [11]. A rendszerünk csak akkor fog megfelelően működni, ha az abban létrejövő fázismodulációt a lehető legjobban kompenzáljuk. Ez másodrendben megtehető szimplán a nyújtó és az összenyomó egymáshoz tervezésével, ugyanakkor a harmad- illetve negyedrendű diszperziót már nem tudjuk ilyen egyszerűen kompenzálni. Erre a problémára jelentenek megoldást az akusztóoptikai modulátorokon alapuló rendszerek (*AOPDF*, *Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter*). Érdemes megemlíteni, hogy a CPA rendszereket egymás után is gyakran alkalmazzák, hogy megfelelő intenzitású és időbeli hosszúságú impulzusokat érjenek el. A szimpla CPA rendszerek korlátait kettős CPA rendszerekkel (*Double CPA*, *DCPA*) próbálják feloldani. Ezekben az első CPA elrendezés után általában nemlineáris folyamatokkal megtisztítják a kicsatolt impulzusokat, s ezt követően a második fokozatban ismét megnyújtják, tovább erősítik, majd időben összenyomják az impulzusokat.

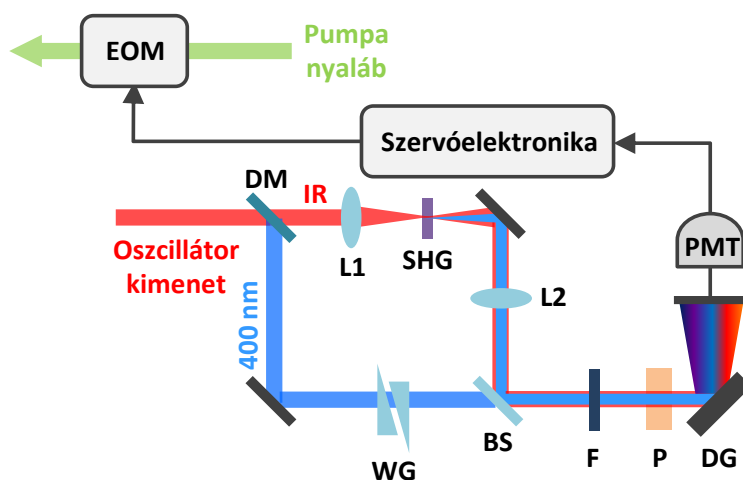
3. VIVŐ-BURKOLÓ FÁZIS MÉRÉSI MÓDSZEREI

A néhányciklusos impulzusok esetén fontossá váló CEP mérésre vonatkozóan két lehetőség áll fent. Az alkalmazások nagy részénél kielégítő a CEP impulzusról-impulzusra történő változásának, azaz a relatív fázisváltozásnak a mérése. Ugyanakkor előfordulnak olyan esetek, amikor az adott kísérlet a CEP abszolút értékének ismeretét igényli.

3.1. CEP változásának mérése f -to- $2f$ interferometriával

Tekintsünk egy femtoszekundumos lézeroszcillátort, amely szélessávú impulzusokat bocsát ki adott ismétlési frekvencián (általában 70-100 MHz). Az ultrarövid fényimpulzusokat magában foglaló impulzussorozat frekvenciatartománybeli képe egy frekvenciafésű. A 2.2. részben leírtak szerint a frekvenciafésű nulla frekvenciától való eltérését éppen a (2.12.) kifejezéssel meghatározott f_{CEO} mennyiség adja meg.

A környezeti paraméterek ingadozása, mechanikai instabilitások, illetve a pumpalézer teljesítmény-ingadozásai a (2.11.) és (2.12.) összefüggéseken keresztül azt eredményezik, hogy egy átlagos lézeroszcillátorban az f_{CEO} -ra zajkomponens rakódik. Ez azt jelenti, hogy az f_{CEO} nem csak impulzusról-impulzusra változik véletlenszerűen, hanem hosszabb (perces, órák) időskálán vizsgálva lassú, de szignifikáns eltolódások is megfigyelhetők. Ahhoz, hogy kontrollált hullámformájú impulzusokat kapjunk, az oszcillátorok aktív stabilizálása szükséges. Ennek megoldására született meg az f -to- $2f$ interferometriai módszer. A koncepció lényege, hogy ha az eredeti frekvenciafésűt másodrendű nemlineáris folyamat segítségével frekvenciakétszerezzük, akkor – feltéve, hogy az eredeti spektrum legalább oktáv szélességű – az alap- és a másodharmonikus spektrális átlapolódása lehetővé teszi az f_{CEO} frekvencia közvetlen mérését.

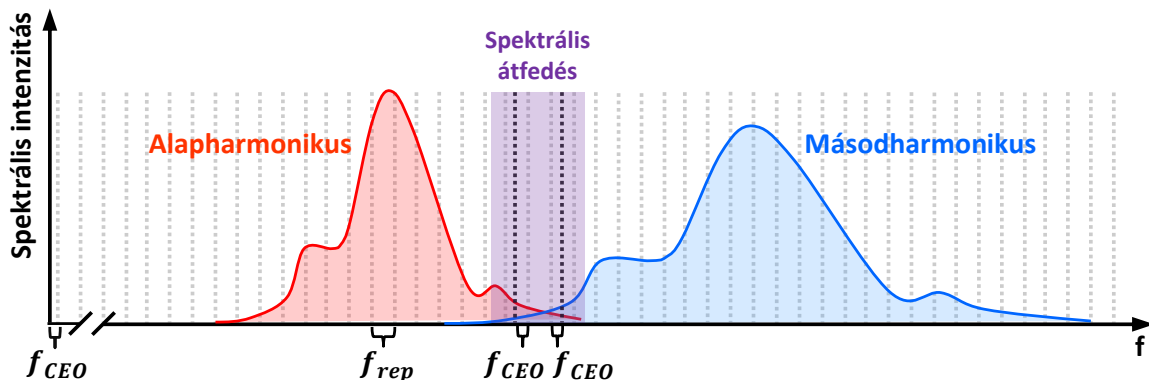


3.1. ábra f -to- $2f$ interferométeres elrendezés egy oszcillátor oktáv szélességű alap- és másodharmonikus frekvenciafésűivel megvalósítva. DM dikroikus tükör (spektrum infravörös és zöld széléit átengedi), WG ékek, L1 és L2 lencsék, BS nyalábosztó, SHG frekvenciakétszerező kristály, F szűrő, P polarizátor, PMT fotoelektron-sokszorozó, EOM elektrooptikai modulátor.

Az elv a következőképpen látható be: az n -edik fésűfog helyzetét az alapharmonikus frekvenciafésűben az $f_n = n f_{rep} + f_{CEO}$ egyenlet adja meg, továbbá oktávészélességű spektrum esetén van olyan n_0 , hogy f_{n_0} -nál és f_{2n_0} -nál is van jel (az alapharmonikuson belül). Mivel pedig a frekvenciakétszerezés folytán előálló fésűfogak f_{2n} -nél vannak, így a

$$2(n_0 f_{rep} + f_{CEO}) - (2n_0 f_{rep} + f_{CEO}) = f_{CEO} \quad (3.1.)$$

összefüggésből adódik, hogy a spektrális átfedés tartományán belül a két frekvenciafésű fogainak távolsága valóban f_{CEO} .

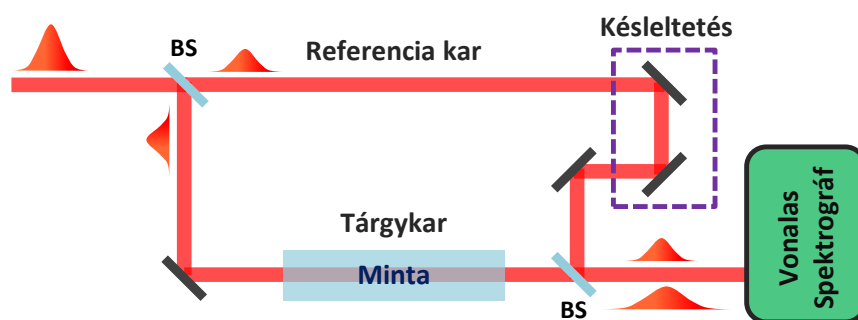


3.2. ábra Az alap-, és másodharmonikus frekvenciafésűi, átfedésük, és a lebegési frekvencia (f_{CEO}) szemléltetése.

Az így kapott lebegési frekvencia a megfelelő spektrális tartomány kivágása után már egy egyszerű fotodiódával is mérhető. Amint az f_{CEO} frekvenciás jel mérhetővé válik, a CEP is stabilizálhatóvá válik, amely során az f_{CEO} egy külső frekvenciastandardhoz viszonyított hibajele visszacsatolható az oszcillátorba egy szervókör felhasználásával [9, 10].

3.2. CEP változásának mérése spektrálisan bontott interferometriával

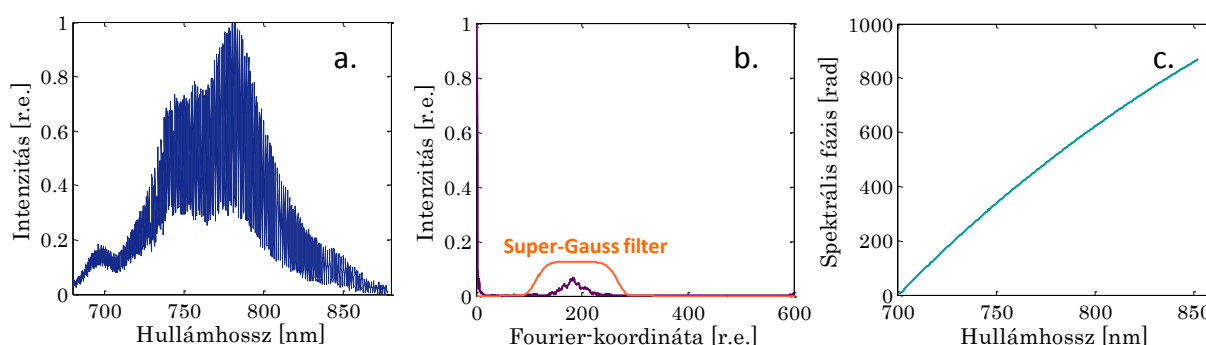
Diszperzív anyagok spektrális fázistolásának mérésére az egyik leggyakrabban alkalmazott módszer az úgynevezett *spektrálisan bontott interferometria* (*spectrally resolved interferometry, SRI*). Ezen mérési módszer tehát az adott mintaként használt anyagban kialakuló relatív fázisváltozás mérésére alkalmas, abszolút fázis mérésére nem. A Mach-Zehnder- vagy Michelson-típusú interferométert minden esetben kollineáris nyalábok hagyják el, amelyek között valamekkora, állandó értéken tartott t^* időbeli késést alakítanak ki a koherenciaidőn belül. Az interferométer kimenetére vonalas spektrográfot helyezve, majd annak bemenetére löve a kicsatolt nyalábokat modulált spektrumot kapunk a megfelelő beállítás esetén. Az interferogram modulációja annál sűrűbb, minél nagyobb a t^* késleltetés értéke. Az SRI módszer szélessávú lézerezésekkel és folytonos fehér fénnel is ugyanúgy alkalmazható, mivel a mérés egyetlen feltétele, hogy a koherens fényforrás elegendő spektrális sávészélességgel rendelkezzen.



3.3. ábra A spektrálisan bontott interferometria egy Mach-Zehnder interferométeres elrendezésének sematikus képe. BS nyalábosztókat jelöl.

Éppen ezért az eljárást gyakran alkalmazzák optikai anyagok diszperziójának mérésére folytonos üzemű, fehér fényű lámpával [8].

Az SRI-interferogramok kiértékelésére a legelterjedtebben alkalmazott módszer a L. Lepetit és társai által kidolgozott Fourier-transzformáláson alapuló metódus [13-15]. A méréseim során kapott interferogramok kiértékelésére végig ezt a módszert alkalmaztam. A kiértékelési módszer lényege, hogy a mérés során rögzített spektrális interferogramon (3.4. ábra a. rész) inverz Fourier-transzformálást hajtunk végre, és az impulzusok közötti t^* időkülönbségnél, jól választott ablakfüggvénnyel szűrést végzünk (3.4. ábra b. rész). Ezt követően a megfelelő szűréssel kivágott jelet visszatranszformáljuk a spektrális tartományba. Az így kapott spektrum komplex értékeinek szögéből meghatározható az impulzusok spektrális fáziskülönbsége (3.4. ábra c. rész).



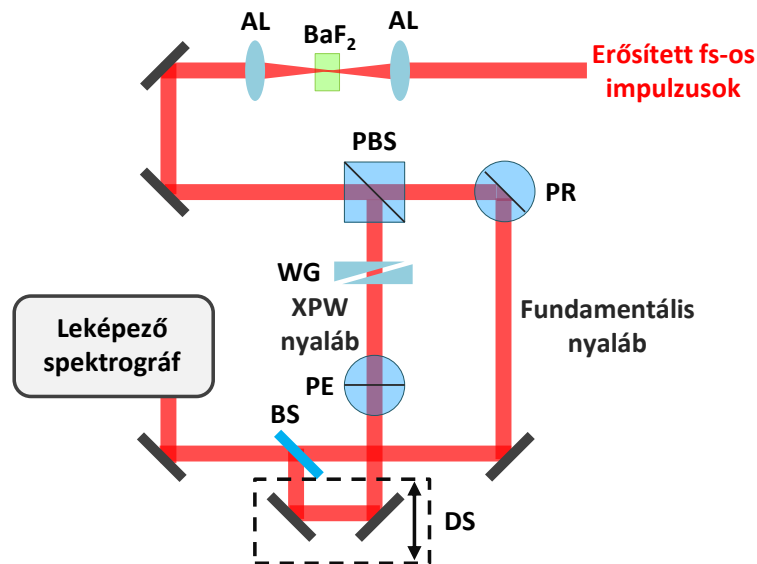
3.4. ábra A spektrális fázis meghatározása. A Fourier-transzformációs módszer főbb lépései: (a) az interferogram felvétele, (b) inverz Fourier-transzformáció és szűrés, és (c) a spektrális fázis meghatározása a szűrt részből Fourier-transzformálással.

A fázis meredeksége ω_0 -nál megfelel $\omega_0 \cdot t^*$ -nak, s így polinom illesztésével a magasabb rendű fázisderiváltak értéke is meghatározható lesz [8]. Érdeemes megemlíteni, hogy stabil kiértékelések elvégzéséhez érdemes adaptív Fourier-térbeli szűrést végezni. Ez azt jelenti, hogy az egyes mintavételezett interferogramok esetén a kisebb terjedési útvonalváltozásokból származó GD eltérések a Fourier-térbeli jel eltolódását eredményezhetik, amit a kiértékelés során figyelembe kell venni.

3.3. XPW folyamat CEP-változásának mérése spektrálisan és térben bontott interferometriával

Az SRI technika továbbgondolt változata a spektrálisan és térben bontott interferometria (*spectrally and spatially resolved interferometry, SSRI*), amely esetén vonalas helyett leképező spektrográf található az SRI esetén ismertetett interferométeres elrendezés kimenetén. Ebben az esetben a fázisfrontok térbeli döntésével hozzuk létre az interferencia mintázatot, amikor is a nyalábok terjedési irányai szöget zárnak be egymással.

Az SSRI módszert felhasználó, későbbi méréseimhez alapjaiban nagyon hasonló, a CEP változására vonatkozó mérési elrendezés látható az alábbi 3.5. ábrán. Ezen elrendezés segítségével Osvay és munkatársai a keresztpolarizációs hullámkeltéses folyamatra (*cross-polarized wave generation, XPWG*) vonatkozóan kimutatták, hogy az a femtoszekundumos impulzusok vivő-burkoló fázisát megőrzi [16].



3.5. ábra Mach-Zehnder interferométeres elrendezés az XPW folyamat CEP megőrzésére vonatkozó SSRI módszeres mérése esetén. AL akromatikus lencse, BaF₂ bárium-fluorid kristály (XPW keltés), PBS polarizációs nyalábosztó, WG ékpár, PE periszkóp, PR polarizáció forgató, BS nyalábosztó, DS késleltető fokozat.

A mérés alapelve az, hogy az XPW folyamat során keltett, az eredetihez képest merőleges polarizációjú nyalábot interferáltatják a fundamentális nyalábbal. Így az XPW folyamat által eredményezett relatív CEP-változást mérték, amely során azt kapták, hogy az XPW impulzusok fázisa ugyanolyan mértékben változott, mint a fundamentális impulzusoké, tehát a CEP-et a folyamat megőrzi. Jelen eset az általam végzett, későbbiekben ismertetett mérésekkel azon alapelvben rokon természetű, hogy az adott nemlineáris folyamat során a tárgykörben létrehozott CEP-változást a referencia körben terjedő impulzus fázisához viszonyítva mérjük.

3.4. CEP abszolút mérése Stereo-ATI technikával

Az ultrarövid fényimpulzusok vivő-burkoló fázisának abszolút mérése jelenleg is fejlesztés alatt álló technológia, ugyanakkor rendkívül nagy igény mutatkozik a CEP-érzékeny folyamatok vizsgálata során a fázis abszolút ismeretére és kontrollálására. Az úgynevezett *stereo-ATI (szimultán küszöb feletti ionizációs)* eljárást Paulus javasolta (2001), és ő hajtotta végre elsőként néhány ciklusos impulzusok vivő-burkoló fázisának kísérleti meghatározását ezt követően. A fázismérés azon feltételezésen alapul, hogy a lézerrel megvilágított gázokban kialakuló fotoelektron emisszió térbeli szimmetriáját a kivilágító lézerimpulzus határozza meg. A mérési elrendezés fő része a két egymással szemben álló mezőmentes repülési-idő spektrométer (*time-of-flight spectrometer, TOF*), amely a mérési módszer nevét is adja karakterisztikus kialakítása miatt. A mérési folyamat során elsőként a lézerimpulzusok által az atomos közegben keltett fotoelektronok hozamát kiintegrálják a magasabb és alacsonyabb energiatartományban. Majd mindkét tartományban kiszámítják a jobb-bal oldali kontrasztot, amelyből X és Y iránybeli, ún. aszimmetria paramétereket határoznak meg. Így a parametrikus aszimmetria ábrázolásával Lissajou-szerű görbét kapnak, amelyben minden pont egy lézerimpulzus hatásának felel meg. A szögkoordináta a vivő-burkoló fázissal lesz arányos, míg a radiális koordináta pedig az impulzus aszimmetriáját adja meg, s így az impulzus hosszal van kapcsolatban [12].

4. ELŐZMÉNYEK, CÉLKITŰZÉSEK

Korábbi munkám részeként szimulációt készítettem a pumpaenergia elnyelése esetén magimpulzusok vivő-burkoló fázisának változásáról titán-zafír kristályban, amelyből BSc szakdolgozat született [17]. Ezt követően modellezést végeztem a multipasszos Ti:Sa erősítők működésére vonatkozóan, valamint méréseket hajtottam végre az ilyen erősítőkben fellépő CEP változásaira nézve, amelyből TDK és OTDK [18], valamint nemzetközi konferenciákon bemutatott poszterek születtek.

Az Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék TeWaTi lézerlaboratóriumában jelenleg is egy dupla CPA rendszer kiépítése folyik. Az ilyen típusú lézerrendszerek esetén a fázisstabilitás nagy jelentőségű. A rendszer fényforrásához tartozó kiegészítő egységgel CEP stabilizálást lehet végrehajtani. Ugyanakkor az ezt követő nyújtó-erősítő-összenyomó együttes CEP-stabilizálása is megoldandó probléma. A CEP Ti:Sa erősítőkben való változásának vizsgálata a néhány ciklusos impulzusok, illetve későbbiekben az izolált attoszekundumos impulzusok előállítási igénye miatt vált fontossá. A Kerr-lencsés módusszinkronizáción alapuló lézeroszcillátorok esetén a CEP mérése és stabilizálása napjainkra olyan jól kiforrott, hogy a fáziszajt akár 30 mrad RMS alá is le tudják csökkenteni [19]. Több tanulmány íródott a CPA rendszerek fázisstabilitásával kapcsolatban, amelyek a nyújtó-összenyomó együttesek optikai elemeinek mechanikai stabilitását emelik ki, mint fontos zajforrást. A több kHz ismétlési frekvenciával üzemelő, kereskedelmi forgalomban kapható erősítő rendszerekben átlagosan 250-350 mrad CEP-stabilitást az újabb fejlesztésű, gyors detektáló rendszerekkel 100 mrad értékig is fel tudták javítani [20]. Az optikai parametrikus erősítők esetén már található azok fázisstabilitásával foglalkozó publikáció [21], ugyanakkor napjainkig nem készült olyan tanulmány, amely külön a Ti:Sa kristályon alapuló erősítők működése során fellépő fáziselcsúszást és fáziszajt vizsgálná.

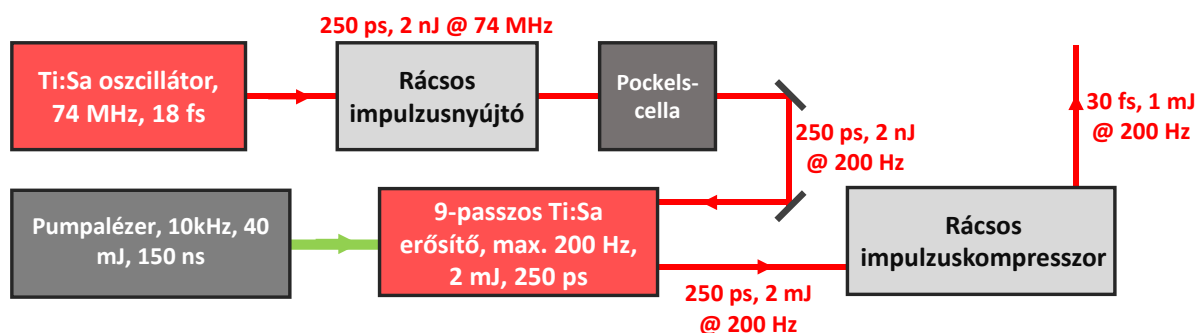
Jelen munkámban célul tűztem ki a multipasszos elrendezésű Ti:Sa erősítőkben a kristály által eredményezett CEP-változások kísérleti meghatározását. Továbbá célom volt egy modell felépítése, amely a kísérleti eredményeket igazoló értékeket szolgáltat a CEP változásaival kapcsolatban. A modell első részében a kristály törésmutatójának hőmérsékletfüggését kihasználva meghatározom homogén hőmérséklet-eloszlásra a CEP elcsúszását. Ezt követően véges-elem módszerrel lemodellezve a pumpaimpulzusok hatását, a kapott hőmérsékletadatokat felhasználva szimulációval kiszámítom a CEP elcsúszását és zaját különböző ismétlési frekvenciák és pumpaenergiák esetére.

5. KÍSÉRLETI RENDSZEREK

5.1. CPA rendszer 2012 és 2013 között

Méréseimet a Szegedi Tudományegyetem Optikai és Kvantumelektronikai Tanszékén található **TeWaTi Femtoszekundumos Lézerlaboratóriumban** végeztem. A későbbiek szempontjából szükségesnek látom a TeWaTi-ban található lézerrendszer bizonyos szintű áttekintését. Korábbi méréseim során az alább leírt fázismodulált-impulzus erősítő rendszeren dolgoztam.

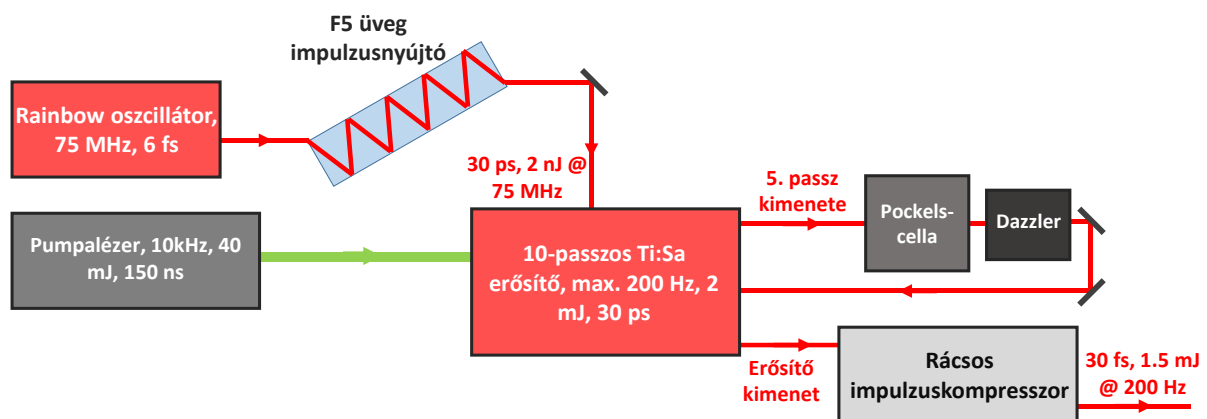
A rendszer fényforrása egy egyedi építésű femtoszekundumos Ti:Sa lézeroszillátor. A rezonátorban található Ti:Sa kristályt egy folytonos üzemű (*continuous wave, cw*), 532 nm-en sugárzó Millennia Prime lézerrel pumpálják. Az oszcillátor passzív, Kerr-lencsés módusszinkronizációval 800 nm központi hullámhosszával rendelkező impulzusokat állított elő 72 MHz-es ismétlési frekvenciával. A generált impulzusok sávszélessége általában 65 nm értékű volt a hangolástól függően, így az impulzusok tipikusan 18-20 fs hosszúságúak voltak. A kilépő impulzusok tipikusan 2-2,5 nJ energiával rendelkeztek. 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. A Pockels-cellát követően az impulzusok egy rácsos impulzusnyújtóba jutnak, ahol pozitív GDD-t adva az impulzusoknak, azokat 250 ps-os hosszúságúra nyújtjuk ki. A nyújtóból az impulzusok az első erősítő fokozatba csatolódnak be. A TeWaTi rendszerében az első erősítő fokozat egy 9 passzos Ti:Sa konfigurációt takar. Geometriáját tekintve, az erősítő háromszög alakú multipassz típusú, amely két darab gömbtükör és egy téglalap alakú síktükör alapú architektúrát jelent. Az erősítő meghajtását egy Photonics Industries gyártmányú, DM32-527 típusú ns-os pumpalézer végezte. Az erősítóből kilépő impulzusok tipikusan 2 mJ energiájúak voltak. A teljes rendszer része még egy rácsos impulzuskompresszor is, amely közel az eredeti időbeli hosszukra nyomja össze az immár erősített impulzusokat.



5.1. ábra A TeWaTi korábbi fázismodulált-impulzus erősítő rendszerének sematikus képe.

5.2. CPA rendszer 2013-tól

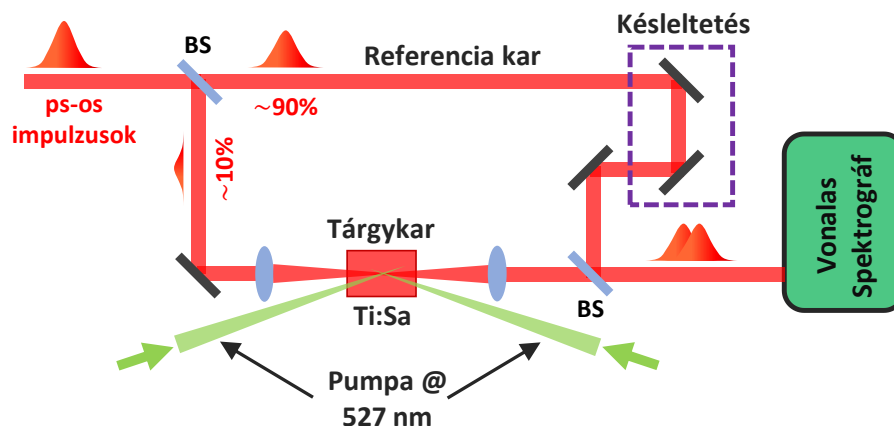
A TeWaTi fő rendszerbeli fényforrásának cseréjére 2013-ban került sor, amikor is egy Femtolasers Rainbow CEP4 lézeroszcillátor került beszerelésre. Az oszcillátor a korábbinál jóval szélesebb spektrumú, 6 fs-os impulzusok kibocsátására képes 75 MHz ismétlési frekvencián. Az oszcillátort követően a korábban használt rácsos nyújtó helyett egy F5 üvegből készült rúdban kerülnek kinyújtásra az impulzusok 30 ps-os időbeli hosszúságra. A nyújtót követően a 75 MHz-es impulzussorozat bejut az erősítőbe, ahol öt passzt megtéve kicsatoljuk azt. A nyaláb innen egy Pockels-cellán, illetve egy Dazzleren keresztül visszacsatolódik az erősítőbe, ahol aztán újabb öt passzt tesz meg. Az erősítőben továbbra is Ti:Sa erősítő közeget, illetve az előző részben említett pumpalézert használjuk. Végül a rendszer impulzus-összenyomója is cserére került: a korábbi reflexiós rácsos elrendezés helyett a stabilitás megnövelése miatt transzmissziós rácsokkal felépített kompresszor került beüzemelésre. A teljes fázismodulált-impulzus erősítő rendszer vázlatos képe az 5.2. ábrán figyelhető meg.



5.2. ábra A TeWaTi-ban található újonnan fejlesztett CPA rendszer sematikus képe. A pumpalézer 20 mJ energiájú impulzusokkal hajtja meg az erősítőt a kívánt ismétlési frekvencián 10 kHz-ig.

5.3. Erősítő CEP-zajának vizsgálatához használt általános mérési séma

Méréseim során minden alkalommal szélessávú ps-os impulzusokat használtam fel a multipasszos Ti:Sa erősítők által okozott relatív CEP-változások meghatározására. Ennek megfelelően az összes konkrét elrendezés egy adott mintára készült el, amely az 5.3. ábrán látható. A Mach-Zehnder interferométer tárgykarjában a kristályon átlótt passzok száma, az erősítő geometriája, pumpaimpulzusok energiája, valamint az ismétlési frekvencia is változott. Fontos részlet, hogy a későbbiekben tárgyalt mérések során két különböző kristálytartót használtam, amelyek hatása a CEP változása szempontjából adott esetekben jelentős is lehet. Ezek kialakításait a konkrét elrendezések esetén fogom közölni a jobb megértés érdekében.



5.3. ábra Mach-Zehnder interferométeres elrendezés, amely általánosan az összes mérés esetén jellemző volt. A pumpanyalábok erősítendő impulzusokkal bezárt szöge a jobb átláthatóság kedvéért elnagyolt.

Mivel az 5.3. ábrán is látható, erősítőkkal alkotott interferométeres elrendezésekbe szélessávú, de ps-os impulzusok jutottak be, azok időbeli kiszélesedése elenyésző volt a kristályban. Fontos továbbá, hogy az impulzusok energiája bár több esetben a néhány száz μJ -t is elérte, időbeli hosszuk miatt az optikák roncsolódása nem jelentett problémát. Erősített és kompresszált impulzusok esetén ugyanis az interferométer tervezése során fokozottan ügyelni kell a nyaláb fókuszálásának optikák környezetében történő kialakulására.

6. EREDMÉNYEK

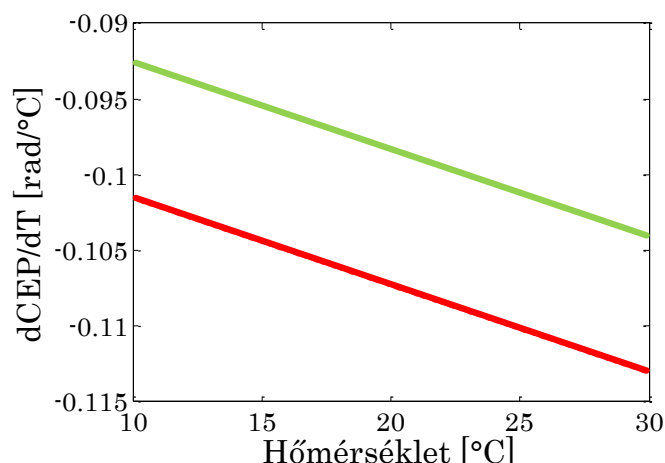
6.1. *Pumpa nélküli eredmények*

6.1.1. *CEP modellezése homogén kristálybeli hőmérséklet-eloszlásra*

Az alapprobléma megértéséhez tekintsünk egy adott hosszúságú Ti:Sa kristályt, amelyen szélessávú, ps-os magimpulzusokat küldünk át. A magimpulzusok erősítéséhez a kristályt annak abszorpciós maximumához (527-532 nm) közel eső hullámhosszú lézerrel pumpálni kell. Az erősítendő impulzusok a kristályban a pumpaimpulzusok abszorpciójából származó tárolt energiát fogják kicsatolni. Mindamellet, hogy erősítés jön létre, a magimpulzusok spektrális fázisa a kristályban való terjedés során eltolódást szenved el. Az egyes spektrális komponensekre vonatkozó fázistolást a (2.5.) kifejezés határozza meg.

A Ti:Sa alapú erősítőkből az erősítés folyamatának vivő-burkoló fázisra gyakorolt hatásával kapcsolatban felmerül a kérdés, hogy a pumpaimpulzusok a kristálybeli hőterhelésen túl létrehozhatnak-e egyéb befolyásoló effektust. Ennek megválaszolásának érdekében, elsőként a pumpálás nélküli esetet vizsgálom meg modellezés szintjén. Vegyünk a modellhez alapul egy 5 mm oldalhosszal rendelkező Ti:Sa kristályt, s tegyük fel, hogy a kristály hűtését változtatjuk 10°C-tól 30°C-ig. Mindezt tegyük oly módon, hogy a kristálybeli hőmérséklet annak minden pontjában homogén módon változik. Helyezzük el ezen kristályt egy Michelson-interferométer minta karjában, amelybe szélessávú rövidimpulzusokat csatolunk be. A kristályon minden impulzus kétszer halad át, így összesen 10 mm-nyi úthossz lesz a kristályunkban (későbbi mérési elrendezés megfigyelhető a 6.2. ábrán). A modellben tehát a kristály törésmutatójának hőmérséklet hatására bekövetkező változásából származó fázistolás modulációját határozom meg. Ehhez ismert a zafír törésmutatójának hőmérsékletfüggése, amelyet a [23] munka kellő pontossággal tartalmaz két hullámhosszra vonatkozólag. Ebből lineáris interpolációval megkapható más hullámhosszokra is a törésmutató hőmérsékletfüggése, amit BSc szakdolgozatomban [17] már részletesen közöltem. Miután a törésmutató körfrekvenciától és hőmérséklettől való függését megadtam, kiszámítható a kristályban kialakuló spektrális fázistolás értéke az egyes spektrális komponensekre és különböző hőmérsékletekre nézve. Ekkor figyelembe kell vennünk, hogy a kristály hőmérséklete 20°C-ot változik a modell szerint, amelynek köszönhetően a közeg hőtágulása is érzékelhető mértékben fel fog lépni. Fontos ugyanakkor, hogy a kristály lineáris hőtágulási együtthatója (merőlegesen a c-tengelyre [22]) ilyen kis tartományon mindössze 3%-ot változik, így annak hőmérsékletfüggése jelen esetben elhanyagolható. A közeg lineáris hőtágulása $5,37 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ átlagolt együtthatóval számolva a teljes hőmérséklettartományon

30°C-ig mintegy 0,545 μm . Ez természetesen a kétszeri áthaladás miatt a teljes kristálybeli hossz 1,09 μm -rel történő megnövekedését eredményezi. Kiszámítva a spektrális fázist, majd abból a φ_0 és a $GD(\omega_0)\omega_0$ értékét, a (2.15.) kifejezés segítségével meghatározható a CEP értéke az egyes hőmérsékletértékek esetére. Ebből pedig már csak a CEP változásának mértékét kell kiszámolnunk: differenciálva a CEP-görbét a hőmérséklet szerint megkapjuk az egységnyi hőmérsékletváltozáshoz tartozó CEP-változást, amelyet az alábbi, 6.1. ábrán lehet megfigyelni.



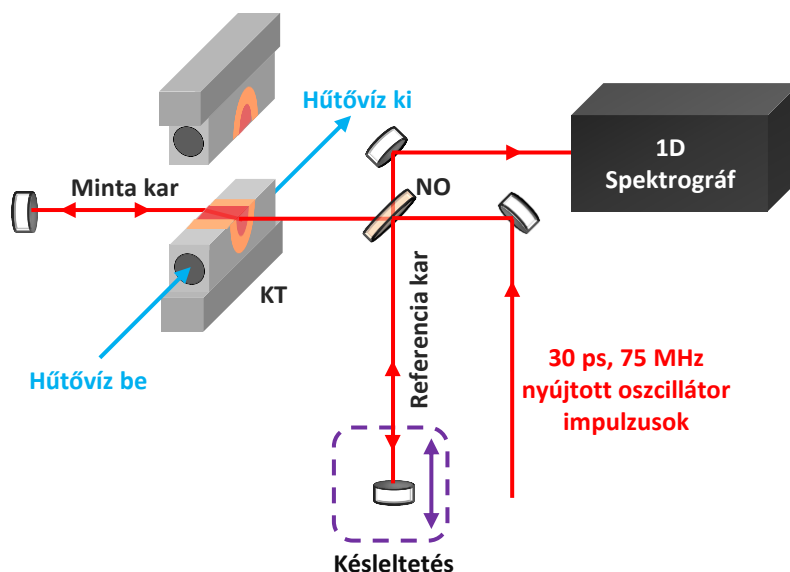
6.1. ábra Az egységnyi hőmérsékletváltozáshoz tartozó CEP változás értéke az egyes hőmérsékletek esetén, rad/°C-ban: kézzel a hőtágulás figyelembe vétele nélkül, míg pirossal pedig annak figyelembe vételével.

A kristály hőmérsékletének változtatásával előidézett törésmutató-változás módosítja a nyaláb kristályban kialakuló refrakcióját. Ez azonban elenyésző mértékben változtatja meg a nyalábutat a tárgykarban, így elhanyagolhatjuk.

6.1.2. Optikai pumpálás nélküli, hűtés változtatásával végzett mérés

Az előző részben leírt modell érvényességének tesztelésére, továbbá annak vizsgálatára, hogy milyen gyorsan reagál a fázis a hűtési viszonyok változására, valamint hogy mennyire tartható stabilan a fázis az erősítőben, a TeWaTi laborban található újabb (2013-tól működő) CPA rendszer 10-passzos erősítőjében egy kompakt, a lehető legrövidebb karhosszakkal rendelkező Michelson-interferométer került felépítésre. Az interferométert az impulzusnyújtó kimenete felől érkező 30 ps-os szélessávú, erősítetlen oszcillátor-impulzusokkal világítottam ki, mégpedig 75 MHz ismétlési frekvenciával. A becsatolt impulzusokat ekkor egy 50/50-es osztású parciális reflektor segítségével kettéosztjuk, amelyek az interferométer két karjában való terjedést követően a nyalábosztón találkozáva kicsatolódnak, s egy spektrográf bemenetén interferencia mintázatot hoznak létre (6.2. ábra). A referencia karban egy lineáris eltoló segítségével pontosan be tudtam állítani az interferencia létrehozásához szükséges impulzusok közötti késleltetést. A tárgykarban

található kristálytartón átáramló víz temperálását egy nagy teljesítményű, 1°C felbontással állítható hőmérséklet-szabályzó készülék végezte.



6.2. ábra A stacionárius modell igazolására felépített Michelson-interferométeres mérési elrendezés. KT-vel a vízhűtés csöveivel összekapcsolt, Ti:Sa kristályt tartalmazó kristálytartót, NO-val pedig az 50/50-es osztású nyalábosztót jelöltem. A kristálytartót robbantott nézetben ábrázoltam a nyalábút jobb átláthatósága érdekében.

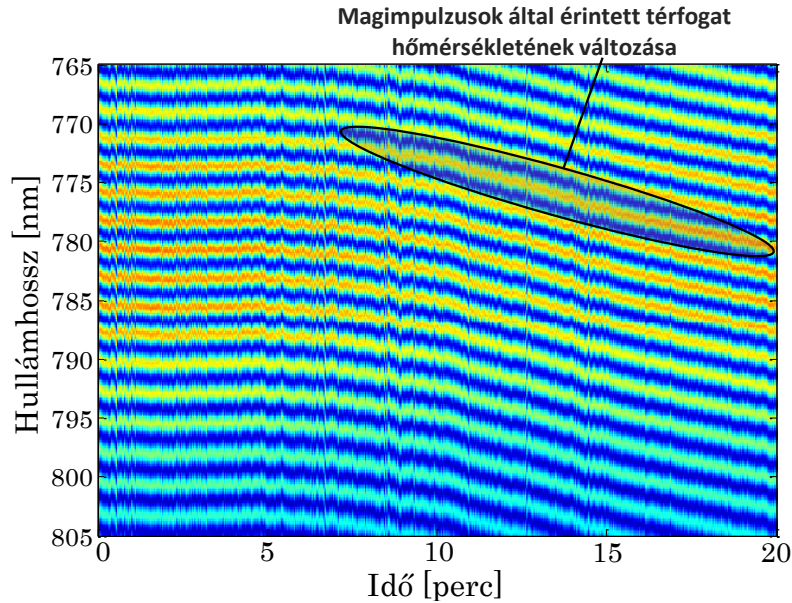
A 6.2. ábrán látható narancssárga gyűrű a kristályt körbeölelő rézházat reprezentálja, amellyel a kristály egy jó hővezető képességű, vékony fémfólián keresztül érintkezik. A réz ház olyan alumínium tömbbe van befogatva, amely belsejében hűtővíz keringetésére alkalmas üreg van kialakítva (alul és felül is). Ennek megfelelően tehát a kristályról több réteg fémén keresztül vonjuk el a pumpálás eredményeként keletkező hőt. A kristály Brewster-vágású, 5 mm-es úthosszúságú geometriával rendelkezett, amely megfelel az előző részben leírt modellben foglaltaknak. Az interferométer kimenetére egy Thorlabs CCS175/M típusú vonalas CCD detektorral rendelkező spektrométert helyeztem, amely 500-1000 nm-es spektrális érzékenysége teljesen kielégítő volt a mérés számára. Kompakt kialakítása miatt kevés helyet igényelt, így közel lehetett elhelyezni az interferométer kimenetéhez, amely így tovább növelte a mérés stabilitását.

6.1.3. Optikai pumpálás nélküli mérés eredményei

A spektrométert számítógéppel összekötve, egy Labview szoftver segítségével ms-os időbeli felbontással vettem fel az interferogramokat, valamint a temperáló készülék által áramoltatott víz hőmérsékletét is mértem a készülék kimeneténél. A hőmérsékleti és spektrális adatok mellett az időadatok is mentésre kerültek a szoftverben. A mérés ideje alatt a kísérleti elrendezés teljesen le volt fedve, illetve a robosztus és nagy stabilitású optikai asztal fölött üzemelő flow-box is ki volt kapcsolva, ezzel eliminálva a légáramlás befolyásoló hatását. A kristály hőmérsékletének közvetlen mérése az elrendezés kompakttsága miatt nem volt

lehetséges, ugyanakkor a hűtővíz hőmérsékletének méréséből közvetett módon tudtuk azt monitorozni.

Az első mérési sorozat esetén 30°C-ról 10°C-ra állítottam a temperáló készüléket, amely hatására egy viszonylag gyors hűlési folyamatot lehetett megfigyelni az interferogramokon keresztül. Ugyanezt elvégeztem fordítva is, azaz 10°C-ról 30°C-ra állítva a készüléket, a kristály melegedése által eredményezett fázisváltozást mértem ki. Az előbbi mérési folyamat esetén kapott nyers adatokból kapott képet figyelhetünk meg a 6.3. ábrán.



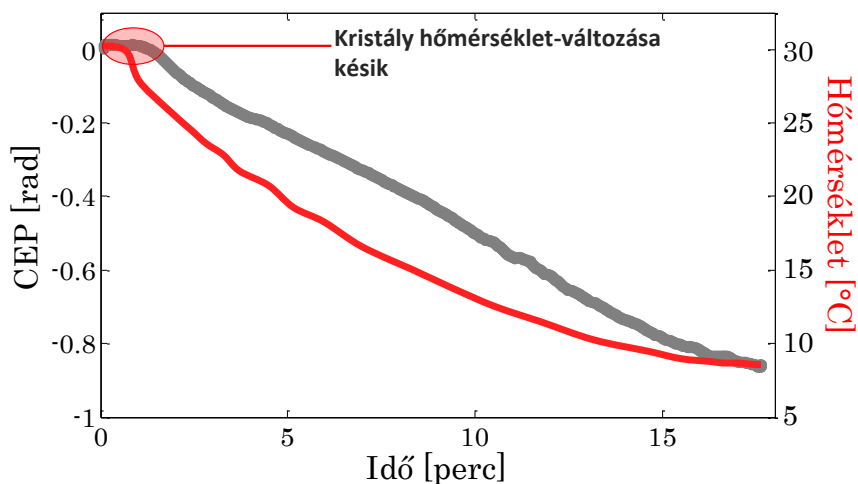
6.3. ábra Egy 30°C-ról 10°C-ra történő hűtés során készített mérés esetén kapott nyers spektrális adatok az idő függvényében. Jól megfigyelhető, hogy a hűtővíz hőmérsékletének változását a kristály időkésséssel követi.

A gyors hűtéses és melegítéses mérések kiértékeléséből kapott φ_0 és $GD \cdot \omega_0$ különbsége kiadja a CEP értékét a hűtővíz hőmérsékletének függvényében. A kiértékelés során azonban φ_0 és a $GD \cdot \omega_0$ közötti kapcsolat vizsgálata során kiderült, hogy az alkalmazott Fourier-transzformációs algoritmus szisztematikus hibája miatt némiképp eltér a várt lineáris függéstől. A pontosság javításának érdekében az eredeti (2.13.) formula helyett a következő összefüggés alkalmazásával került a CEP kiszámításra:

$$\varphi_{CEP} = \varphi_0 \left(1 - \omega_0 \cdot \frac{dGD}{d\varphi_0} \right). \quad (6.1.)$$

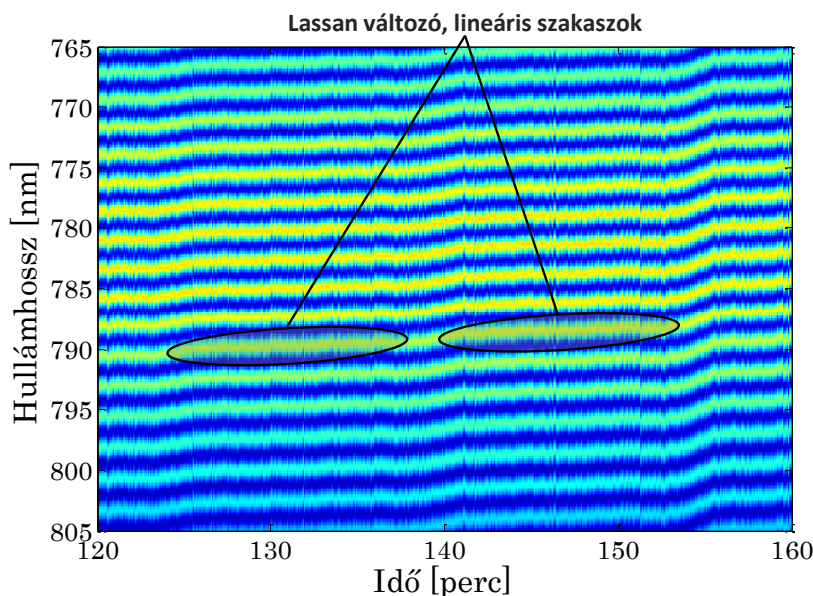
A (6.1.) kifejezésben látható $\frac{dGD}{d\varphi_0}$ tag független a kristály hosszától. Meghatározásához a kristály törésmutatójának változását, valamint a rendszerbeli (interferométer) levegő és egyéb optikai elemek $\frac{dGD}{d\varphi_0}$ járulékaitól függ. Figyelembe véve a kristály törésmutatójának hőmérsékletváltozásától, valamint a rendszerbeli levegőtől származó járulékokat, erre a tagra $-0,4367 \text{ fs}$ adódik. A rendszerre jellemző $\frac{dGD}{d\varphi_0}$ paramétert nagy pontossággal kimértem, amely

jól egyezik az elméletileg számolt értékkel. A (6.1.) formula felhasználásával a relatív CEP-változás mérésének pontosságán sikerült egy nagyságrendet javítani.



6.4. ábra Vivő-burkoló fázis (szürke) és a hűtővíz hőmérséklete (piros) az idő függvényében egy tipikus gyors hűtési mérés esetén. A kristály magimpulzusok által érintett térfogatának hőmérséklete időkéssel követi le a hűtővíz hűlését.

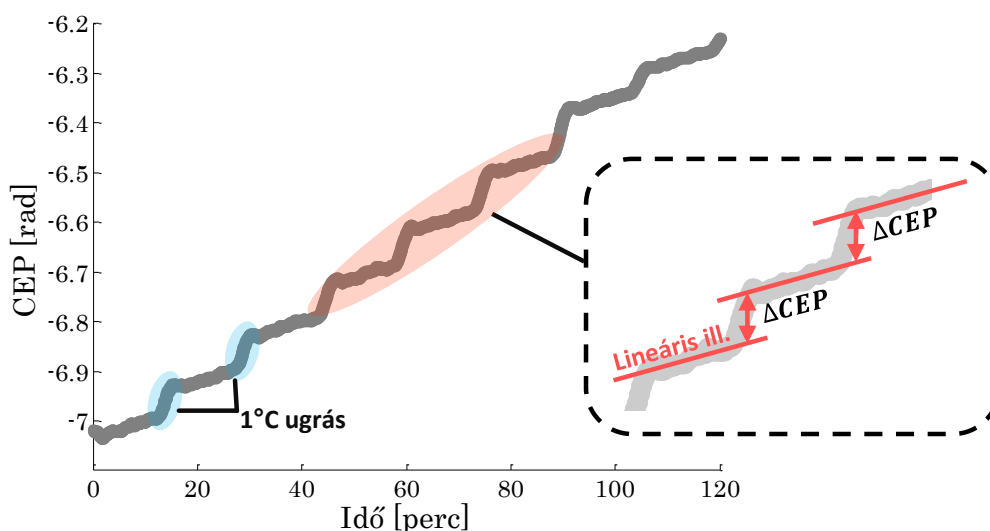
A 6.4. ábra CEP-görbéjéről jól látható, hogy a kristály hőmérsékletének változása időkéssel megy végbe a hűtővízéhez viszonyítva. Fontos továbbá, hogy ez a változás nem lineáris módon következik be, amely így a modell igazolását csak közvetett módon teszi lehetővé. Ahhoz, hogy valóban meggyőződjünk a modell helyességéről, a hűtővíz változtatása után stabilizációs szakaszokat kell beiktatni a mérésekben.



6.5. ábra Hűtővíz hőmérsékletének 15 percenkénti, időeltolással végzett mérés nyers adatsorának képe (részlet). Összesen mintegy 300 percnyi mérést végeztem a 10-30°C tartományon.

Ennek megfelelően, a hűtővíz hőmérsékletének 10 és 15 percenkénti változtatásával végzett kísérletekre is sor került ugyanazon, az előzőekkel megegyező hőmérsékleti tartományon. Az így kapott mérési eredményekben lassan változó, lineáris szakaszokat figyelhetünk meg, amelyek a kristálybeli hőmérséklet stabilizálódásának köszönhetően jelennek meg (6.5. ábra).

A 6.5. ábrán látható lassan változó szakaszok természetesen a CEP-görbében is megjelennek, amely ugyanolyan módon kapható a mérési adatokból, mint a gyors hűtéses és melegedéses mérések esetén. Érdekes azonban megvizsgálni a léptetéses mérések esetén az egyes stabilizációs szakaszok, vagyis a lassan változó, lineáris részek közötti CEP ugrások értékeit (6.6. ábra).



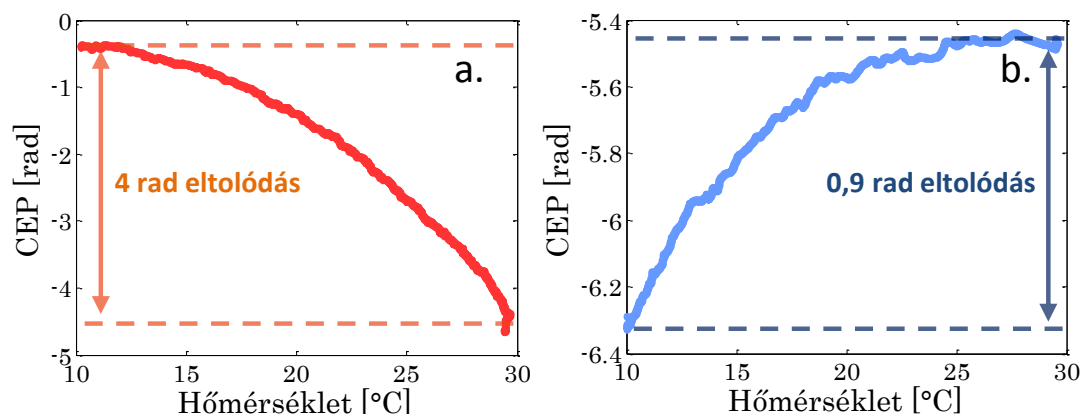
6.6. ábra 15 percenkénti hűtővíz hőmérséklet 1°C-os léptetéssel végzett mérés kiértékeléséből kapott CEP görbe felfutása időben. Az egyes lassan változó szakaszok közötti CEP eltolódásokból az ismert hőmérséklet-változáshoz tartozóan számolható a $dCEP/dT$ értéke minden léptetés esetén.

A lassan változó szakaszokra lineáris illesztést végezve, s figyelembe véve a lépcsők közötti CEP-elcsúszásokat is, kiszámoltam a lépcsők között ténylegesen létrejövő ugrásokat a CEP értékében. A gyors hűtéses és melegítéses mérési adatok esetében ugyanezt nem tudtam pontosan meghatározni, hiszen ott a kristály magimpulzusok által érintett térfogatának időkéssleltetett hűlését vagy melegedését tudtam csak monitorozni a fázison keresztül. A lépcsős mérésekből kapott $dCEP/dT$ értékek már jól egyeznek a számolásból adódó 0.11 rad/°C értékkel. Azt kaptam tehát, hogy a lépcsős mérések jól egyeznek a szimuláció során feltételezett paraméterekkel meghatározott CEP-változással, míg a gyors mérések esetén a kristály hőmérsékletváltozása miatt a fázis időbeli reakciója eltér. Ezen eltérés a kristálytartó optomechanikai elem termikus tehetetlensége miatt jön létre, amit az egyszerű stacionárius modell nem tartalmaz, s így nem is volt előre látható az alapján.

A Ti:Sa alapú erősítők egyik jellemzője, hogy az erősítés folyamata lecsökkenti az erősített impulzusok sávszélességét, amit *gain-narrowing*-nak nevezünk. Ez az effektus csökkenthető, ha az impulzusok spektrumában úgynevezett spektrális lyukat hozunk létre a Dazzler segítségével. A spektrális lyukat 793 nm-nél centrálva, optimalizált mélységgel és szélességgel hoztam létre, amely hatására az impulzusok spektruma az erősítést követően szélesebb lett a lyukgenerálás előtti értéknél. Ennek megfelelően az erősítéssel végzett mérések esetén kihasználva ezt a funkciót, sikerült a sávszélesség csökkenését mérsékelni, s így nagyobb spektrális tartományon kaptunk interferenciát az impulzusok között, némiképp pontosabb kiértékelést tett lehetővé. A 6.7. ábrán felvázolt mérési elrendezésben a Michelson-interferométeres mérés esetén is alkalmazott 5 mm-es úthosszú Ti:Sa kristályt használtam, ugyanakkor most csak egyszer haladtak át rajta a minta impulzusok. Fontos továbbá, hogy a kristálytartó is ugyanaz maradt, amely így ugyanazon hatással volt a mérésekre, mint a 6.1.2. részben leírt mérés esetén.

6.2.2. Pumpálás mellett kapott mérési eredmények a 10-passzos erősítőben

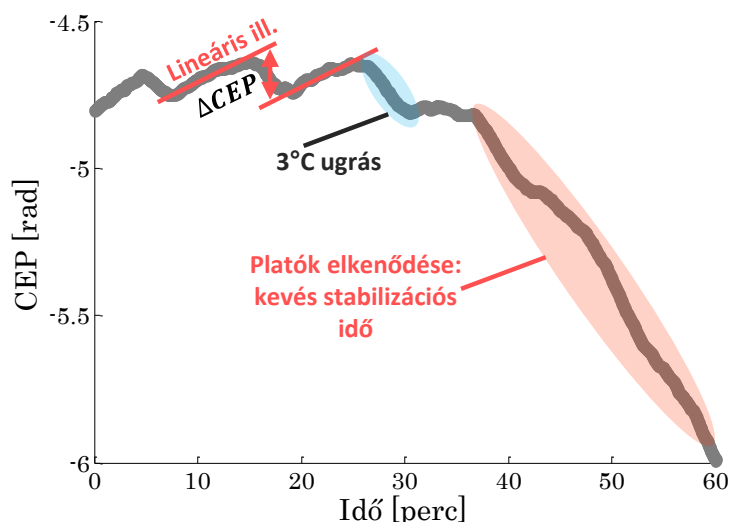
Hasonlóan a Michelson-interferométerrel végzett mérésekhez, a pumpált Ti:Sa kristállyal kialakított tárgykarú Mach-Zehnder interferométerrel is készültek gyors hűtéses és melegítéses, illetve léptetéses mérések. Az első méréseket a rendszer jelenlegi legmagasabb operációs ismétlési frekvenciáján, 200 Hz-en végeztem. Ennek két oka is volt: az erősítő rendszer stabilitása 200 Hz-en optimális a mérések elvégzéséhez, másrészt pedig a kristály pumpálásából származó hőterhelés ekkor a legnagyobb a használható frekvenciák közül. Ez utóbbi azért érdekes, mert nagyobb hőmérsékleti változások esetén az alacsonyabb frekvenciákon nem látható jelenségek is megmutatkoznak.



6.8. ábra Gyors melegedéses és hűtéses mérésekből kapott CEP görbék a hőmérséklet függvényében. **a.** A CEP változása a hűtővíz hőmérsékletének függvényében a kristály melegedése (10°C – 30°C) esetén. **b.** A CEP változása a kristály hűtése esetén (30°C – 10°C).

A 6.8. ábrák alapján elmondható, hogy a teljes eltolódás a két esetben különböző, ami annak köszönhető, hogy a hűtővizet a temperáló készülék gyorsabban hűti, mint melegíti, s így a kristály a hűtés esetén kevésbé tudja időben lekövetni a hűtővíz hőmérsékletének változását. A gyors hűtővíz hőmérséklet-változtatással végzett mérésekből kiderült tehát, hogy a CEP egységnyi hőmérsékletre eső változásának meghatározásához ismét stabilizációs szakaszokat kell beiktatni a hőmérséklet-változtatások közé.

A hűtővíz hőmérsékletének 3°C -onkénti, 10 perc időeltolással végzett léptetésével már elérhető, hogy a fázis hőmérséklettel való változása jóval kevésbé tartalmazza a gyors mérések esetén látható exponenciális jelleget, azaz a kristály és a kristálytartó hőmérsékleti tehetetlenségét. Ennek megfelelően, többször is végeztem méréseket mind hűtési, mind melegedési szakaszokon a fent említett léptetéssel. Az 6.9. ábrán jól látható, hogy a 10 perces időablak pumpálás mellett még nem elegendő ahhoz, hogy a CEP stabilizálódni tudjon, azaz még ekkor is jelentős csúszás lép fel a fázisban. Mindazonáltal, már ekkor is tudtam a lépcsők közötti ugrásokból közelítő értékeket számolni a CEP változására vonatkozóan.



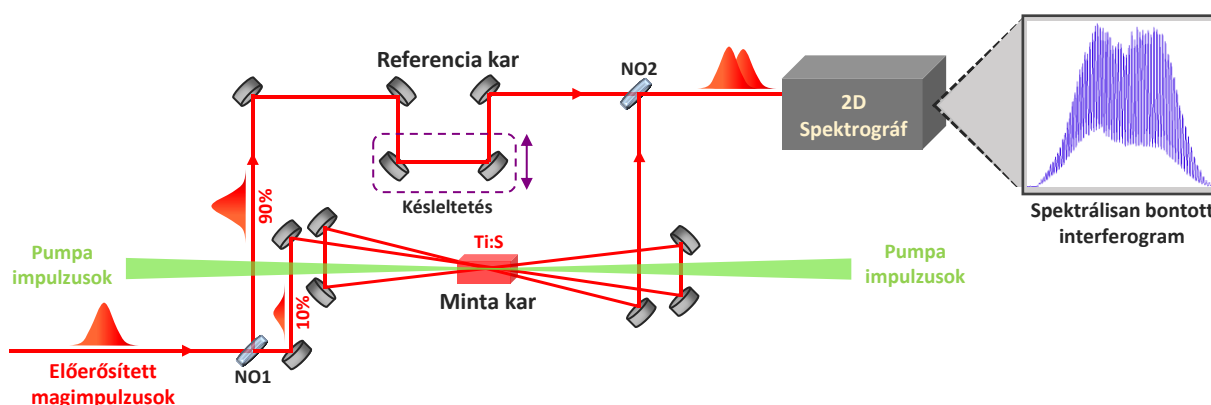
6.9. ábra A 10-passzos erősítő 9. és 10. passza közötti, 200 Hz-es ismétlési frekvenciájú mérés kiértékeléséből kapott CEP görbe az idő függvényében. A mérés során 3°C -os ugrásokat hoztam létre a hűtővíz hőmérsékletében 10 perces időbeli eltolásokkal. A görbe második szakaszán a platók jóval kevésbé vehetők ki, ami egyrészt a rövid stabilizációs időnek, másrészt a temperáló készülék hatékonyságbeli változásának köszönhető.

Az 6.9. ábrán láthatóhoz hasonló görbéket szolgáltató, pumpálás mellett végzett más léptetési mérések esetén is elvégeztem a platók közötti CEP-eltolódások 1°C -ra vonatkozó értékének kiszámítását a kiértékelhető szakaszok mentén. A lehető legpontosabb eredmények eléréséhez óránkénti 5°C -os ugrásokkal is végeztem mérést, amely esetén a léptetés előtti szakaszon már csak 0.2 rad elcsúszás volt megfigyelhető a CEP-ben félórás szakaszon. Mindezekből azt kaptam, hogy a stacionárius szimulációból 5 mm-es kristályhosszra kapható átlagos $0,0537 \text{ rad}/^{\circ}\text{C}$ -os értéket a pumpálás mellett végzett mérések is visszaadják: az egyes mérésekből átlagosan $0,0535 \text{ rad}/^{\circ}\text{C}$ adódott. Ennek megfelelően a pumával és pumpa nélkül

végzett mérések esetén a kristály által eredményezett CEP-elcsúszás egységnyi hőmérsékletre vonatkoztatott értéke közel azonos. A pumpaimpulzusok hő- és egyéb hatásainak vizsgálata során tehát azt kaptam, hogy azok kristálybeli hőterheléséből származó törésmutató-változáson túl nem fejtenek ki egyéb hatást a CEP-re vonatkozóan kísérletileg is kimutatható mértékben.

6.2.3. Pumpálással végzett mérések 3-passzos erősítőben

A fázisstabilitás lézerparaméterektől való függésének méréseit az 5.1. részben leírt CPA rendszer frontend-jének felhasználásával végeztem. A rendszer erősítőjének kimenetét egy Mach-Zehnder interferométerbe csatoltam be, amelynek tárgykarjában egy 3-passzos Ti:Sa erősítőt építettem fel. Az erősítő építésével, annak működésével kapcsolatban OTDK dolgozatomban [18] részletesen is kitértem. Közvetlenül a pumpalézer kimenete után egy félhullám-lemez és egy polarizációs nyalábosztó kocka került elhelyezésre, amely kettéosztja a pumpanyalábot. A pumpanyaláb ennek megfelelően a két erősítő fokozat között oszlik meg. Az egyes erősítő fokozatokba jutó pumpaimpulzusok energiáját a pumpalézer tápegységén található interfészen kívül közvetlenül a nyalábosztó kocka előtt elhelyezett $\lambda/2$ -es lemez forgatásával is tudtam állítani. Az interferométer kimenetén egy 2-dimenziós leképező spektrográfot (CE Optics CEO-800-V) helyeztem el (6.10. ábra), amely optimális volt a mérések elvégzéséhez spektrális érzékenységének és felbontásának köszönhetően. A spektrográf által szolgáltatott, spektrálisan és térben bontott interferogramok a térbeli tengely mentén kiátlagolásra kerültek. Lényegében tehát a spektrográfot SRI üzemmódban használtam.



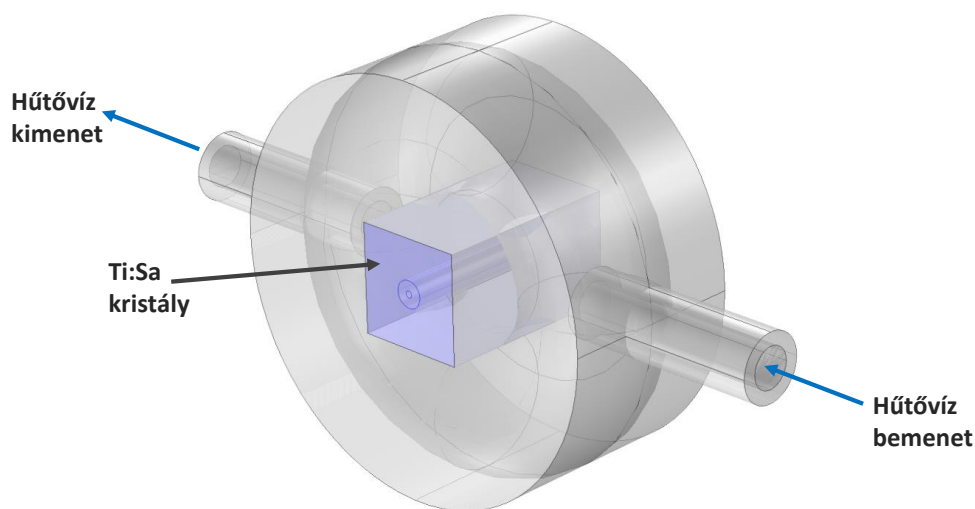
6.10. ábra Teljes kísérleti elrendezés a CEP 3-passzos Ti:Sa erősítőbeli zajának mérésére. A mintakarbéli kristály szintén hűtővizes keringetésre alkalmas tartóban lett elhelyezve. NO1 90/10-es, NO2 pedig 50/50-es osztású nyalábosztókat jelöl.

Az interferométer kimenetén azonos nagyságrendű energiával rendelkező impulzusok léptek ki, köszönhetően annak, hogy a bemeneti nyalábosztóval csak a teljes input 10%-át engedtem

be a 3-passzos erősítőbe. Az interferogramok kiértékelését ebben az esetben is a Fourier-transzformációs módszerrel végeztem el.

6.2.4. Kristály hűtésének hatása a 3-passzos erősítőben

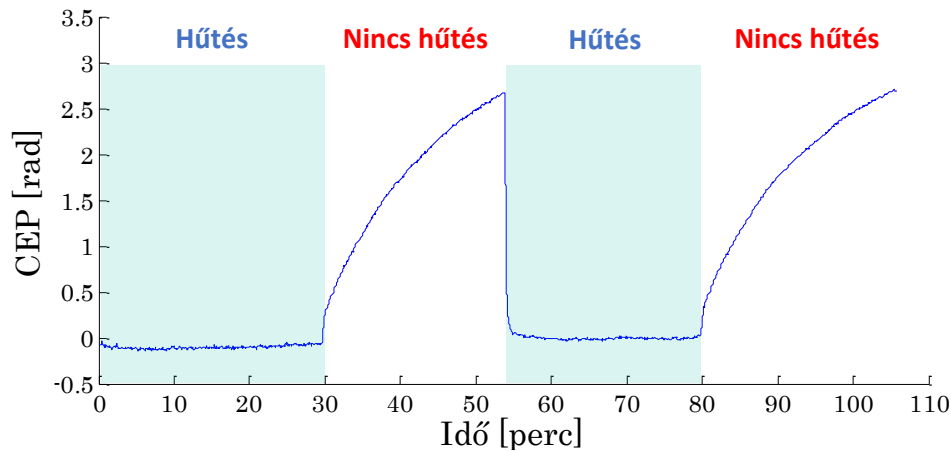
A hárompasszos erősítőben használt Ti:Sa kristály különbözik az előző részekben említettől, mégpedig: 8 mm-es alapélekkel és 14 mm-es oldalélel rendelkező téglatest geometriájú, merőleges vágású kristályról van szó, amely elülső és hátsó lapján 532 és 800 nm-re antireflexiós bevonat található. A kristály a 14 mm-es kristálybeli geometriai úthossznak megfelelően a stacionárius szimuláció alapján 0.1503 rad CEP-változást eredményez fokenként egy passzra vonatkozólag. Mielőtt a CEP zajának mérését elvégeztem volna, a CEP elcsúszásának kristálybeli hőmérséklettől való függését vizsgáltam meg. Ez a 10 passzos előerősítőben utolsó két passzával végzett mérések során kapottak egyfajta kontroll mérését jelentette. Az előerősítőben található kristály hűtése a nagyobb pumpaenergia miatt a termikus lencse effektus hatásának csökkentését is szolgálta, így abban a hűtés kikapcsolása nagyobb nyalábút eltolódásokat eredményezett volna. Ugyanakkor a hárompasszos erősítő külön hűtési ágon került bekötésre, így abban tesztelésre kerülhetett a hűtés be-, majd kikapcsolásának hatása a CEP csúszására. Jelen kristály tartója a másiktól különböző kialakítású volt: a kristály olyan rézfoglalatban volt rögzítve, amelyben az közvetlenül a hűtővízzel érintkezik a palást minden lapja mentén. Ennek megfelelően a kristály és a hűtőközeg között nincs többretegnyi fém elhelyezve, s így a pumpálás eredményeként keletkező hő elvonása hatékonyabb.



6.11. ábra Ti:Sa kristály rézházás befogatása a hűtővíz be-és kivezetési csonkokkal. A kristály gumitömítésekkel, a palásthöz képest kicsiny felületen érintkezik a rézházzal, a palást nagy részén át közvetlenül a víznek adja le a hőt. A kristály centrumában a pumpálási térfogatot tüntettem fel.

A vízűtés ki- és bekapcsolásának hatása természetesen nagyenergiájú pumpálás esetén a legszembetűnőbb. Egy közel 8 mJ energiájú impulzusokkal pumpált kristályban végzett mérés

eredményei figyelhetők meg a 6.12. ábrán. Érdekes volt megvizsgálni ezen erősítő esetén is a hűtővíz hőmérsékletének időeltolódásos léptetésével a CEP eltolódását időben, mivel több passz hatásáról van szó, valamint más kristályparaméterekről.

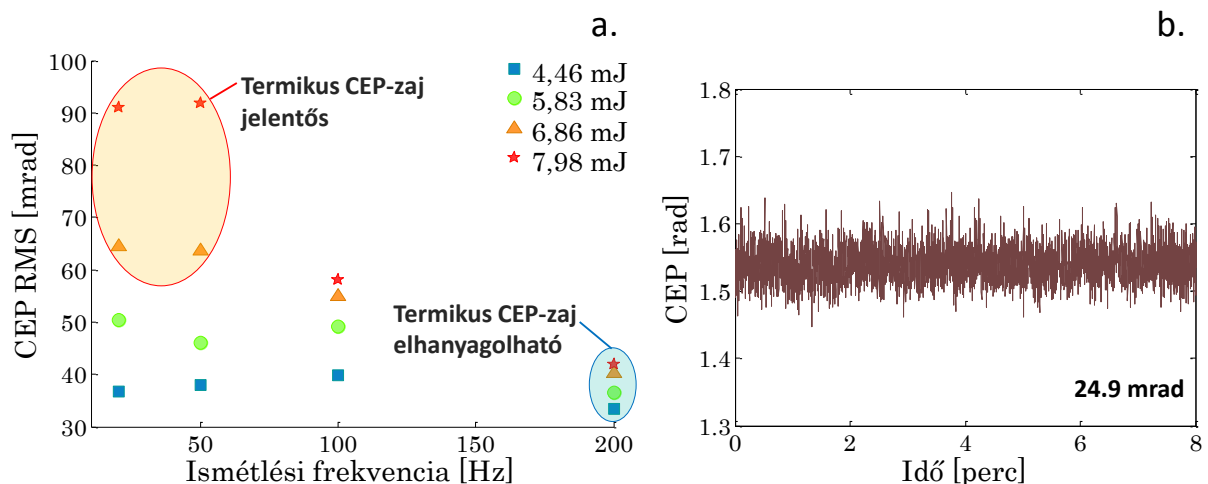


6.12. ábra A hűtés ki- és bekapcsolásának hatása a CEP értékére a hárompasszos Ti:Sa erősítőben, 200 Hz-es ismétlési frekvencia, 8 mJ pumpaenergia és 13-as értékű erősítés esetén. A CEP értéke a hűtés esetén egy tized radiánnál kisebb mértékben csúszik el 30 percen belül, míg azt kikapcsolva közel három radiánt ugyanennyi idő alatt.

Alacsony (< 2 mJ) pumpaenergia melletti erősítésnél és 20 Hz-es ismétlési frekvencia esetén 10 percenként változtatva a hűtővíz hőmérsékletét a korábbi lépcsős méréseknél kapottakhoz hasonló görbét nyertem. Kiértékelve a CEP-ugrásokat, $0,1486 \text{ rad}/^\circ\text{C}$ átlagos $d\text{CEP}/dT$ érték adódott passzonként, azaz a mérési eredmények ezen esetben is jól visszaadják a stacionárius modell eredményeit.

6.2.5. CEP-zaj a 3-passzos erősítőben

A hárompasszos erősítőben kialakuló CEP-zaj mérését több lézerparaméter függvényében is elvégeztem: változtattam a pumpaimpulzusok energiáját, valamint a pumpa- és a magimpulzusok ismétlési frekvenciáját.

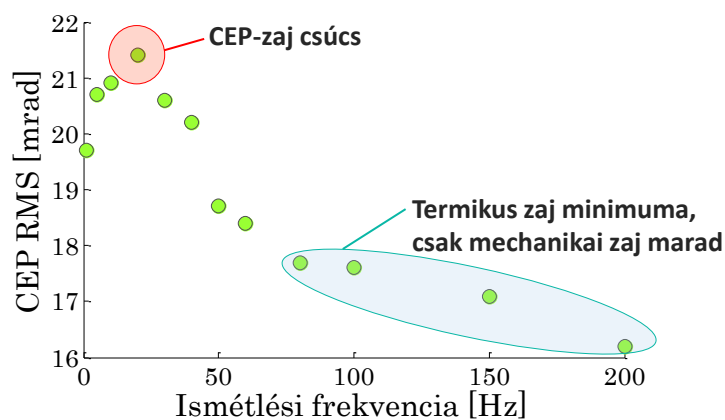


6.13. ábra a. CEP-zaj a pumpaimpulzusok energiája és az ismétlési frekvencia függvényében három passzra. Az ábrán látható CEP értékek már kizárólag a stabilitás vizsgálatára optimalizált mérésekből származnak, amelyek során a kristály hűtése végig aktív volt. **b.** A mérési elrendezés alapzaja, azaz detektálási limitje.

A mérés detektálási limitjének meghatározásához a Mach-Zehnder interferométer belsejében (kimeneténél) egy kompakt Michelson-interferométer került felépítésre, amely a lehető legrövidebb karhosszakkal operált. Így képes voltam kimérni a Mach-Zehnder interferométer mechanikai rezgésekből, levegőmozgásból, valamint a kiértékelésből származó alapzaj értékét, amely alatt már nem vagyunk képesek mérni a CEP zaját. Erre az alapzajra 25 mrad adódott (6.13. b. ábra). A CEP-zaj pumpaenergiától és ismétlési frekvenciától való függésére a 6.13. a. ábrán láthatóakat kaptam. A 6.13. a. ábrán megfigyelhető tendencia szerint a zaj egyértelműen nő az ismétlési frekvencia csökkenésével. A pumpaimpulzusok energiájának növelése a magasabb ismétlési frekvenciák esetén kevésbé jelentős, addig az alacsonyabb frekvenciák felé egyre számottevőbb zajnövekményt eredményez. Azaz a CEP-zaj termikus eredetű része csupán alacsonyabb frekvenciák (1-20 Hz) esetén jelenik meg kísérletileg is kimutatható mértékben, míg a magasabb frekvenciák esetén a zaj gyakorlatilag teljes egészében a mechanikai vibrációkból származik.

6.2.6. CEP-zaj a 10-passzos erősítő 10. passzában

Ellenőrzésképpen a 6.7. ábrán vázolt kísérleti elrendezéssel szintén mérést végeztem az abban lévő kristály, s így az erősítő által eredményezett CEP-zajra vonatkozóan az ismétlési frekvencia függvényében az erősítő 10. passzában. Ebben az esetben a pumpaenergiát nem változtattam, mivel azt az erősítő működésének stabilan tartása nem engedte meg. Az 5 mm úthosszú kristály 20 mJ energiájú impulzusokkal volt megpumpálva. A 3-passzos erősítővel végzett mérés során a pumpaenergiát és az ismétlési frekvenciát is változtattam, most azonban csupán az ismétlési frekvencia szerint végeztem szkennelést. Jelen mérés esetén megnőveltem a frekvenciabeli mérési pontok számát a jobb frekvenciafüggés felbontása érdekében (6.14. ábra).



6.14. ábra CEP-zaj a 10-passzos erősítő 10. passzában. 20 Hz ismétlési frekvenciánál csúcs figyelhető meg, amely nem volt előre jelezhető.

A 6.14. ábrán láthatóan 20 Hz ismétlési frekvenciánál egy csúcsot kaptam, amely a 3-passzos erősítővel végzett mérés során nem mutatkozott meg. A korábbi mérések esetén ugyanis a frekvencia szerinti mérési pontok által szolgáltatott felbontás kisebb volt a 6.14. ábrán vázolt eredményekhez képest. A CEP-zaj frekvenciafüggése visszaadja a 3-passzos erősítőben mért tendenciát, azaz a magasabb frekvenciák felé a zaj konvergál egy minimumhoz, amely a mechanikai rezgésekből származó zaj értéke.

6.3. Véges-elem modellezéssel kapott eredmények

6.3.1. Impulzus üzemű pumpálás szimulációja

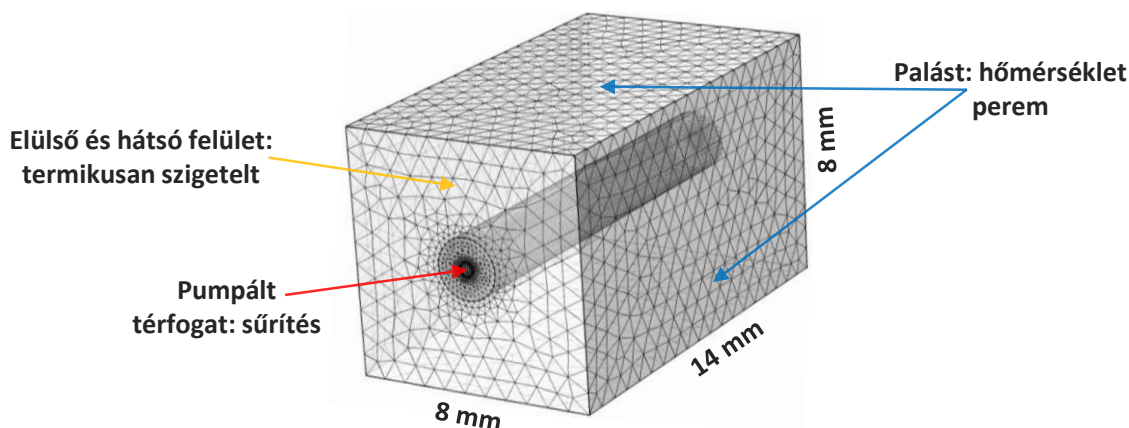
Az előző fejezet végén a 6.13. és 6.14. ábrán vázolt eredmények alapján egyértelműen körvonalazódott, hogy a CEP-zaj az ismétlési frekvencia növelésével csökken adott pumpaenergia mellett. Ezt a frekvenciafüggést a pumpaimpulzusok hőterhelésének időbeli vizsgálatával lehet megérteni.

Ti:Sa alapú erősítőkben impulzus alapú pumpalézerek (*Nd:YAG* vagy *Nd:YLF lézerek*) segítségével hozzák létre a kristályban az erősítéshez szükséges tárolt energiát. A kristály a pumpaimpulzusok abszorpciójával nyert energia egy részét hőként disszipálja, amely hatására termikus lencse alakulhat ki, illetve az erősítendő impulzusok fázisa is változik. Ismétlési frekvenciától függően, az erősítő bizonyos idejű működése után a kristály hőmérséklete beáll egy stacionárius állapotba, ugyanakkor marad rajta az ismétlési frekvenciától függően bizonyos mértékű hőmérsékleti zaj is. Ezen hőmérsékleti zaj által okozott fáziszaj, illetve a fázisváltozás értékének szimulációjára véges-elem módszerrel egy numerikus modellt építettem fel. A modellezést a probléma komplexitása miatt a Comsol Multiphysics szoftverben végeztem el.

Elsőként a probléma fizikáját kell definiálnunk a szoftverben: 3D modellről van szó, amelyet a „Heat Transfer in Solids” (hő transzfer szilárdtestekben) fizikával töltünk fel. Meg kell adnunk továbbá, hogy időfüggő, vagy stacionárius tanulmányt kívánunk végezni. Mivel jelen esetben a pumpálás impulzus alapú, s a kristályban rendkívül rövid idők alatt lejátszódó termikus folyamatokra vagyunk kíváncsiak, természetesen az időfüggő (tranziens) esetet választjuk. Ezt követően meg kell adnunk azokat a paramétereket, amelyek a rendszer időfejlődésére, valamint a későbbiekben definiálandó hőforrásra vonatkoznak. Ilyenek a pumpaimpulzusok időbeli lefutásai, azok térbeli intenzitás-eloszlása (Gauss-nyaláb), illetve az impulzusok energiája.

A paraméterek inicializálását követően definiálnunk kell a rendszerünk geometriáját, amit a szoftveren belüli geometriai tervező modullal is megtehetünk. A korábbiakban leírtak szerint a CEP zajának mérése során egy 8 mm alapélekkkel, és 14 mm magassággal rendelkező téglatest alakú Ti:Sa kristályt használtam fel az erősítőben, így ezt definiáltam a szoftverben is (6.15. ábra). A felvett téglatesten belül definiáltam még egy 1 mm sugarú és 14 mm magasságú hengert is. Ezen henger a későbbiek során a pumpálási térfogat durva közelítését fogja jelenteni. Erre azért volt szükség, hogy a megoldó algoritmus számára definiálandó

úgynevezett *mesh*-t (háló) a kijelölt térfogatban sűríteni tudjam, ugyanis a megfelelő pontosság eléréséhez ez elengedhetetlennek bizonyult.



6.15. ábra Geometria a mesh kialakításával, amelyen jól látható a pumpálási térfogatban való sűrítés (azaz a háló elemeinek ezen térfogatbeli méretbeli csökkentése).

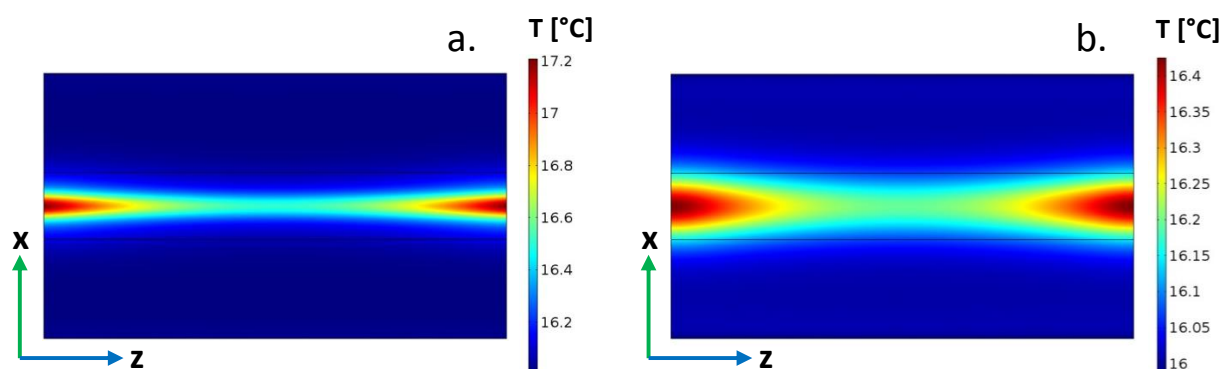
A pumpálási térfogaton kívül még a hűtési határfelületeken is besűrítettem a hálót a minél pontosabb megoldás érdekében.

A geometriához társítanunk kell anyagot is, amely fizikai tulajdonságait magunk is megadhatjuk, vagy a szoftverben megtalálható anyagok listájából is kiválaszthatjuk. A beépített anyagok közül Al_2O_3 polikristályos zafír néven található meg a Ti:Sa kristály hordozó anyaga, amely fizikai paraméterei megegyeznek az általam keresettel. A geometriát kitöltő anyag definíciója után hozzákezdhettem a szilárd anyagokra vonatkozó hő transzfer modellezésének. A rendszer hőforrásaként a pumpaimpulzusokat kellett szimulálnom: x és y irányban is alaphelyzetben 0.25 mm nyálábnyakú gaussi nyálábként definiáltam a pumpát. A zaj mérése során beállított kísérleti paramétereknek megfelelően a pumpaenergiát 4 mJ-tól 8 mJ-ig változtattam. A pumpanyalábot olyan impulzusok sorozataként adtam meg, amelyeket gaussos burkolójú, 150 ns félértékszélességet leíró analitikus függvénnyel definiáltam. Mindezt kétoldali pumpálásra vonatkozóan adtam meg, ahogyan az a kísérletben is történt: a pumpaimpulzusok csúcsintenzitását kettéosztottam a kristály két felületére vonatkozóan. A kísérletben használt pumpalézer impulzusenergia stabilitása a korábbi mérések szerint 0,2% RMS értékű, amelyet a modellben úgy vettem figyelembe, hogy az intenzitás függvényt megszoroztam egy beépített random függvénnyel, amely az említett RMS értéket szolgáltatta. Ez azt jelentette, hogy az impulzusok maximuma 0,2% RMS ingadozást mutatott a modellben. Még egy fontos zavarforrást említenék meg, ez pedig a hűtővíz hőmérsékletének ingadozása. Ezt is egy random függvénnyel vettem figyelembe, mégpedig 0,0035 standard deviációval, amely $\pm 0,5$ °C körüli átlagos hőmérséklet-ingadozást jelentett. A rézfoglalatot a kristály körül az egyszerűség kedvéért nem vettem bele a modellbe, ugyanis az a szimulációt nem befolyásolná jelentékeny módon.

A probléma megoldásához definiálnunk kell a geometria különböző részeire jellemző peremfeltételeket is. A kristály pumpált, első és hátsó lapjait termikusan szigeteltnek vettem fel, mivel azok levegővel érintkeztek, amely jó szigetelőnek számít. A valóságban vízzel érintkező négy lapot (palást) hőmérsékleti peremként adtam meg, amely jó közelítést jelent a valóságra nézve. Ezen perem hőmérsékletét 16°C -nak adtam meg, valamint megszoroztam a fentebb említett $0,0035^{\circ}\text{C}$ standard deviációjú random függvényvel, szimulálva ezáltal a hűtővíz hőmérsékletének ingadozását. A kezdeti hőmérsékletet a teljes modell keretében 16°C -ra állítottam be.

6.3.2. A kristály hőmérséklet-eloszlásának időbeli alakulása

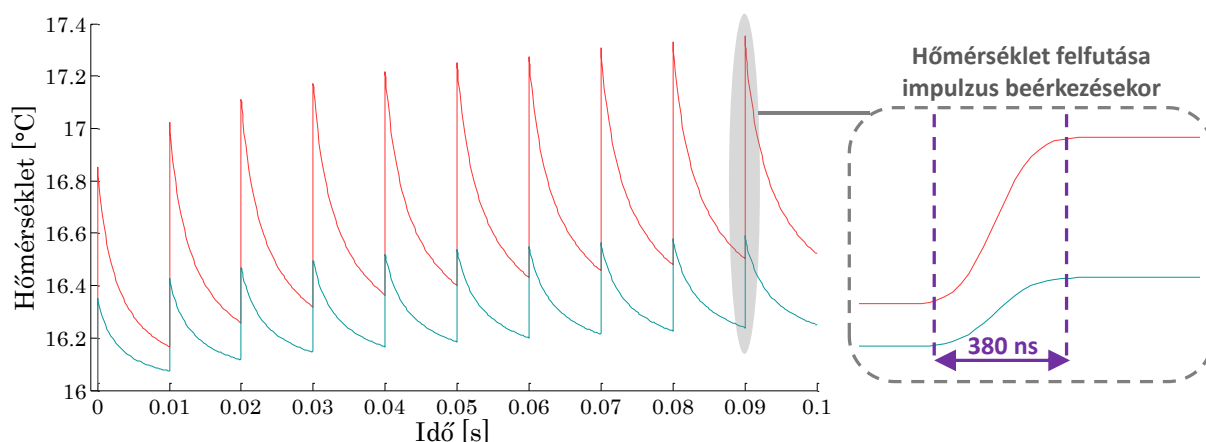
A különböző ismétlési frekvenciákra, de azonos pumpaimpulzus energiára készített szimulációk közös pontja a kristályban kialakuló termikus profil volt. Ez nyilván abból következik, hogy a pumpálás szimmetrikus, mind irányát, mind pedig a gaussos karakterisztikát tekintve. A kitüntetett ismétlési frekvenciák a méréshez kapcsolódóan a 20, 50, 100 és 200 Hz voltak. Egy tipikus hőmérséklet profil látható a következő ábrán 100 Hz ismétlési frekvencia esetére.



6.16. ábra a. A hőmérséklet eloszlása a Ti:Sa kristályban 100 Hz ismétlési frekvencia esetén 5 pumpaimpulzus után, pontosan a hőmérsékleti csúcsnál (az impulzus elejétől számított 380 ns után). **b.** Ugyanezen paraméterek mellett a hőmérséklet eloszlása az ötödik impulzus után, éppen a hatodik impulzus beérkezése előtt (50 ns-mal a következő pumpaimpulzus előtt).

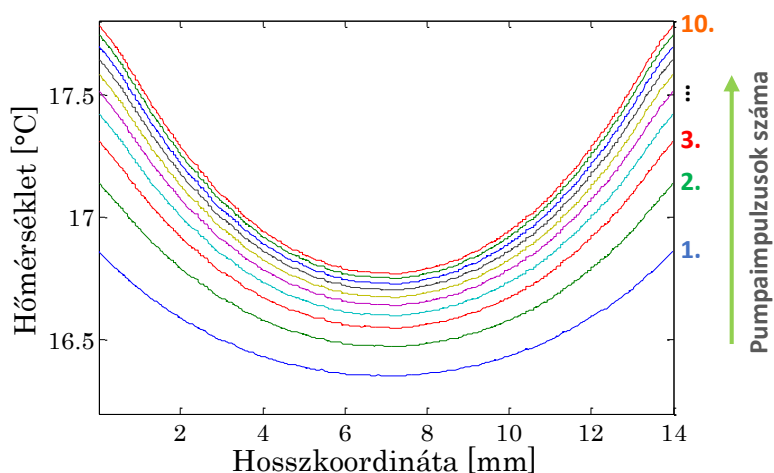
Az ismétlési frekvencia növelésével a 6.16. b. ábrán látható lecsengő hőmérsékletprofil egyre kevésbé jellemző, ugyanis a két egymást követő impulzus közötti időablak egyre kisebbé válik, így a pumpált térfogatból kevésbé tud a felhalmozódott hő kijutni. A pumpaimpulzusok hatásának jobb időbeli megértéséhez tekintsük a 6.17. ábrán látható hőmérsékletgörbét. Belátható, hogy növelve az ismétlési frekvenciát, a pumpált térfogatbeli hőmérséklet beállásának ideje egyre nő, köszönhetően az egyre inkább megnövekedő hő terhelésnek. A 6.16. ábrán láthatóakhoz hasonlóan tetszőleges számú impulzusra ki tudtam számítani a kristályban kialakuló hőmérséklet-eloszlást. Az ismétlési frekvencia növekedésével az egymást követő pumpaimpulzusok között eltelt idők egyre csökkennek, amely az impulzusok

utáni lehülési szakaszok rövidülését jelenti. Ennek eredményeként az impulzusok közötti lehülési szakaszok különbségei egyre inkább kisebbek lesznek.



6.17. ábra A kristály adott pontjainak hőmérséklete az idő függvényében az első tíz pumpaimpulzus idejéig ábrázolva 100 Hz ismétlési frekvencia esetén. Türkizzel a kristály hosszának felénél, a pumpanyaláb centrumában, pirossal pedig a kristály elülső (pumpált) felületén, a középpontban felvett pontok hőmérsékletgörbéit jelöltem. Az ábra jobb oldalán egy impulzus által eredményezett hőmérsékleti felfutás látható, amit 10 ns-os felbontással számoltam ki. A felfutás során a hőmérséklet maximumát az impulzus beérkezése után 380 ns-nál éri el.

A magimpulzusokra vonatkozóan ideális erősítési körülmények között feltesszük, hogy a pumpálás által érintett, centrális zónán haladnak keresztül az pumpaimpulzus események során. A hőmérsékleti csúcsoknál véve a hőmérséklet eloszlását az alábbi ábrán látható görbéket kaptam a kristály tengelye mentén.



6.18. ábra Hőmérséklet profilok a kristály hosszkoordinátájának függvényében a pumpaimpulzusok (10 impulzus) beérkezését követően a hőmérsékleti csúcsoknál, tehát az 6.17. ábra jobb oldalán látható felfutás maximumainál, 100 Hz ismétlési frekvencia esetén.

Miután a modell háromdimenziós, a kristályban felvett bármely nyalábút esetére ki tudom nyerni a modellből az adott út mentén kialakult hőmérséklet profilt. A hőmérsékleti adatok ismeretében a spektrális fázis számolásához a korábbi, stacionárius modell alapját képező törésmutató függvényt használtam fel.

6.3.3. Spektrális fázis- és CEP változásának számolása a kristályban

A 6.1.1. részben leírtak szerint, a numerikus modellezéssel kapott hőmérséklet profilok felhasználásával a hőmérsékletfüggő törésmutató lehetőséget nyújt a kristály törésmutató „térképének” számolásához. Azaz ismerve a hőmérsékletet a kristály minden pontjában, ismerjük a törésmutató pontonkénti értékeit is tetszőleges hullámhosszra. A profilokat numerikusan kiintegrálva a (2.5.) kifejezésnek megfelelően, minden impulzus esemény idejére megkaptam a spektrális fázistolás értékét. A fázisokból végül számolni lehet a φ_0 és a $GD\omega_0$ értékét, s ezekből pedig a CEP változását kapjuk minden impulzus eseményre vonatkozóan. Az így nyert CEP-görbe egyrészt a fázis csúszását mutatja meg, másrészt pedig annak zaját is megfigyelhetjük. A zaj számolásához a csúszástól meg kell szabadulnunk. A görbére, annak alakjától függően másod-, vagy harmadrendű görbét illesztve (beállt hőmérséklet esetében lineáris), majd ezt kivonva az eredetiből, a végső görbe standard deviációját kiszámolva a CEP-zaját kapjuk. Ezzel tehát a bejövő pumpaimpulzusok által eredményezett hőmérsékleti csúcsoknál feltételezett magimpulzus áthaladásokra nyertem a CEP értékeit.

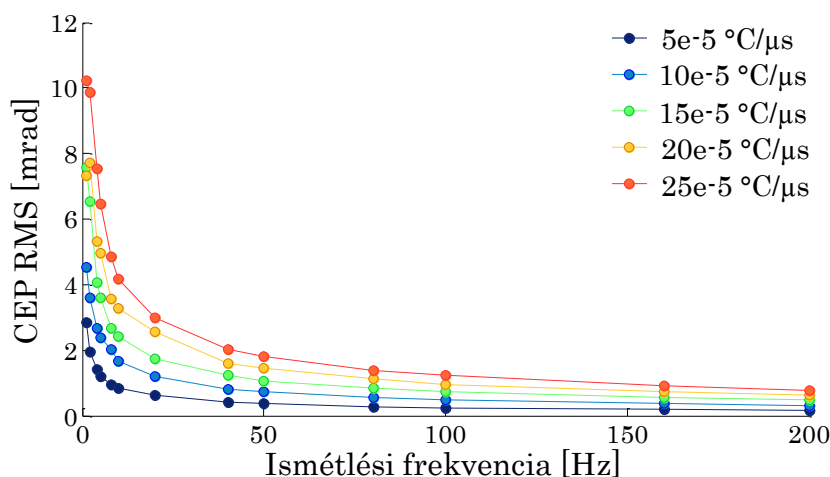
6.3.4. Egy impulzusos szimulációkon alapuló egyszerűsített modell

A 6.3.3. részben leírt módszer elvégzéséhez rendkívül nagy számítási kapacitás szükséges, amely révén a számolások elvégzése több számítógép együttes igénybe vételével is hosszú időt ölel fel. Éppen ezért egy egyszerűsített modell irányába mozdultam el, amely a véges-elem modellezés csupán egy pumpaimpulzusra való lefuttatásával kapott hőmérsékleti adataira épül.

Az egyszerűsített modell lényege a következően foglalható össze. Elsőként véges-elem modellezést végzek a kristály kétoldalú pumpálását egyetlen impulzus esetére, különböző nyaláb és impulzusparaméterekre vonatkozóan. A kívánt paraméterekkel meghatározott hőmérsékleti lecsengés görbéjére $a \cdot \exp(-bx) + c$ alakú exponenciális függvényt illeszttek. Ezt követően egy egyszerű algoritmus segítségével leszimulálom a Newton-féle lehűlés differenciális viselkedését. Az algoritmusban a véges-elem modellben kapott, egy impulzus által eredményezett hőmérsékleti csúcserőérték adom meg, amely minden impulzus maximális hőterhelését fogja adni. Majd az illesztéssel kapott paraméterek közül az exponensben szereplő b értéket, mint az adott lecsengésre jellemző hűlési együtthatót adom meg. Az algoritmussal így a kristály egy pontjának hőmérsékleti változását kapom az idő függvényében. A kristály alaphőmérsékletét a szokásos hűtővíz hőmérsékletnek, azaz 16°C -nak definiáltam, amit még egy random függvénnyel is megszoroztam, szimulálva az időben

megjelenő hőmérséklet-ingadozásokat. Az egyszerűsítésnek köszönhetően, akár több ezer impulzusra is le tudtam futtatni a szimulációt tetszőleges ismétlési frekvenciákra, amely korábban nem lett volna lehetséges a nagy számítási igény miatt. Az impulzus események időpillanataiban keletkező maximumokat, azaz a hőmérséklet csúcsokat kimentve egy vektorba, annak differenciális standard deviációját számoltam ki a megadott ismétlési frekvenciákra. Fontos, hogy minden ismétlési frekvencia esetén ki kell vágnunk a csúcsokból adódó görbéből a melegedési szakaszt, ugyanis az legalább egy nagyságrenddel megnöveli a hőmérsékleti zaj értékét. Számunkra ugyanis a közel egyensúlyi állapotban lévő hőmérsékleti zaj érdekes, mivel az erősítő működésében is a stabil szakaszon mérjük a fáziszajt. Végül a hőmérsékleti zajból az adott kristályhosszra jellemző $d\text{CEP}/dT$ értékkel kiszámítható a CEP zaja minden megadott ismétlési frekvenciára.

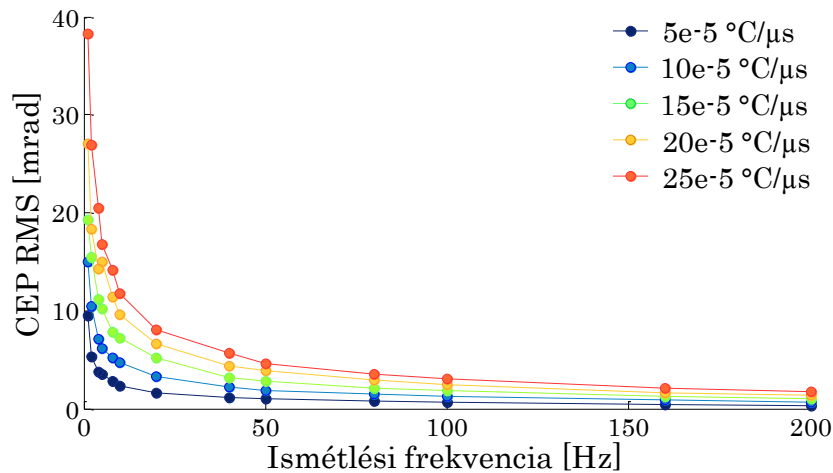
A 6.14. ábra eredményeinek kísérleti paramétereit figyelembe véve a 10-passzos erősítőben használt kristályra, különböző hűtővíz hőmérséklet-ingadozásokra számolt CEP-zaj értékeket figyelhetjük meg a 6.19. ábrán.



6.19. ábra CEP-zaj értékek az ismétlési frekvencia függvényében 20 mJ pumpaenergiára és egy passzra vonatkozóan, különböző környezeti (hűtővíz) hőmérséklet-ingadozási értékek esetén. A szimuláció futtatása 30 s-ig történt.

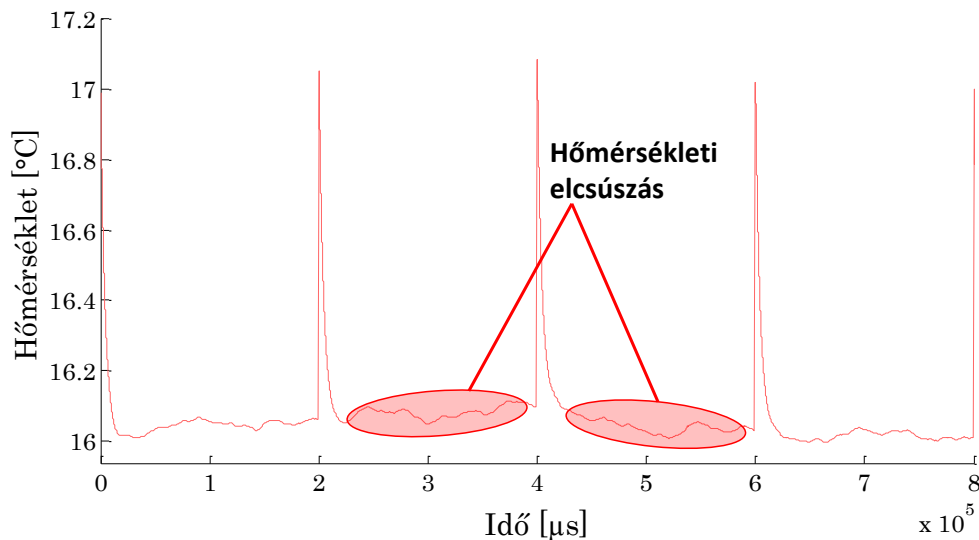
A 6.19. ábra alapján megközelítőleg $15 \cdot 10^{-5} \text{ °C}/\mu\text{s}$ hűtővíz hőmérsékleti ingadozás jellemzi a 6.14. ábrán látható eredmények mérésekor használt elrendezést. Továbbá észrevehető, hogy az alacsony frekvenciák esetén (1-10 Hz) a termikus eredetű CEP-zaj akár 35%-át is adhatja a teljes zajnak egy passzra vonatkoztatva.

A 3-passzos erősítőben használt kristályt és kísérleti paramétereket figyelembe véve, szintén leszimuláltam az egy passzra adódó CEP-zajt az egyes ismétlési frekvenciák függvényében. Mivel a kísérletek során 8 mJ pumpaimpulzus energia volt a maximális érték, így a szimulációban is erre a paraméterre számoltam ki legelőször a CEP-zaj értékeit (6.20. ábra).



6.20. ábra CEP-zaj értékek az ismétlési frekvencia függvényében 8 mJ pumpaenergiára és egy passzra nézve, az előző ábráéval megegyező környezeti hőmérséklet-ingadozások esetén.

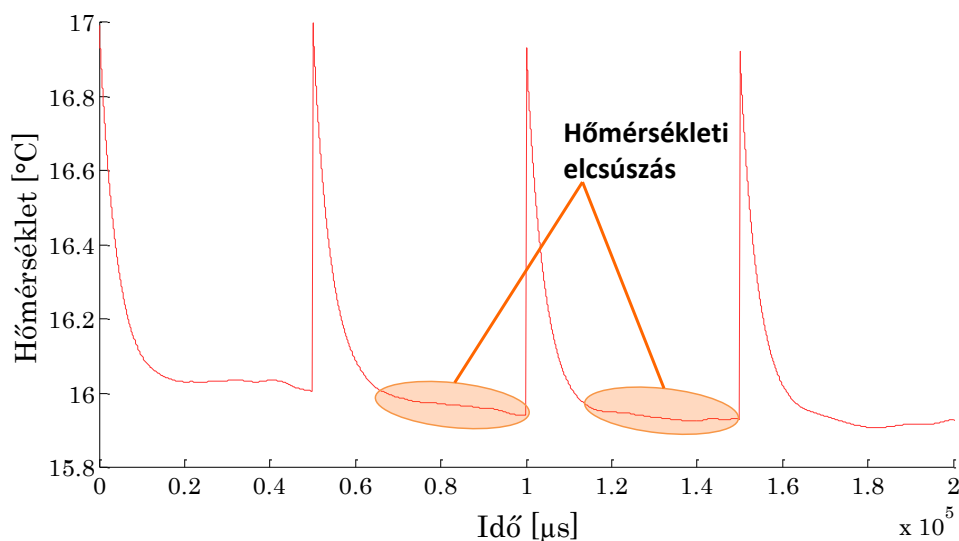
Megvizsgálva az alacsony frekvenciák esetén a két egymást követő impulzus közötti hűlési eltéréseket azt találtam, hogy az ismétlési frekvenciával jelentősen változnak.



6.21. ábra Hőmérséklet elcsúszása és zaja 5 Hz ismétlési frekvencia és 8 mJ pumpaenergia esetén néhány impulzus időbeli lefutása esetén.

A 6.21. és 6.22. ábráról leolvasható, hogy míg 5 Hz ismétlési frekvencia esetén jelentős idő áll rendelkezésre két pumpaimpulzus beérkezése között a hőmérséklet véletlenszerű, környezettől és hűtéstől függő változására, addig csupán 20 Hz-re növelve a frekvenciát már jelentősen lecsökken ez az időtartam. Egyrészt a hőmérséklet az alacsonyabb frekvenciákat tekintve egyre zajosabb két egymást követő impulzus között, másrészt viszont a megnövekvő impulzusok közötti idő miatt a teljes elcsúszás mértéke is megnövekszik. Ez utóbbi a lehűlési szakaszok után kialakuló hőmérsékletcsúcsokat jelentősen befolyásolja, s így a fázis impulzusról-impulzusra történő változását is. Ahhoz tehát, hogy az impulzusok közötti termikus instabilitásokat lecsökkentsük két lehetőségünk van: vagy jelentősen megnöveljük az

ismétlési frekvenciát (>100 Hz), vagy pedig rendkívül stabil hűtéssel kell ellátnunk a kristályt, továbbá a környezet hőmérsékleti hatásait is a lehető legjobban ki kell küszöbölnünk.



6.22. ábra Hőmérséklet elcsúszása és zaja 20 Hz ismétlési frekvencia és 8 mJ pumpaenergia esetén néhány impulzus időbeli lefutása esetén.

A modell szerint a kristályban kialakuló CEP-zaj akkumulatív természetű, azaz a több passzra jellemző zajt az egy passzra kapott eredmények passzok számával való felszorzásával nyerhetjük. Ennek eredményeként a CEP-zajt tetszőleges számú passzal rendelkező Ti:Sa alapú erősítőre meg lehet határozni.

7. ÖSSZEFOGLALÁS

Jelen munka keretein belül kísérletileg vizsgáltam Ti:Sa kristály alapú lézerezősítőkből keletkező vivő-burkoló fáziszajt a teljes lézerrendszer többi részétől függetlenül. A mérések központjában a kristály pumpálás eredményeként keletkező hőterhelése által létrehozott fázisváltozások meghatározása állt.

Kísérletileg megállapítottam, hogy a kristály hőmérsékletét vezérelve a CEP értéke pumpált és pumpálás nélküli esetben azonos. Ebből arra következtetésre jutottam, hogy a pumpaimpulzusok a kristály hőmérsékletének változtatásán kívül nem fejtenek ki kimutatható hatást a CEP-re. Behatóan tanulmányoztam a CEP elhangolódását, amit a kristályban fellépő hőmérsékleti fluktuációk eredményeznek még hűtés mellett is. A hűtés kikapcsolása esetén pumpálás mellett a CEP meredek változása figyelhető meg. Megmértem a TeWaTi CPA rendszerében található 10-passzos erősítő 10. passzában kialakuló CEP-zajt számos ismétlési frekvencián a spektrális interferometria felhasználásával. Ezen felül kimértem egy más méretű kristállyal, illetve különböző tartóval felépített 3-passzos erősítő CEP-zaját a pumpa-, magimpulzus energia, illetve az ismétlési frekvencia függvényében. Utóbbi alapján elmondható, hogy a fáziszaj a magimpulzusok energiájára vonatkozó érzékenysége nem volt kimutatható, ugyanakkor a pumpaimpulzusok energiájával a zaj adott ismétlési frekvencián nő. Mindkét erősítővel végzett mérés megerősítette, hogy a CEP-zaj az ismétlési frekvencia növelésével erősen csökken.

A kísérleti munkán felül modellezést végeztem a Ti:Sa kristályban fellépő hőmérsékletváltozások CEP-re gyakorolt hatásának meghatározására. Elsőként egy egyszerű modellt alkottam a kristálybeli hőmérséklet homogén módon történő változására vonatkozóan. Ebben a kristály törésmutatójának hőmérsékletfüggését használtam fel, amellyel számolt spektrális fázisból meghatároztam a CEP változását is egységnyi hőmérsékletre vonatkozóan. Ezen modell eredményei a mérések során kapott értékekkel jó egyezést mutattak. Ezt követően véges-elem modellt építettem fel a kristálybeli pumpaimpulzusok hőterhelésének időbeli lefutásának meghatározásához. Nagy számú impulzusra (>100) ezen modell rendkívül számításigényesnek bizonyult, ezért egyimpulzusos szimulációkat végeztem vele, amelyből egy egyszerűsített algoritmus segítségével közelítő számításokat végeztem a CEP frekvenciafüggésének feloldására. Az előbbi modell kisszámú, és az utóbbi egyszerűsített modell tetszőleges frekvenciákra adott eredményei megerősítették, hogy a CEP-zaj termikus része magas frekvenciák esetén gyakorlatilag elhanyagolható. A frekvencia csökkenésével egyre inkább összemérhetővé válik a teljes mérhető zajjal. Ez a viselkedés

annak köszönhető, hogy a frekvencia csökkenésével az egymást követő magimpulzusok között egyre több idő telik el, s így egyre nagyobbá válnak az ezek közötti lehülési különbségek.

Elmondható tehát, hogy a CEP-zaj termikus része az alacsony ismétlési frekvencián (<50 Hz) működő rendszereket terheli számottevő mértékben, míg a magasabb frekvenciák esetén elhanyagolhatóvá válik az egymást követő impulzusok közötti idők lerövidülése miatt. Azaz a magasabb ismétlési frekvenciákon a mechanikai vibrációk határozzák meg a fáziszaj minimális értékét. Ugyanakkor azt is kimutattam, hogy a CEP elcsúszása egyértelműen a kristályban kialakuló hőmérsékleti fluktuációkból származik, s azt a kristály megfelelően stabil hűtésével kontrollálni lehet.

Számos alkalmazás megkívánja a CEP magas szintű kontrollálását, amely az erősítők által bevezetett zajra és fáziscsúszásra vonatkozóan is igényeket állít elő. A jövőben szükséges lesz a kriogenikus hűtővel felszerelt Ti:Sa erősítők CEP-stabilitásának vizsgálata. Továbbá fontos annak kiderítése, hogy a termikus effektusokon túl már csak a mechanikai rezgésekből származó fáziszaj-e a meghatározó, vagy fellép még más effektus is. Ezt az optikai asztalon lévő elemek mechanikai zajmérésével lehet meghatározni. Fontosnak tartom jelen mérési eredményeknek a teljes CPA rendszer f-to-2f interferométerrel mért fáziszajával való összevetését is, amelyet majd a közeljövőben a teljes rendszer CEP-stabilizálása fog követni a megfelelő elektronikai szervókör megépítésével.

Kiemelném, hogy a dolgozatban foglalt mérési és szimulációs eredmények a hamarosan megépülő ELI lézerprojekt kapcsán is jelentőséggel bírnak, hiszen a lézerközpont fő rendszereinek a Ti:Sa alapú erősítők is szerves részeit képezik. Ezek CEP-stabilitása meghatározza a nemlineáris folyamatok révén kelthető magasharmonikus sugárzás alapvető tulajdonságait, így megkerülhetetlen a megfelelő stabilizálási technológia kialakítása. Ehhez szükséges az erősítők által bevezetett fázisváltozások lehető legpontosabb ismerete.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] F. Krausz, M. Ivanov, "Attosecond physics," *Reviews of Modern Physics* 81, 163-234 (2009)
- [2] G. G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, F. Krausz, "Measurement of the Phase of Few-Cycle Laser Pulses" *Phy. Rev. Lett.* 91, 253004.1-253004.4 (2003)
- [3] H.R. Telle, G. Steinmeyer, A.E. Dunlop, J. Stenger, D.H. Sutter, U. Keller, "Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation" *Appl. Opt.* B 69, 327-332 (1999)
- [4] Takao Fuji, Alexander Apolonski, Ferenc Krausz, "Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation", *Opt. Lett.* 29, 632-634 (2004)
- [5] Masayuki Kakehata, Hideyuki Takada, Yohei Kobayashi, Kenji Torizuka, Yoshihiko Fujihira, Tetsuya Homma, Hideo Takahashi, "Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry" *Opt. Lett.* 26, 1436-1438 (2001)
- [6] P. Jójárt, A. Börzsönyi, B. Borchers, G. Steinmeyer, K. Osvay, "Agile linear interferometric method for carrier-envelope phase drift measurement," *Opt. Lett.* 37, 836-838 (2012)
- [7] Jean-Claude Diels, Wolfgang Rudolph, "Ultrashort Laser Pulse Phenomena" AP Elsevier, Second Edition (2006)
- [8] Börzsönyi Ádám: „Spektrálisan és térben bontott interferometria vizsgálata és alkalmazásai” PhD értekezés (2012)
- [9] Heiner Zsuzsanna, Osvay Károly: „A kvantumoptika és -elektronika legújabb eredményei” Szegedi Tudományegyetem, Optikai és Kvantumelektronikai Tanszék (2006)
- [10] David J. Jones, Steve T. Cundiff, Tara M. Fortier, John L. Hall, Jun Ye: „Carrier-Envelope Phase Stabilization of Single and Multiple Femtosecond Lasers” *Topics in Applied Physics* 78, 309-316 (2006)
- [11] Walter Koechner: „Solid-State Laser Engineering” Sixth Revised and Updated Version, Springer series in Optical Sciences (2006)

- [12] A. M. Sayler, Tim Rathje, W. Muller, Ch. Kurbis, Klaus Ruhle, Gero Stibenz, G. G. Paulus, „Real-time pulse length measurement of few-cycle laser pulses using above-threshold ionization” *Optics Express* 19, 4464-4471 (2006)
- [13] 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. 2467-2474 (1995)
- [14] C. Dorrer and F. Salin: „Characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry” *J. Opt. Soc. Am. B* 15. 2331-2337 (1998)
- [15] Christophe Dorrer: „Influence of the calibration of the detector on spectral interferometry” *J. Opt. Soc. Am. B* 16. 1160-1168 (1999)
- [16] K. Osvay, L. Canova, C. Durfee, A. P. Kovács, Á. Börzsönyi, O. Albert, R. Lopez Martens: „Preservation of the carrier envelope phase during cross-polarized wave generation” *Optics Express* 17. 22358-22365 (2009)
- [17] Nagymihály Roland Sándor: „Erősített lézernyalábok koherens összeadása” BSc szakgoldozat (2012)
- [18] Nagymihály Roland Sándor: „Ultrarövid fényimpulzusok Ti:S erősítés során fellépő vivő-burkoló fázis zaja” Országos Tudományos Diákköri Konferencia dolgozat (2013)
- [19] F. Lücking, A. Assion, A. Apolonski, F. Krausz, G. Steinmeyer, “Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method”, *Opt. Lett.* 37, 2076-2078 (2012)
- [20] X. Chen, L. Canova, A. Malvache, A. Jullien, R. Lopez-Martens, C. Durfee, D. Papadopoulos, F. Druon, “1-mJ, sub-5-fs carrier-envelope phase-locked pulses” *Appl.Phys.B* 99, 149-157 (2010)
- [21] A. Renault, D. Z. Kandula, S. Witte, A. L. Wolf, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, K. S. E. Eikema, “Phase stability of terawatt class ultrabroadband parametric amplification” *Opt.Lett.* 32, 2363-2365 (2007)
- [22] Moriaki Wakaki, Keiei Kudo, Takehisa Shibuya, “Physical Properties and Data of Optical Materials” CRC Press (2007)
- [23] J. Tapping, M. L. Reilly, „Index of refraction of sapphire between 24 and 1060 °C for wavelengths of 633 and 799 nm” *Journal of the Optical Society of America* 3. 610-616 (1986)

NYILATKOZAT

Alulírott *Nagymihály Roland Sándor* Fizikus MSc szakos hallgató (ETR azonosító: NARRACT.SZE) az „*Ultrarövid lézerimpulzusok vivő-burkoló fázisának változásai multipasszos titán-zafír erősítőben*” című diplomamunka szerzője fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések általános szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Szeged, 2014. május

.....
a hallgató aláírása

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. Köszönöm a TeWaTi kutatócsoportban dolgozó további munkatársaimnak, szaktársaimnak, páromnak és családomnak a támogatásukat.

A kutatás a Laserlab-Europe, EC-GA 284464, TÁMOP 4.2.2.A-11/1/KONV-2012-0060 – „Impulzus üzemű lézerek alkalmazása az anyagtudományban és a biofotonikában”, és a TÁMOP 4.2.4.A/2-11-1-2012-0001 Nemzeti Kiválóság Program című kiemelt projekt keretében zajlott. A projekt az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.