

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Jonas Adamonis

DIDELĖS GALIOS PIKOSEKUNDINIS Nd:YAG LAZERIS ČIRPUOTŲ IMPULSŲ
PARAMETRINIŲ STIPRINTUVŲ KAUPINIMUI

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2013

Disertacija rengta 2008-2012 metais Vilniaus universitete

Mokslinis vadovas:

dr. Arūnas Varanavičius

(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika (02P))

Konsultantas:

dr. Andrėjus Michailovas

(Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika (02 P))

Padėka

Visų pirma norėčiau padėkoti savo moksliniam vadovui dr. Arūnui Varanavičiui ir konsultantui dr. Andrėjui Michailovui už doktorantūros metais suteiktą pagalbą, bendradarbiavimą ir diskusijas apie fiziką.

Nuoširdžiai dėkoju kolegoms dr. A. Zaukevičiui, dr. R. Antipenkov, R. Budriūnui, V. Martinėnaitei, kurie visapusiškai prisidėjo prie šio darbo.

Taip pat norėčiau padėkoti visiems Kvantinės elektronikos katedros ir Lazerinių tyrimų centro kolegoms, su kuriais teko garbė dirbti.

Esu labai dėkingas daugeliui kolegų iš UAB „EKSPLA“, ypač dr. J. Kolendai ir S. Balickui už dalinimąsi žiniomis ir technologinėmis inovacijomis.

Dėkoju visiems kitiems nepaminėtiems mokslo kolegoms už galimybę dirbti kartu bei visą Jūsų pagalbą ir paramą.

Ypač dėkoju savo artimiesiems ir draugams už kantrybę ir paramą mano studijų metais.

Turinys

Pavadinimų trumpinių sąrašas.....	6
Įvadas.....	7
Disertacijos tikslas.....	11
Disertacijos uždaviniai.....	11
Disertacijos struktūra.....	11
Mokslinis naujumas.....	13
Disertacinio darbo praktinė nauda.....	13
Ginamieji teiginiai.....	14
Aprobacija.....	15
Publikacijų sąrašas.....	15
Pranešimai konferencijose.....	16
Autoriaus indėlis.....	17
Publikacijų bendraautorių indėliai.....	18
1. Lazerių, skirtų keleto optinių ciklų OPCPA sistemų kaupimui, apžvalga.....	19
1.1. Kaupinimo lazerių spektrinės ir energinės charakteristikos.....	19
1.2. Kaupinimo lazerių ir ultratrumpųjų impulsų generatorių sinchronizacija.....	21
1.3. Kaupinimo lazerių išvadinių impulsų laikinės charakteristikos.....	28
2. Pikosekundinių impulsų formavimas Nd:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose su femtosekundinės trukmės užkratu.....	33
2.1. Impulso trukmės formavimo daugelio praėjimų Fabri-Pero etalonų sistemoje teorinis modelis.....	33
2.2. Pikosekundinio impulso trukmės formavimas stiprintuvuose su vienu etalonu.....	35
2.3. Impulso trukmės formavimas stiprintuvuose su dviem etalonais.....	37
3. Sustiprintų pikosekundinių impulsų kontrastas ir jo gerinimas naudojant netiesinį intensyvumų filtrą.....	40
3.1. Nd:YAG stiprintuvuose sustiprintų Yb:KGW impulsų kontrasto tyrimas.....	40

3.2. Sustiprinto impulso kontrasto gerinimo būdai.....	43
3.3. Antros eilės netiesinio intensyvumų filtro veikos principai.....	44
3.4. Netiesinio filtro charakterizavimas.....	48
3.5. Netiesinio filtro integravimas į Yb:KGW impulsus stiprinančią pikosekundinę sistemą.....	52
3.6. Netiesinio filtro integravimas į Ti:Safyro impulsus stiprinančią pikosekundinę sistemą.....	56
4. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų formavimas pakopiniais antrosios harmonikos generatoriais.....	59
4.1. Plokščios viršūnės kaupinimo impulsų panaudojimo OPCPA sistemų kaupinimui motyvacija.....	59
4.2. Pikosekundinių impulsų transformacijų pakopiniuose antros harmonikos generatoriuose skaitmeninis modeliavimas.....	61
4.3. Impulsų gaubtinių charakterizavimo metodika.....	65
4.4. Eksperimentiniai plokščios viršūnės impulsų formavimo rezultatai.....	68
5. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų stiprinimo tyrimas.....	74
5.1. Eksperimento metodika.....	75
5.2. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų stiprinimo tyrimo rezultatai.....	77
6. Pikosekundinė didelės išvadinės energijos Nd:YAG stiprintuvų sistema OPCPA sistemų kaupinimui	82
6.1. Yb:KGW osciliatoriaus impulsus stiprinanti Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistema.....	82
6.2. Yb:KGW osciliatoriaus impulsus stiprinančios Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistemos erdvinės ir energinės charakteristikos.....	87
6.3. Daugiaeigis lempinio kaupinimo Nd:YAG stiprintuvas.....	90
Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	100
Literatūra.....	102

Pavadinimų trumpinių sąrašas

- OPA – parametrinis šviesos stiprinimas (angl. *Optical Parametric Amplification*)
- NOPA – nekolinearus parametrinis šviesos stiprinimas (angl. *Noncollinear Optical Parametric Amplification*)
- OPCPA – moduluotos fazės impulsų parametrinis šviesos stiprinimas (angl. *Optical parametric chirped pulse amplification*)
- CPA – moduluotos fazės impulsų stiprinimas (angl. *Chirped Pulse Amplification*)
- BBO – β -bario boratas (β -BaB₂O₄)
- KTP – kalio titanilo fosfatas (KTiOAsO₄)
- DKDP – kalio dihidro fosfatas (KD₂PO₄)
- KGW – kalio gadolino volfromatas (KGd[WO₄]₂)
- YAG – itrio aliuminio granatas (Y₃Al₅O₁₂)
- YLF – itrio ličio fluoridas (LiYF₄)
- WLC – baltos šviesos kontinuumas (angl. *white light continuum*)
- ASE – sustiprinta savaiminė emisija
- AH – antroji harmonika
- PH – pirmoji harmonika
- PK – poliarizacinis kubas
- PC – Pokelso narvelis (angl. *Pockels Cell*)
- RS – regeneracinis stiprintuvas
- NF – netiesinis filtras
- FWHM – visas plotis pusės didžiausios amplitudės lygyje (angl. *Full Width at Half Maximum*)
- XPM – kryžminė fazinė moduliacija (angl. *Cross-Phase Modulation*)
- XPW – kryžmiškai poliarizuota banga (angl. *Cross-Polarized Wave*)
- NER – netiesinis eliptinis sukimas (angl. *Nonlinear Ellipse Rotation*).

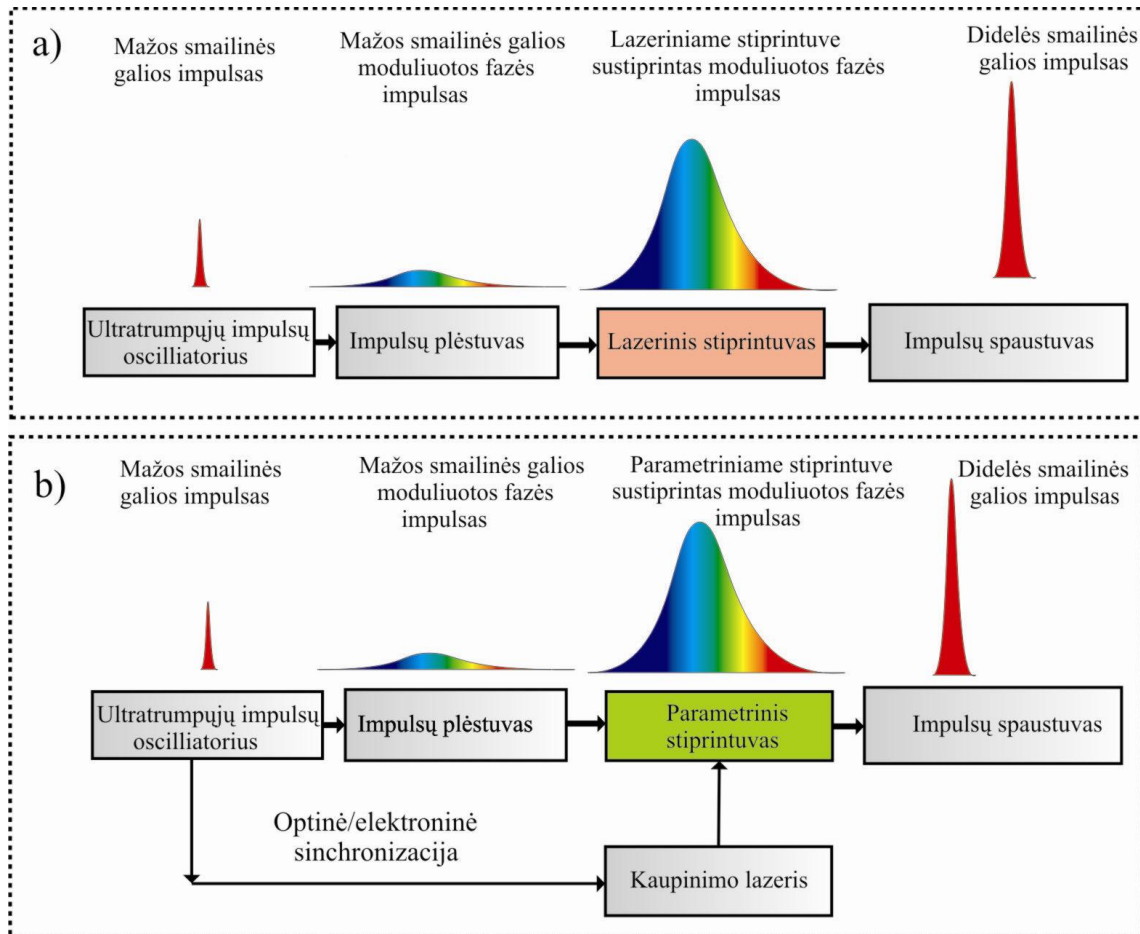
Ivadas

Praėjus beveik pusei šimto metų nuo pirmųjų sinchronizuotų modų veikos lazerių sukūrimo [1, 2], generuojamų impulsų trukmės tolydžio buvo trumpinamos iki fizikinės vieno kintamo elektromagnetinio laiko periodo, atitinkančio apie 2,5 femtosekundės (10^{-15} s) matomų bangų diapazone [3]. Šis progresas optinių technologijų srityje suteikė galimybes tyrinėti itin sparčius fizikinius vyksmus [4, 5] ar chemines reakcijas [6 – 8], kai nuo vieną ar kitą procesą inicijuojančio impulso trukmės priklauso tiriamos sistemos atsakas.

Kita vertus, sufokusavus keleto optinių ciklų impulsų pluoštus į tiriamą medžiagą, realizuojamos rekordinės TW/cm^2 ar net PW/cm^2 eilės lazerio spinduliuotės intensyvumai, atveriantys naujus taikymus stiprių laukų fizikoje [9]. Iš tokių galėtume išskirti reliatyvistines optikos efektų, veikiant medžiagą kelių optinių ciklų impulsais, tyrimus [10] ir elementarių dalelių greitinimą šviesos lauke [11]. Nukreipus kelių optinių ciklų femtosekundinius impulsus į inertines dujas, buvo pademonstruota aukštos eilės harmonikų pavienių impulsų generacija tolimojo ultravioleto srityje [12], o tokių impulsų trukmė gali būti mažesnė nei 100 as [13]. Šie pasiekimai lemia vis platesnius atosekundinės spektroskopijos tyrimus [14, 15].

Labiausiai paplitę ultratrumpųjų impulsų šaltiniai yra Kero lęšio sinchronizuotų modų Ti:safyro osciliatoriai dešimčių MHz dažniu generuojantys 6 – 10 fs trukmės impulsus. Jų taikymą stiprių laukų fizikoje riboja santykinai mažos keleto nanodžaulių išvadinės spinduliuotės energijos vertės. Tolimesnį Ti:safyro osciliatoriaus impulsų stiprinimą lazerinėje terpėje riboja impulsų saviveikos bei optinio pramušimo reiškiniai, pasireiškiantys, kai spinduliuotė sustiprinama iki keleto dešimčių GW/cm^2 intensyvumo verčių. Kad būtų galima sustiprinti ultratrumpuosius impulsus iki didesnių energijų, taikoma Morou pasiūlyta [16] moduluotos fazės impulsų stiprinimo (CPA, angl. Chirped Pulse

Amplification) metodika – plataus spektro impulsas išplečiamas laike. Tokiu būdu sumažinus impulso intensyvumą, spinduliuotė sustiprinama lazeriniame stiprintuve ir galiausiai suspaudžiama į didelės smailinės galios impulsą [1a pav.].



1 pav. Principinės schemas: a) CPA – Moduluotos fazės impulsų stiprinimo [16]; b) OPCPA – optinio parametrinio moduluotos fazės impulso stiprinimo [35].

Pastaruju metu Ti: safyro CPA sistemose impulsas 10 – 50 Hz dažniu sustiprinamas iki TW eilės smailinės galios [17]. Tačiau nagrinėjamos Ti:safyro sistemose dėl impulsų spektro siaurinimo stiprinimo metu išvadinio impulso trukmė išplinta iki >18 fs [18]. Taigi tam, kad Ti:safyro CPA sistemose būtų formuojami keleto optinių ciklų impulsai, būtina taikyti tam tikrus papildomus impulsų spektro plėtimo ir spūdos būdus. Pademonstruota, kad Ti:safyro CPA sistemos išvadiniai 20 fs trukmės impulsai suspaudžiami iki 5 fs trukmės

panaudojus impulsų spektro plėtimą formuojantis gijai (angl. *fillamentation*) inertinių dujų pripildytuose tuščiaviduriuose šviesolaidžiuose (angl. *Hollow core fiber*) ir papildomą čirpuotų veidrodžių spaustuvą [19 – 22]. Suspaustų impulsų maksimalias energijos vertes (≈ 2 mJ), riboja šviesolaidžio optiniai pažeidimai, impulso fokusavimasis, taip pat dėl diagrafotonės jonizacijos atsirandantys spinduliuotės nuostoliai, pluošto struktūros ir spektrinės fazės iškraipymai [23, 24].

Alternatyvus būdas keleto optinių ciklų impulsų generacijai – optinis parametrinis impulsų stiprinimas OPA (angl. *Optical parametric pulse amplification*) [25, 26]. Kitaip nei lazerinėse terpėse su užpildos apgrąža, parametriniam stiprinimui naudojamuose kristaluose nėra sukaupiama energija, todėl atitinkamai dėl mažos termo-optinių reiškinių įtakos gali būti užtikrinta gera sustiprinto pluošto kokybė. Parametriškai stiprinant impulsus, realizuojamas milžiniškas iki 10^8 [27] vieno praėjimo stiprinimas bei pademonstruotas santykiškai didelis (29 %) kaupinimo – signalo keitimo koeficientas [28] įsotintose parametrinio stiprinimo pakopose. Be to, naudojant OPA galimas stiprinamos spinduliuotės spektro derinimas keičiant sinchronizmo sąlygas. Palyginti su lazeriniais stiprintuvais, vienas svarbiausių OPA privalumų – galimybė stiprinti ypač plataus spektro impulsus esant nekolineariai kaupinimo ir signalo pluoštų sanklotai kristale [29, 30]. Pritaikius nekolinearaus optinio parametrinio stiprinimo (NOPA) metodą, buvo sustiprintas itin plataus spektro signalas (kontinuumas) ir atitinkamai pademonstruota rekordinė 3,9 fs sustiprinto impulso trukmė [31, 32] Taip pat parodyta, kad NOPA juostos plotis yra 250 THz [33], o tai viršija bet kokių lazerinių stiprintuvų stiprinimo juostos plotį. Nors taikant OPA ir NOPA metodus generuojami keleto optinių ciklų impulsai, tačiau išvadinės spinduliuotės energijos neviršija milidžaulio verčių lygio [34]. Naudojantis CPA ir OPA metodų privalumais atsiranda galimybė generuoti ultratrumpuosius ir didelės (TW) galios impulsus. Toks optinio parametrinio moduluotos fazės impulso stiprinimo metodas (OPCPA, angl. *Optical Parametric*

Chirped Pulse Amplification) panašus į pateiktos CPA technologijos būdą, tik šiuo atveju impulsas stiprinamas ne lazeriniame, bet parametriniame (OPA) stiprintuve (1b pav.). Pirmasis OPCPA eksperimentas pademonstruotas 1992 m. Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos katedroje [35]. Nuo to laiko šis moduluotos fazės impulsų stiprinimo būdas vis plačiau taikomas ultratrumpųjų impulsų optikoje [36]. Pastaruoju metu keletu optinių ciklų <10 fs impulsai kompaktiškose OPCPA sistemose stiprinami iki TW galios lygio [37–39]. Taip pat yra OPCPA sistemų, kuriose išvadinės spinduliuotės galia viršija net PW ribą [40, 41], tačiau šias atvejais sustiprintų impulsų trukmių vertės atitinkamai yra 40 fs ir 30 fs.

OPCPA sistemos susideda iš plataus spektro signalo generatoriaus, kaupinimo lazerio, parametrinio stiprintuvo, taip pat impulso plėtros ir spūdos įrenginių (1b pav.). Plataus spektro signaliniai impulsai generuojami ultratrumpųjų impulsų (pvz. Ti:safyro) osciliatoriuose, arba kontinuumo generatoriuose. Kaupinimo lazeriai ir / arba stiprintuvai yra vieni svarbiausių OPCPA sistemos komponentų. Šių lazerių generuojamų ar / ir stiprinamų impulsų spektrinės, energinės, laikinės bei pluošto erdvinės charakteristikos itin lemia visos OPCPA sistemos patikimumą ir daro įtaką parametrinių stiprintuvų veikai.

Disertacijos tikslas

Šios disertacijos tikslas – sukurti, ištirti ir optimizuoti didelės galios Nd:YAG lazerinę sistemą efektyviam moduliuotos fazės signalų optinių parametrinių stiprintuvų kaupinimui.

Disertacijos uždaviniai

Siekiant įgyvendinti disertacijos tikslą buvo iškelti ir sprendžiami šie uždaviniai:

1. Sukurti didelės energijos Nd:YAG stiprinimo sistemą, sudarytą iš regeneracinių ir kelių pakopų daugiaeigių stiprintuvų.
2. Ištirti galimybes formuoti įvairios pikosekundinio diapazono trukmės impulsus Nd:YAG stiprintuvų užkratui naudojant femtosekundinius impulsus.
3. Ištirti sustiprintų impulsų laikinį kontrastą ir jo gerinimo galimybes naudojant netiesinės optikos įrenginius.
4. Ištirti plokščios viršūnės 1064 ir 532 nm bangos ilgio pikosekundinės trukmės impulsų formavimą pakopiniuose antros harmonikos generatoriuose ir jų stiprinimą lazeriniuose stiprintuvuose.

Disertacijos struktūra

Disertacijos medžiaga išdėstyta šešiuose skyriuose, po kurių pateiktos išvados ir rezultatų apibendrinimas.

Pirmajame skyriuje apžvelgiami mokslinėse laboratorijose naudojami lazeriai, skirti čirpuotų impulsų parametrinių stiprintuvų kaupinimui. Daug dėmesio skiriama galimiems kaupinimo lazerių (stiprintuvų) ir ultratrumpųjų impulsų osciliatorių sinchronizacijos būdams. Nagrinėjama, kokie kaupinimo

lazerių išvadinių impulsų spektriniai, energiniai ir laikiniai parametrai užtikrina efektyvų keleto optinių ciklų moduluotos fazės impulsų parametrinį stiprinimą.

Atrajame skyriuje pristatomi kuriamos lazerinės sistemos pikosekundinių impulsų trukmės formavimo daugelio praėjimų Fabri-Pero etalonų sistemoje eksperimentiniai ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai. Tiriama, kokie Fabri-Pero interferometrų ir įvadinio impulso parametrai sąlygoja formuojamų impulsų trukmę bei gaubtinės formą.

Trečiajame skyriuje charakterizuojamas Yb:KGW osciliatoriaus impulsus stiprinančios Nd:YAG lazerinės sistemos išvadinių impulsų kontrastas sustiprintos savaiminės emisijos (ASE) atžvilgiu. Taip pat aprašomas stiprinamų impulsų kontrasto gerinimo metodas naudojant netiesinį filtrą. Pateikiami šio metodo taikymų Nd:YAG stiprintuvų sistemose, stiprinančiose Yb:KGW ir Ti:safyro impulsus, rezultatai.

Ketvirtame disertacijos skyriuje pristatomi teoriniai ir eksperimentiniai duomenys, pagrindžiantys ir apibendrinantys potencialią galimybę formuoti plokščios viršūnės 532 nm bangos ilgio impulsus naudojant dvipakopį antrosios harmonikos generatorių efektyviam OPCPA sistemos kaupinimui.

Penktame skyriuje pristatomi pakopiniuose antros harmonikos generatoriuose suformuotų plokščios gaubtinės impulsų stiprinimo dviejų lėkių Nd:YAG stiprintuve tyrimai.

Šeštajame skyriuje aprašyta disertacinio darbo metu sukurta pikosekundinė Nd:YAG stiprintuvų sistema didelės energijos OPCPA sistemos kaupinimui.

Paskutiniame skyriuje yra apibendrinami atliktų tyrimų rezultatai ir pateikiamos disertacijos išvados.

Mokslinis naujumas

- Iširtas ir pademonstruotas naujas metodas pikosekundinių impulsų laikiniam kontrastui gerinti naudojant netiesinio poliarizacijos sukimo antrosios harmonikos kristale efektą.
- Iširtas glotnios gaubtinės ~100 ps impulsų formavimas Nd:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose, užkratui naudojant ~60 fs Yb:KGW osciliatoriaus impulsus.
- Parodyta, kad naudojant pakopinius antrosios harmonikos generatorius galima formuoti plokščios viršūnės pikosekundinius impulsus OPCPA sistemų kaupinimui.

Disertacinio darbo praktinė nauda

Sukurta didelės išvadinės energijos lazerinė sistema keleto optinių ciklų OPCPA parametrinių stiprintuvų kaupinimui. Panaudojus šios kaupinimo sistemos išvadinius impulsus, itin plataus spektro (≈ 200 nm) impulsai parametriniame stiprintuve sustiprinti iki 30 mJ energijos vertės. Didžiąją dalį šiame darbe pristatomų lazerinės sistemos išvadinių impulsų charakteristikas gerinančių sprendimų galima panaudoti komercinių pikosekundinių stiprintuvų optimizavimui.

Pritaikius darbe pateiktą pikosekundinio impulso kontrasto gerinimo ir dvipakopio regeneracinio stiprintuvo koncepciją, galima patobulinti dalį kitose mokslinėse laboratorijose esamų pikosekundinių stiprintuvų (stiprinančių itin mažos energijos vertės užkrato signalus) išvadinių impulsų kontrastą. Tokiu būdu galima itin patobulinti Ti:safyro osciliatoriaus impulsus stiprinančias OPCPA sistemas, kuriose pJ energijos lygio užkrato impulsai pikosekundiniam Nd:YAG stiprintuvui formuojami fotoninių kristalų skaiduloje.

Pritaikius darbe pristatomą plokščios impulso gaubtinės formavimo būdą, galima tikėtis pagerinti parametrinių stiprintuvų, kaupinamų 532 nm spinduliuote, išvadinių impulsų energines ir laikines charakteristikas.

Dalis šiame darbe pateiktų rezultatų bus panaudoti tarptautinės prieigos daugiafunkciniame itin trumpų impulsų lazeriniame Vilniaus universiteto komplekse „NAGLIS“.

Ginamieji teiginiai

1. Fabry-Pero interferometrų panaudojimas Nd:YAG dvipakopio regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuose leidžia stiprinamų impulsų trukmę padidinti nuo ~ 60 fs iki 100 ps. Išvadinių impulsų laikinės plėtros mastas ir gaubtinės moduliacijos gylis gali būti valdomas keičiant etalonų atspindžio koeficientą, o jų gaubtinės moduliacijos vertė yra mažiausia, kai etalonų storio santykis artimas 2.
2. Fundamentinės spinduliuotės poliarizacijos sukimo išderintame antrosios harmonikos generatoriuje efekto pagrindu veikiančio netiesinio antrosios eilės filtro panaudojimas tarp regeneracinio stiprintuvo pakopų leidžia padidinti sustiprintų pikosekundinių impulsų laikinį kontrastą neprarandant išvadinių impulsų energijos. Impulsų kontrastas pagerinamas ne mažiau kaip 10^2 kartų, kai užkrato signalo energija yra 0,1 – 10 pJ diapazone.
3. Nd:YAG stiprinimo sistemos išėjime naudojant pakopinius antrosios harmonikos generacijos procesus, Gauso formos impulsus galima transformuoti į sudėtingos formos gaubtinės impulsus. Parinkus netiesinių kristalų ilgius ir spinduliuotės intensyvumą, formuojami plokščios viršūnės impulsai, kuriuos taikant OPCPA sistemų kaupinimui galima geriau pasinaudoti šios metodikos privalumais.

4. Kombinuotas optimizuotų regeneracinių ir daugiaeigių Nd:YAG stiprintuvų, bei pakopinių antrosios harmonikos generatorių taikymas leidžia realizuoti efektyvų dviejų kanalų skirtingo laikinio profilio ir hipergausinio erdvinio skirstinio pikosekundinių impulsų šaltinį OPCPA sistemų, generuojančių kelių dešimčių milidžaulių energijos impulsus, kaupimui.

Aprobacija

Šioje disertacijoje pristatomi rezultatai buvo paskelbti trijuose recenzuojamuose moksliniuose leidiniuose, įtrauktuose į Mokslinės informacijos instituto (ISI) pagrindinių žurnalų sąrašą. Disertacijoje pateikiami rezultatai taip pat buvo pristatyti šešiose tarptautinėse konferencijose (3–8, 11 pranešimai) ir dviejose Lietuvos nacionalinėse fizikos konferencijose (1–2, 9–10 pranešimai).

Publikacijų sąrašas

1. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Picosecond pulse contrast enhancement by use of polarization rotation in crystals with the second-order nonlinearity, *Applied Physics B* **106** (2), 321 – 326 (2011).
2. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, High-energy Nd:YAG-amplification system for OPCPA pumping, *Quantum Electronics* **42** (7), 567 – 574 (2012).
3. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, Formation of flat top picosecond pump pulses for OPCPA systems by cascade second harmonic generation, *Lithuanian Journal of Physics*, **52**(3), 193 – 202 (2012).

Pranešimai konferencijose

1. J. Adamonis, A. Varanavičius, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, Dvipakopis pikosekundinis Nd:YAG regeneratyvinis stiprintuvas su femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsų užkratu, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-64.
2. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Pikosekundinė didelės galios Nd:YAG stiprinimo sistema moduluotos fazės impulsų parametrinio stiprintuvo kaupinimui, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-65.
3. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Picosecond Nd:YAG amplification system for pumping of high energy OPCPA, Northern Optics 2009, Vilnius (2009), P1-15.
4. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Picosecond high power Nd:YAG amplifier system for OPCPA pump, Lithuanian–Belarusian seminar “Lasers and optical nonlinearity”, Vilnius (2009).
5. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Picosecond high power Nd:YAG amplifier system for OPCPA pump, 14th Laser Optics conference (June 28 - July 02, St. Petersburg, Russia)
6. R. Antipenkov, A. Varanavičius, J. Adamonis, A. P. Piskarskas, Development of Sub-10-fs 30 mJ Compact OPCPA System Driven by fs Yb:KGW and ps Nd:YAG Tandem Pump Sources, The 4th EPS-QEOD Europhoton Conference 2010, Hamburg (2010), ThC7.

7. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Clean 100 ps Pulse Formation and Contrast Enhancement in fs Yb:KGW Oscillator Seeded Nd:YAG Amplifiers, The 4th EPS-QEOD Europhoton Conference 2010, Hamburg (2010), ThP25.
8. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, High energy Yb:KGW and Nd:YAG laser pumped OPCPA system for 10 fs pulse generation at 800 nm, Lithuanian-Belarusian seminar “Laser and optical nonlinearity” Minsk (2011)
9. J. Adamonis, J. Kalenda, A. Michailovas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų formavimas pakopiniuose antros harmonikos generatoriuose, 39-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2011), S4-15.
10. A. Varanavičius, J. Adamonis, R. Antipenkov, A. P. Piskarskas, Teravatų galios kelių optinių ciklų impulsų parametrinio stiprinimo sistema lazeriniam kompleksui NAGLIS, 39-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2011), S1.
11. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, Formation and Amplification of Flat Top Picosecond Pump Pulses for OPCPA Systems, CLEO/Europe-IQEC Conference, Munich (2013), CD-P.6.

Autoriaus indėlis

Autorius atliko visus šiame darbe pateikiamus eksperimentinius tyrimus ir gautų duomenų analizę, impulso plėtros ir gaubtinės formavimo daugelio etalonų sistemoje skaitmeninį modeliavimą. Taip pat dalyvavo formuluojant hipotezes ir išvadas, rengiant publikacijas, pristatant pranešimus tarptautinėse ir nacionalinėse konferencijose.

Publikacijų bendraautorių indėliai

A. Varanavičius ir A. Michailovas suformulavo konkrečias vykdomų darbų užduotis, dalyvavo rengiant eksperimento metodikas, interpretuojant rezultatus bei rengiant publikacijas.

A. Zaukevičius atliko pikosekundinio impulso gaubtinės formavimo pakopiniuose AH generatoriuose skaitmeninį modeliavimą.

J. Kolenda konsultavo visuose didelės galios pikosekundinio stiprintuvo projektavimo etapuose bei atliko dalį projektavimo darbų.

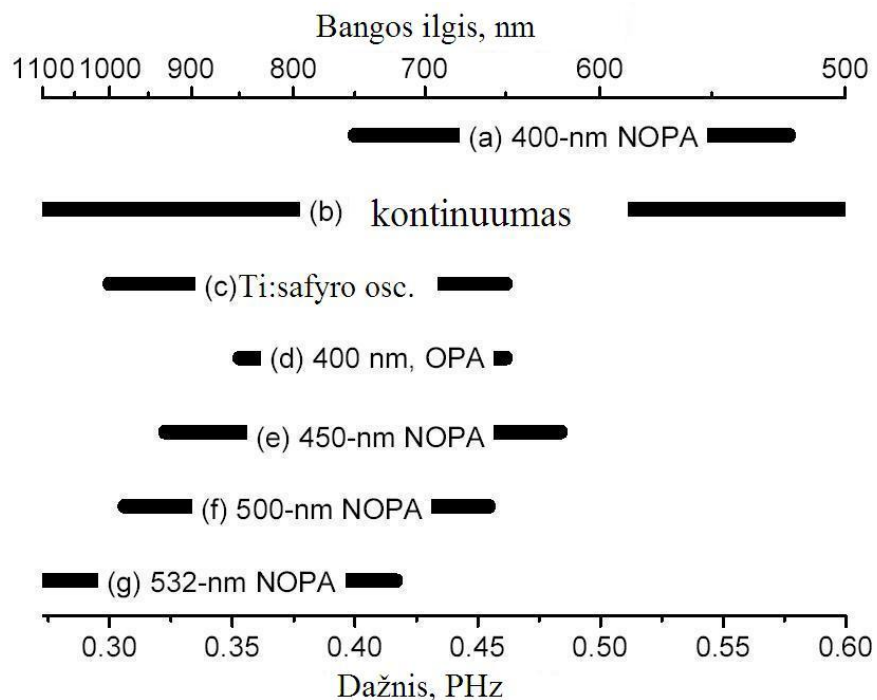
A. P. Piskarskas formulavo idėjas, dalyvavo diskusijose.

R. Antipenkov dalyvavo rašant skaitmeninio modeliavimo programas ir atliekant eksperimentinius matavimus, naudojantis femtosekundine Yb:KGW sistema.

1. Lazerių, skirtų keleto optinių ciklų OPCPA sistemų kaupinimui, apžvalga

1.1. Kaupinimo lazerių spektrinės ir energinės charakteristikos

Viena svarbiausių sąlygų keleto optinių ciklų OPCPA – pakankamai platus stiprinamojo signalo spektras. Ti:safyro ultratrumpųjų impulsų osciliatoriai yra vieninteliai lazerių šaltiniai, kurių generuojamų impulsų spektras tenkina šį reikalavimą. Kita vertus, svarbu, kad parametrinio stiprinimo metu stiprinamo signalo spektro pokyčiai būtų kuo mažesni. Suprantama, kuo didesnė parametrinio kristalo stiprinimo juostos ir stiprinamo signalo spektro sanklota, tuo mažiau pakinta (susiaurėja) sustiprinto impulso spektro plotis.



1.1 pav. Skirtingiems kaupinimo bangos ilgiams apskaičiuotos BBO kristalo parametrinio stiprinimo juostos [42]. Nekolinearumo ir fazinio sinchronizmo kampai kiekvienam kaupinimo bangos ilgiui parinkti optimizuojant stiprinimo juostos plotį.

Vienas iš parametru, darančių įtaką parametrinio stiprinimo juostos dažniam diapazonui ir pločiui kristale, yra kaupinimo lazerio generuojamų impulsų *centrinis bangos ilgis*. Pirmo tipo BBO kristalo parametrinio stiprinimo juostos skirtingiems kaupinimo impulso bangos ilgiams [42], pateiktos 1.1 pav. Matyti, kad plačiausia nekolineariai kaupinamo BBO kristalo stiprinimo juosta realizuojama matomoje spektro diapazono srityje (520 – 750 nm), kai kaupinimo spinduliuotės bangos ilgis 400 nm (a) atitinka Ti:safyro lazerio antrosios harmonikos bangos ilgį. Tačiau šiuo atveju stiprinimo juosta tik iš dalies persikloja su matomoje ir artimojoje IR srityje (650 – 1050 nm), generuojamų Ti:safyro osciliatoriaus išvadinių ultratrumpųjų impulsų spektru (c). Taigi plataus spektro Ti:safyro osciliatoriaus impulsus nekolinearios geometrijos BBO parametriniame stiprintuve optimalu stiprinti kaupinant spinduliuote, kurios bangos ilgis siekia (450 – 532 nm). Šį reikalavimą tenkina kietakūnių Nd³⁺ ir Yb³⁺ jonais legiruotų terpių lazeriuose ir stiprintuvuose sustiprintų impulsų antrosios harmonikos spinduliuotės spektrinės charakteristikos. Nd:YAG ir Nd:YVO lazerių antrosios harmonikos impulsų centrinis bangos ilgis yra 532 nm; atitinkamai Nd:YLF ir Nd:stiklas – 527 nm; Yb legiruotose terpėse – 515 nm. Lazeriniais diodais ($\lambda=940$ nm) kaupinamiems Yb³⁺ jonų pagrindu surinktiems stiprintuvams būdingas mažas kvantinis defektas. Tai atitinkamai salygoja mažesnius šiluminius nuostolius aktyviojoje terpėje [43]. Taigi Yb³⁺ legiruotus stiprintuvus optimalu naudoti aukšto pasikartojimo dažnio ir didelės vidutinės galios keleto optinių ciklų OPCPA sistemose [44 – 47]. Pastaruoju metu taip pat daug dėmesio skiriama ne tik didelių galių, bet ir didelių energijų Yb:YAG sistemoms, skirtoms plataus spektro signalo parametriniam stiprinimui [48 – 51]. Tačiau kambario temperatūroje veikiančių Yb:YAG stiprintuvų iki šiol pademonstruota energijos vertė neviršija 200 mJ [50] ir Yb³⁺ jonais legiruotais stiprintuvais kaupinamų TW galios OPCPA sistemų dar nėra pademonstruota. Tuo tarpu patikimi ir santykinai paprastesnės nei Yb³⁺ konfigūracijos Nd³⁺ jonais legiruotų terpių stiprintuvai plačiai taikomi parametriniam keleto optinių ciklų

moduliuotos fazės signalų stiprinimui. *Vrije* universitete (Nyderlandai) 2005 m. panaudojus Nd:YAG lazerio antrosios harmonikos spinduliuotę, plataus spektro Ti:safyro osciliatoriaus spinduliuotė parametriškai sustiprinta iki 1 TW galios, kai suspausto impulso trukmė siekia 9.8 fs [38]. Didžiausia keleto optinių ciklų impulsų trukmės (7,7 fs) OPCPA sistemos smailinė išvadinė galia – 16 TW, taip pat realizuota parametriniam stiprinimui panaudojus 10 Hz dažniu veikiančius Nd:YAG stiprintuvus, kurių impulsų pirmos harmonikos energijos vertė yra 2.2 J, o antrosios harmonikos – 1J [39]. Yra žinoma, kad daugumos ilgesnės išvadinio impulso trukmės (>30 – 40 fs) PW galios OPCPA sistemų kaupinimo lazerių aktyviosios terpės taip pat legiruotos Nd³⁺ jonais (Nd:YLF ir Nd:stiklas [40, 41]).

1.2. Kaupinimo lazerių ir ultratrumpųjų impulsų generatorių sinchronizacija

Aptarėme, kad keleto optinių ciklų impulsus artimojoje IR srityje palanku parametriškai stiprinti BBO kristale panaudojus 450–532 nm kaupinimo spinduliuotę. Šias spektrines charakteristikas tenkina Nd³⁺ ir Yb³⁺ jonais legiruotų stiprintuvų antrosios harmonikos impulsai. Tačiau konstruojant OPCPA sistemas svarbu atsižvelgti ne tik į kaupinimo lazerių impulsų spektrines ir energines charakteristikas. Nemažiau svarbios ir kaupinimo lazerių impulsų laikinės charakteristikos. Parametrinis stiprinimas yra momentinis procesas, todėl kaupinimo ir plataus spektro signalo impulsai turi atsklisti į netiesinį kristalą tuo pačiu laiko momentu, t.y. būtina ultratrumpųjų impulsų generatoriaus ir kaupinimo lazerio sinchronizacija. Paprasčiausias būdas sinchronizuoti OPCPA kaupinimo ir plataus spektro signalo generatoriaus impulsus – visiškai optinės sinchronizacijos realizavimas panaudojus bendrą visos sistemos osciliatorių [42] (pvz., Ti:safyro). Šiuo atveju būtina sąlyga, kad ultratrumpųjų impulsų generatoriaus ir kaupinimo stiprintuvo stiprinimo juostos bent iš dalies užklotų viena kitą. Parankus būdas tai įgyvendinti – OPCPA sistemoje naudoti

stiprintuvus, kurių aktyvioji terpė identiška oscilatoriaus terpei [42, 52]. Tokiu būdu pademonstruota [42] Ti:safyro regeneracinė ir daugelio lėkų stiprintuvų sistema, 1 kHz dažniu sustiprinanti Ti: safyro oscilatoriaus impulsus iki 20 mJ energijos. Tačiau šiuo atveju nepaisant iki galo realizuotos optinės sinchronizacijos, lazerinė sistema gana sudėtinga ir brangi, nes impulsai stiprinami šešiuose aktyviuosiuose elementuose, kurių kiekvienas kaupinamas atskiro kietakūnio Nd:YLF lazerio antrosios harmonikos spinduliuote. Be to, nagrinėjamuose tiesiniuose daugiaėgiuose Ti:safyro stiprintuvuose maksimalią išvadinę energiją riboja sustiprinta savaiminė emisija (ASE), dėl kurios mažėjo spinduliuotės keitimas į antrąją harmoniką, naudojamą parametriniam stiprinimui [52].

Daugumos keleto optinių ciklų OPCPA sistemose naudojamų ultratrumpųjų impulsų generatorių (pvz., Ti:safyro) ir kaupinimo lazerių (pvz., Nd:YAG) aktyvios terpės ir atitinkamai stiprinamos spinduliuotės bangų ilgiai skiriasi. Atitinkamai Nd³⁺ jonais legiruotų stiprintuvų stiprinimo juostai tenkanti oscilatoriaus impulsų energijos dalis $\ll 1$ pJ. Maža užkrato energijos vertė sąlygoja tai, kad regeneraciniame stiprintuve sustiprinta savaiminė emisija (ASE) sudaro didelę dalį stiprintuvo išvadinės energijos. Taigi, norint iki galo realizuoti optinę Ti:safyro oscilatoriaus ir Nd³⁺ stiprintuvų sinchronizaciją, reikalingi papildomi technologiniai sprendimai, užtikrinantys didesnę užkrato impulso energijos vertę, tenkančią Nd³⁺ stiprinimo juostai. Viename iš darbų [53] parodyta, kad Nd:YVO regeneraciniame stiprintuve galima stiprinti itin plataus spektro (550 nm – 1,2 μ m) Ti:safyro oscilatoriaus išvadinius impulsus, prieš tai juos sustiprinus Yb³⁺ jonais legiruotame skaiduliniame priešstiprintuvyje. Tačiau papildomo stiprintuvo naudojimas mažina sistemos kompaktiškumą bei didina jos jautrį išoriniams mechaniniams trikdžiams.

Kitu būdu realizuoti optinę Nd³⁺ stiprintuvų ir Ti:safyro oscilatoriaus sinchronizaciją galima modifikuojant paties oscilatoriaus išvadinių impulsų spektrą (keičiant paties oscilatoriaus veidrodžių spektrines charakteristikas). Šiuo

būdu pademonstruotas Nd:YLF regeneracinio stiprintuvo su femtosekundiniu Ti:safyro osciliatoriaus užkratu veikimas [54]. Minimame darbe dalis Ti:safyro osciliatoriaus spinduliuotės nukreipiama į Nd:YLF regeneracinį stiprintuvą, kita dalis – į impulsų plėstuvą ir BBO kristalą. Šiuo atveju užkrato energijos dalis, atitinkanti Nd:YLF terpės stiprinimo juostos plotį, neviršijo 1,3 pJ. Energijos vertė, tenkanti Nd:YAG aktyvios terpės stiprinimo juostos pločiui, buvo atitinkamai dar mažesnė (145 fJ) ir nepakankama Nd:YAG regeneraciniame stiprintuve stiprinamo impulso aukštam laikiniam kontrastui ASE atžvilgiu užtikrinti. Reikia pastebėti, kad Ti:safyro osciliatoriaus išvadinių impulsų centrinį dažnį galima laisvai keisti keičiant rezonatoriaus veidrodžių atspindžio spektrines savybes. Dalies sistemų Ti:safyro osciliatoriaus centrinis bangos ilgis paslenkamas į 1064 nm bangos ilgių diapazoną. Tačiau šiuo atveju išvadinių osciliatoriaus impulsų spektro plotis susiaurinamas iki 8 nm, o trukmė pailgėja iki 150 fs [55], jei nenaudojama papildomų spektro plėtimo priemonių, OPCPA sustiprinto impulso trukmė nebūna trumpesnė nei osciliatoriaus.

Vienas iš būdų optiškai susinchronizuoti kaupinimo ir signalo impulsus – tai ultratrumpųjų impulsų osciliatoriaus (pvz., Ti:safyro) spinduliuotės spektro poslinkį į ilgabangę bangų sritį realizuoti pritaikius netiesinės optikos metodus. Taip galima tam tikrą dalį išvadinės osciliatoriaus spinduliuotės spektro sutapatinti su kaupinimo lazerio aktyviosios terpės (pvz., Nd:YAG) spektrine stiprinimo juosta. Darbo [56] autoriai pademonstravo OPCPA sistemos Nd:YAG kaupinimo stiprintuvui užkrato generaciją generuodami skirtuminį dažnį BBO kristale. Tuo tikslu pradžioje Ti:safyro osciliatoriaus impulsai buvo sustiprinti iki 600 μ J energijos, o netiesiniam dažnio keitimui naudota antrosios harmonikos spinduliuotė. Tuo tarpu papildomai nesustiprintų ultratrumpųjų impulsų osciliatorių išvadinių impulsų energijos vertės yra santykinai mažos (<10 nJ) ir nepakankamos OPCPA sistemos kaupinimo stiprintuvo užkrato signalo generacijai bėgančiosios bangos skirtuminio dažnio generatoriuose. Kita vertus, norimą osciliatoriaus impulso spektro poslinkį galima realizuoti panaudojus

trečiosios eilės netiesinės optikos reiškinius, vykstančius šviesolaidžio skaiduloje. Pastebėta, kad fs impulsui sklindant šviesolaidyje formuojasi solitoninio tipo impulsas, kurio centrinis bangos ilgis dėl priverstinės Ramano sklaidos paslinktas į infraraudonųjų bangų sritį (SSFS, angl. *Soliton Self-Frequency Shift*) [57]. Pirmą kartą užkrato OPCPA sistemos kaupinimo (Nd:YAG) stiprintuvui formavimas naudojant osciliatoriaus impulso spektro poslinkį fotoninių kristalų skaiduloje pademonstruotas 2005 m. [58]. Šiame darbe į 20 cm ilgio PCF šviesolaidį įvedus 2 nJ energijos vertės Ti:safyro osciliatoriaus impulsus formuojamas solitoninis impulsas, kurio energijos dalis, tenkanti Nd:YAG stiprinimo juostai (≈ 2 pJ), buvo pakankama tolesniam impulso stiprinimui regeneraciniame Nd:YAG stiprintuve. ASE energijos dalis sudarė $< 2,5$ % visos stiprintuve sustiprinto pikosekundinio impulso energijos vertės. Pastaruoju metu OPCPA sistemose visiškai optinės kaupinimo ir signalo impulsų sinchronizacijos realizavimas naudojant Ti:safyro osciliatoriaus impulso spektro kitimą šviesolaidžio skaiduloje taikomas tiek Nd³⁺ [39, 59, 60], tiek Yb³⁺ [44 – 47] jonais legiruočių OPCPA sistemos kaupinimo stiprintuvų atvejais. Pagrindinis šio metodo trūkumas – šviesolaidyje formuojamo solitoninio tipo impulso energiniai ir spektriniai nestabilumai, sąlygojami į santykinai mažo skersmens ($\approx 1,8$ μm) šviesolaidžio šerdį įvedamo osciliatoriaus pluošto krypties nestabilumų bei šviesolaidžio tvirtinimo dalių ir pluošto pozicionavimo sistemos termo-mechaninių perturbacijų. Todėl tokio tipo OPCPA sistemose tenka periodiškai reguliuoti osciliatoriaus spinduliuotės įvedimą į šviesolaidį, taip pat svarbu užtikrinti kuo mažesnius laboratorijos patalpos temperatūros svyravimus [58].

Dviejų skirtingų bangos ilgių osciliatorius galima optiškai sinchronizuoti panaudojus trečiosios eilės kryžminės fazinės moduliacijos reiškinį (XPM, angl. *Cross-Phase Modulation*). Šiuo atveju fiksuoto dažnio sinchronizuojantis osciliatorius vadinamas pagrindiniu (angl. *master*), o sinchronizuojamas osciliatorius – šalutiniu (angl. *slave*). Teoriniai bei praktiniai pagrindinio ir šalutinio osciliatorių sinchronizavimo aspektai panaudojant XPM reiškinį plačiau

išnagrinėti literatūroje [61]. Trumpai paminėsime, kad eksperimento metu dalis pagrindinio osciliatoriaus spinduliuotės nukreipiama į šalutinio osciliatoriaus rezonatorių. Tokiu atveju šalutinio osciliatoriaus rezonatoriuje vienu metu ta pačia kryptimi sklinda ir šalutinio, ir pagrindinio osciliatoriaus impulsai. Pagrindinio osciliatoriaus impulsas, kurio intensyvumas yra I , šalutinio osciliatoriaus rezonatoriaus aktyviajame elemente [61] arba šviesolaidžio skaiduloje [62] sukuria netiesinio lūžio rodiklio priedą n_2I , kuris daro įtaką šalutinio osciliatoriaus impulso spektrinėms ir laikinėms charakteristikoms. Dėl šio vadinamosios kryžminės fazinės moduliacijos reiškinio pakinta šalutinio osciliatoriaus impulso centrinis bangos ilgis. Atitinkamai dėl grupinių greičių dispersijos (GVD) pakinta šalutinio osciliatoriaus rezonatoriaus lėkio optinis kelias ir dažnis. Naudojant šį metodą paskelbta nemažai darbų sinchronizuojant skirtingus osciliatorius [61 – 64] Tačiau ilgalaikis dviejų kietakūnių osciliatorių sinchronizavimas naudojant XPM reiškinį yra komplikuotas dėl terminių ir mechaninių aplinkos trukdžių, sąlygojančių osciliatoriaus optinį kelio pokytį.

Kaupinimo ir signalo impulsus OPCPA sistemoje taip pat galima sinchronizuoti pritaikius aktyvios elektroninės sinchronizacijos būdus. Pagrindinis aktyvios elektroninės sinchronizacijos privalumas – galimybė tarpusavyje sinchronizuoti lazerius, generuojančius skirtingų bangos ilgių impulsus. Kita vertus, kitaip nei pasyvios optinės sinchronizacijos atveju, aktyviai elektroniškai sinchronizuojant OPCPA sistemos kaupinimo ir ultratrumpųjų impulsų lazerius, neišvengiama kaupinimo ir signalo impulsų tirtėjimo (angl. *jitter*) vienas kito atžvilgiu. Kuo didesnė tirtis tarp kaupinimo ir signalo impulsų, tuo didesni parametriškai sustiprintų signalo impulsų energijos ir spektro nestabilumai. Teigiama, kad tirtėjimo vertė turi būti mažesnė už 1/10 kaupinimo impulso trukmės vertės [65]. Žinoma, kuo mažesnė norima kaupinimo ir signalo tirties vertė, tuo sudėtingesnė elektroninės sinchronizacijos schema. Taigi elektroniškos sinchronizacijos metodus optimalu taikyti didelės galios OPCPA sistemose, kaupinamose santykinai ilgose trukmės nanosekundinio moduluotos kokybės

lazerio impulsais [28, 41], kuriose kaupinimo ir signalo sinchronizacijos tikslumą (tirti) pakanka užtikrinti subnanosekundžių tikslumu. Tačiau keleto optinių ciklų OPCPA sistemose, kaupinamose pikosekundiniais impulsais tirties vertė neturi viršyti 1–2 ps. Norint sinchronizuoti dešimčių MHz pasikartojimo dažniu veikiančius pikosekundinį ir femtosekundinį osciliatorius, tenka taikyti elektronines grįžtamojo ryšio schemas, kurios užtikrina, kad osciliatorių pasikartojimo dažniai sutaptų arba jų skirtumas būtų pastovus [38, 66 – 68] bet kuriuo laiko momentu. Taigi šiuo atveju būtina galimybė derinti bent vieno iš OPCPA sistemoje naudojamų osciliatorių dažnį. Žinant, kad osciliatoriaus dažnis priklauso nuo osciliatoriaus rezonatoriaus ilgio, dažnio keitimas realizuojamas derinant rezonatoriaus ilgį pakeitus vieno iš rezonatoriaus veidrodžio, patalpinto pjezoelektrinio transliacinio staliuko, padėtį. Keleto optinių ciklų (<10 fs) OPCPA sistemose aktyvi elektroninė sinchronizacija realizuota sinchronizuojant femtosekundinį Ti:safyro ir pikosekundinius Nd:YVO [38, 66] osciliatorius. Nors realizuota kaupinimo ir signalo tirties vertė <1 ps pakankama dešimčių pikosekundžių kaupinimo impulso ir plataus spektro moduluotos fazės signalo efektyviai netiesinei sąveikai, tačiau elektroninės sinchronizacijos schemas sudėtingumas, ir didelio netiesiškumo fotoninių kristalų skaidulų pasiūlos rinkoje atsiradimas sąlygojo tai, kad Garching (Vokietija) MPQ instituto mokslinė grupė atsisakė taikyti aktyvios kaupinimo ir signalo sinchronizacijos būdus.

Aptarėme, kad tiek aktyvūs, tiek pasyvūs plataus spektro signalo Ti:safyro osciliatoriaus ir kaupinimo stiprintuvų išvadinių impulsų sinchronizacijos būdai keleto optinių ciklų OPCPA sistemose yra gana sudėtingi. Kita vertus, pasyvios kaupinimo ir signalo sinchronizacijos metodai supaprastėtų, jei naudotume bendrą Yb³⁺ jonais legiruotą OPCPA sistemos osciliatorių, kurio didelė dalis išvadinių impulsų spektro užsiklotų su Nd³⁺ arba Yb³⁺ jonais legiruotų didelių išvadinių energijų kaupinimo stiprintuvų stiprinimo juosta. Tačiau minėjome, kad Yb³⁺ jonais legiruotų femtosekundinių osciliatorių signalinių impulsų spektro plotis (5 – 20 nm) nėra pakankamai platus tam, kad realizuotume OPCPA sistemos

keleto optinių ciklų išvadinių impulsų trukmę. Vis dėlto Yb:KGW osciliatorius galima naudoti trumpųjų impulsų OPCPA sistemose, tik tam reikalinga papildoma plataus spektro užkrato signalo (kontinuumo) generatoriaus pakopa. Tokiu atveju Yb³⁺ legiruotų lazerių išvadinių impulsų spektras plečiamas baltos šviesos kontinuumo (WLC) generatoriuje, o impulsų energijos padidinamos parametrinio stiprinimo būdu [69, 70]. Šiuo metu yra pademonstruotos kelios didelių energijų OPCPA sistemos, stiprinančios plataus spektro moduluotos fazės impulsus. Palyginti su Ti:safyro pagrindu sukurtais ultratrumpųjų impulsų osciliatoriais, vienas esminių Yb³⁺ lazerio impulsais kaupinamų WLC generatorių panaudojimo OPCPA sistemose privalumų – galimybė formuoti plataus spektro signalą įvairiose spektrinio diapazono srityse, kaupinimui naudojant skirtingas Yb³⁺ lazerio išvadinio impulso harmonikas ar / ir kaupinant skirtingų terpių (pvz., CaF₂, YAG, safyras...) WLC generatoriaus kristalus. Vienos universiteto mokslininkai pademonstravo didelių išvadinių energijų OPCPA sistemas, kuriose signaliniai impulsai buvo sugeneruoti kaupinant safyro ir YAG kristalus atitinkamai antrosios ($\lambda_c=515$ nm) [71] ir pirmosios ($\lambda_c=1030$ nm) [72] harmonikų Yb³⁺ lazerinių stiprintuvų keleto μ J energijos impulsais. Tokiu būdu formuojamų signalinių impulsų, nukreipiamų į kitas parametrinio stiprinimo pakopas, centriniai bangos ilgiai buvo $\lambda_s=800$ ir $\lambda_s=1550$ nm. Atitinkamai kitose pakopose Nd:YAG pirmosios harmonikos spinduliuote ($\lambda_p=1064$ nm) kaupinamame OPA realizuotame KTP kristale sustiprinti skirtuminiai (angl. *Idler*) impulsai ($\lambda_i=1550$ ir $\lambda_i=3900$ nm) [71,72]. Minėtose viduriniojo IR spektrinio diapazono OPCPA sistemose naudotas Yb:KGW osciliatorius, ir buvo realizuota optinė plataus spektro signalo ir pikosekundinio lazerinio stiprintuvo (Nd:YAG) išvadinių impulsų sinchronizacija. Kita vertus, šiuo metu dar nėra pademonstruota TW galios keleto optinių ciklų OPCPA sistemų, kuriose bendro Yb jonais legiruoto osciliatoriaus bei stiprintuvo impulsai naudojami tiek plataus spektro VIS ir NIR srityje (700 – 950 nm) signalo, stiprinamo BBO kristale, tiek Nd jonais legiruotų

kaupinimo lazerinių stiprintuvų užkrato impulsų formavimui. Šiuo metu tokia OPCPA sistema yra projektuojama ir konstruojama Vilniaus universiteto mokslinės grupės [73]. Minimoje sistemoje plataus spektro (720–950 nm) signalas formuojamas kaupinant WLC generatorių (5 mm ilgio safyro kristalas) 2–3 μJ energijos vertės femtosekundiniais (300 fs) Yb:KGW regeneracinio stiprintuvo impulsais. Užduodantis osciliatorius sistemoje yra taip pat Yb:KGW medžiagos pagrindu pagamintas fs osciliatorius (generuojamas centrinis bangos ilgis – 1030 nm). Didelės energijos (300 mJ) pikosekundiniai (90 ps) kaupinimo impulsai formuojami Nd:YAG regeneraciniuose ir tiesiniuose stiprintuvuose ir AH generatoriuose. Sistemoje tiek Nd:YAG, tiek Yb:KGW stiprintuvai stiprina bendro femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsus, todėl realizuojama optinė kontinuumo signalo ir pikosekundinio kaupinimo impulsų optinė sinchronizacija. Šiame disertaciniame darbe pristatomi atskiri šios OPCPA sistemos pikosekundinių Nd:YAG kaupinimo stiprintuvų kūrimo ir tobulinimo etapai. Pateikiami teoriniai ir eksperimentiniai darbai, kurių tikslas – optimizuoti išvadinės kaupinimo spinduliuotės laikinius, erdvinius bei energinius parametrus taip, kad tenkintų plataus spektro moduluotos fazės signalo stiprinimui keliamus reikalavimus.

1.3 Kaupinimo lazerių išvadininių impulsų laikinės charakteristikos

Kaupinimo impulso trukmė

Pirmosiose OPCPA sistemose moduluotos fazės signalo stiprinimui naudoti nanosekundiniai kaupinimo impulsai [36] leido realizuoti rekordinės PW eilės OPCPA sistemų išvadinio impulso galios [41], taip pat rekordinio (34 %) kaupinimo – signalo keitimo efektyvumus [28]. Nanosekundinių lazerių bei stiprintuvų naudojimas OPCPA sistemose supaprastina sudėtingas elektronines signalo – kaupinimo sinchronizacijos schemas ir suteikia galimybę modifikuoti kaupinimo impulso formą subnanosekundinės skiriamosios gebos elektrooptiniais

moduliatoriais [28]. Kita vertus, ns impulsų taikymą didelės galios *keleto optinių ciklų* OPCPA sistemų kaupinimui riboja dvi svarios priežastys: 1) parametriniam stiprinimui naudojamo kristalo pažeidos slenkstis ir 2) plataus spektro signalo plėtros – spūdos faktorius. Plačiau apžvelkime kiekvieną jų. Visų pirma, keleto optinių ciklų OPCPA sistemose parametriniam stiprinimui naudojamų netiesinių kristalų ilgis neturi viršyti 4–5 mm, nes priešingu atveju kristalo parametrinio stiprinimo juostos plotis nebus pakankamas plataus spektro signalo stiprinimui [54]. Parodyta [74], kad, esant minėtiems kristalo ilgiams, kaupinimo impulso intensyvumo vertė turi būti apie 10 GW/cm^2 tam, kad būtų galima pasiekti praktiniu požiūriu pakankamą 10–20 % signalo – kaupinimo keitimą BBO kristale. Šiuo atveju ns impulsus naudoti keleto optinių ciklų OPCPA sistemose nepraktiška, nes BBO kristalo pažeidimo slenkstis kaupinant keleto ns impulsu yra apie 1 GW/cm^2 .

Be to, yra parodyta, kad, siekiant kompensuoti keleto optinių ciklų OPCPA sistemos plėstuvo – spaustuvo aukštesniųjų eilių dispersijos narius, būtina užtikrinti, kad stiprinamo signalo plėtros ir spūdos faktoriaus vertė neviršytų 10^3 – 10^4 [75]. Taigi, norint pasiekti, kad išvadinio OPCPA sistemos impulso trukmė būtų apie 10 fs, faziškai moduluoto signalo impulso trukmė už impulso plėtros įrenginio ir atitinkamai kaupinimo impulsų trukmės turi būti mažesnės nei 10–100 ps. Atsižvelgiant į tai, kad tokios trukmės impulsams BBO kristalo pažeidos slenkstis ($\approx 20 \text{ GW/cm}^2$) [54] neviršija efektyviai parametriniai sąveikai reikalaujamo intensyvumo 4–5 mm ilgio kristale, dešimčių ps impulsus optimalu naudoti keleto optinių ciklų OPCPA sistemose [39, 67].

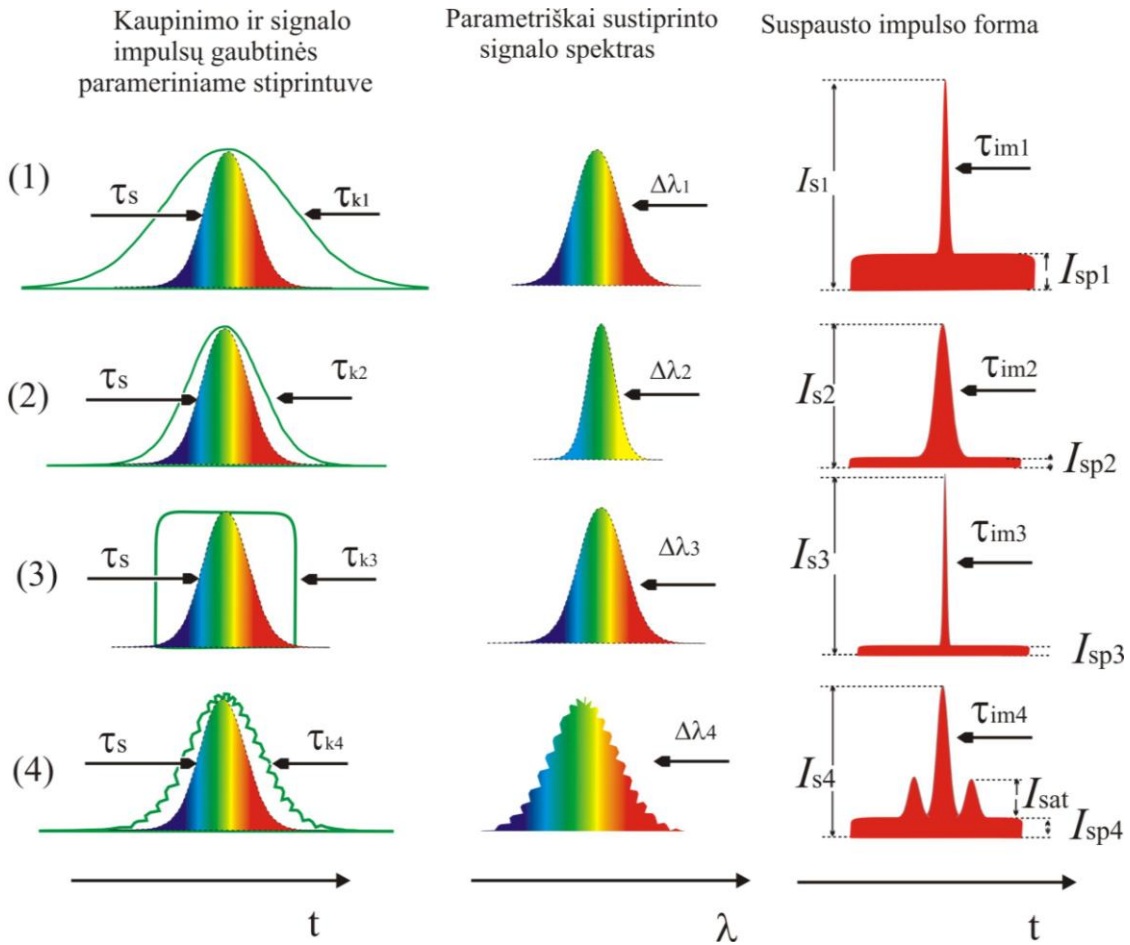
Keleto pikosekundžių trukmės impulsų (1–2 ps) taikymas OPCPA sistemose dėl eile mažesnio signalo plėtros – spūdos faktoriaus suteikia galimybę dar labiau supaprastinti parametriškai stiprinamo signalo plėtros – spūdos grandines [46]. Kita vertus, 1–2 ps trukmės impulsų netiesinio kristalo pažeidos slenkstis dar aukštesnis (100 – 200 TW/cm^2), todėl keleto optinių ciklų OPCPA sistemose galima didesnio intensyvumo impulsais kaupinti trumpesnę kristalą ($\approx 1 \text{ mm}$), ir

realizuoti platesnę parametrinio stiprinimo juostą. Dėl minėtų priežasčių projektuojamų keleto optinių ciklų PW galios OPCPA sistemų kaupinimui numatoma naudoti Yb jonais legiruotų čirpuotų impulsų stiprintuvus, kurių išvadinių impulsų trukmė yra 1–2 ps, spinduliuotę [51]. Tačiau didelės energijos Yb³⁺ lazerinių stiprintuvų gamybos technologija šiuo metu dar tik plėtojama ir, kitaip nei dešimčių pikosekundžių impulsų kaupinamų OPCPA sistemų atveju, TW galios keleto optinių ciklų OPCPA sistemų, kaupinamų 1–2 ps trukmės impulsais, dar nėra pademonstruota.

Kaupinimo impulso forma bei kaupinimo-signalų trukmių santykis

Parametrinio stiprinimo sąveikos efektyvumas priklauso nuo kaupinimo ir signalinio (čirpuoto) impulso trukmių santykio [76] bei nuo kaupinimo impulso formos [77]. Kaupinimo signalo impulsų trukmių santykis sąlygoja tiek kaupinimo į parametrinį signalą keitimo efektyvumą (kaupinimo impulso energijos dalis parametrinio stiprinimo metu atiduodama signalui), tiek sustiprinto ir suspausto plataus spektro impulso trukmę bei kontrastą. Daugelyje didelės galios KOC OPCPA sistemų parametriniam kaupinimui naudojami pikosekundiniai Gauso formos impulsai, nes tokios formos išvadiniai impulsai formuojami kaupinimo lazeriuose ir stiprintuvuose, jei nenaudojama papildomų impulso gaubtinės formavimo priemonių. Kita vertus, būtent Gauso formos kaupinimo impulsų naudojimo atveju svarbu įvertinti optimalų kaupinimo ir signalo impulso trukmių santykį (τ_k/τ_s) [77, 78]. Šio santykio įtaka sustiprinto impulso spektro pločiui $\Delta\lambda$, suspausto impulso trukmei τ_{im} bei kontrastui K yra kokybiškai pavaizduota 1.2 pav. Matome, kad ilgesnės kaupinimo impulso trukmės atveju ($\tau_{k1} > \tau_{k2}$), realizuojamas platesnis sustiprinto signalo spektras $\Delta\lambda_1 > \Delta\lambda_2$ ir mažesnė suspausto impulso trukmė $\tau_{im1} < \tau_{im2}$. Tačiau tokiu atveju yra mažesnis parametrinio keitimo koeficientas $\eta_1 < \eta_2$. Kitas svarbus sustiprinto ir suspausto impulso parametras, kuriam įtaką daro kaupinimo signalo trukmių

santykis, yra kontrastas (K) – apibrėžiamas kaip smailinio impulso intensyvumo I_s ir parametrinės superliuminescencijos fono I_{sp} ar šalutinių (satelitinių) impulsų intensyvumų I_{sat} verčių santykis ($K=I_s/I_{sp}$ arba $K=I_s/I_{sat}$).



1.2 pav. Kaupinimo impulso gaubtinės įtaka sustiprinto impulso spektrui ir suspausto impulso trukmei bei formai.

Yra žinoma, kad laiko intervaluose, kuriuose nėra kaupinimo impulso gaubtinės ir signalo impulso gaubtinės sanklotos, generuojamas parametrinės superliuminescencijos fonas [76], sąlygojantis suspausto impulso kontrasto mažėjimą (1.2 pav.). Todėl nagrinėjamu atveju $K_1 < K_2$. Taigi signalo ir Gauso formos kaupinimo impulso trukmių santykio (τ_k/τ_s) optimizavimas yra kompromisas tarp didesnio parametrinio keitimo koeficiento η , ir minimalios suspausto impulso trukmės τ_{im} bei didesnio kontrasto K . Pademonstruotose TW

galios KOC OPCPA sistemose kaupinimo ir signalo impulsų trukmių santykis kinta nuo 6 ($\tau_k=60$ ps, $\tau_s=10$ ps) [38] iki 2,5 ($\tau_k=100$ ps; $\tau_s=40$ ps) [79]. Vienas iš būdų optimizuoti sustiprinto ir suspausto moduluotos fazės signalo trukmę, kontrastą ir kaupinimo-signalų keitimo koeficientą – parametrinio stiprintuvo kaupinimui taikyti stačiakampės (hipergausinės) formos impulsus [28, 77, 79, 80]. Yra parodyta, kad kaupinant čirpuotų impulsų stiprintuvą tos pačios trukmės ($\tau_k \approx 250$ ps) bei energijos Gauso ir hipergausinės formos impulsais, taip pat esant vienodoms pradinio signalo impulso trukmėms, keitimo efektyvumai atitinkamai 36 % ir 55 % [80].

Kitas svarbus parametras, darantis įtaką parametriškai sustiprinto ir suspausto impulso kokybei (kontrastui) – kaupinimo impulso gaubtinės intensyvumo moduliacijų gylis bei periodas [81]. Yra žinoma, kad dėl kaupinimo impulso gaubtinės moduliacijos sąlygotos parametriškai stiprinamo signalo spektro formos iškreipimų, greta sustiprinto ir suspausto signalinio impulso stebimi šalutiniai impulsai (1.2 pav). Šalutinių impulsų trukmė ir forma priklauso nuo kaupinimo impulso gaubtinės moduliacijos pobūdžio. Esant periodinei kaupinimo impulso gaubtinės moduliacijai (pvz., dėl regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje naudojamų Fabri-Pero interferometrų efekto) stebimi pavieniai (atskiri) šalutiniai impulsai [81]. Tačiau kai kaupinimo impulso amplitudė moduluota dėl lazeriniuose stiprintuvuose sustiprintos spontaninės emisijos (ASE) fono, stebimas pikosekundinės trukmės fonas [82]. Šioje disertacijoje parametrinių stiprintuvų kaupinimo impulsų laikinių charakteristikų tyrimams buvo skirtas didelis dėmesys. Darbe tirtas pikosekundinių impulsų formavimas užkratui naudojant femtosekundinius impulsus, išvadinių impulsų kontrastas ir jo gerinimo būdai, impulsų laikinio profilio valdymas siekiant formuoti plokščios viršūnės kaupinimo impulsus.

2. Pikosekundinių impulsų formavimas Nd:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose su femtosekundinės trukmės užkratu

Parametriniuose faziškai moduluotų impulsų stiprintuvuose keliami tam tikri reikalavimai kaupinimo impulso trukmei [101]. Tam, kad būtų pasiektas maksimalus kaupinimo spinduliuotės keitimas, kaupinimo impulso trukmė turi būti suderinta su laike išplėsto stiprinamo impulso trukme. Minimalią impulso trukmę riboja parametriniame stiprinime naudojamų kristalų dangų pažeidimo slenkstis ($<20 \text{ GW/cm}^2$). Kita vertus, yra parodyta [54], kad parametriškai stiprinamojo impulso *maksimalų* plėtimą riboja sudėtingas sustiprinto impulso spūdos mechanizmas ir dėl sumažėjusio intensyvumo krintantis parametrinio stiprinimo efektyvumas. Todėl kaupinimo impulso trukmė, kaip kompromisinis variantas parenkama tokia, kad nebūtų pažeisti netiesiniai kristalai, tačiau būtų pakankamas kaupinimo-signalų keitimo koeficientas bei sustiprinto impulso spūda. Yra parodyta [54], kad geriausiai šias sąlygas tenkina parametrinio stiprintuvo kaupinimui naudojami pikosekundiniai impulsai.

2.1. Impulso trukmės formavimo daugelio praėjimų Fabri-Pero etalonų sistemoje teorinis modelis

Pikosekundinio impulso trukmės formavimui dažnai naudojami regeneracinių stiprintuvų rezonatoriuose talpinami Fabri-Pero interferometrai. Tačiau, jei impulso ir dvigubo lėkio per etaloną trukmės yra tos pačios eilės, formuojamo impulso laikinė gaubtinė tampa moduluota. Siekiant išvengti impulso gaubtinės laikinės moduliacijos, naudojamos daugelio etalonų sistemos. Impulso laikinės gaubtinės kitimas impulsui prasklidus vieno ir dviejų etalonų sistemą atitinkamai išreiškiamas tokiomis formulėmis [83]:

$$E(t)_{out} = (1 - R) \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i2mkc\tau) E_{in}(t - 2m\tau); \quad (2.1)$$

$$E(t)_{out} = (1 - R_1)(1 - R_2) \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \exp(i2mkc\tau_1) \exp(i2lkc\tau_2) E_{in}(t - 2m\tau - 2l\tau_2); \quad (2.2)$$

Čia R_1 ir R_2 pirmojo ir antrojo etalono paviršių atspindžio koeficientai, τ_1 and τ_2 impulso sklidimo per etaloną trukmės, k – bangos skaičius, c – šviesos greitis.

Siekdami nustatyti pikosekundinio impulso formavimo regeneraciniuose stiprintuvuose ypatybes, skaitmeninį stiprinamų impulsų transformacijos modeliavimą atlikome naudodamiesi (2.1) ir (2.2) išraiškėmis. Tariame, kad pradinio impulso, sklindančio iš pirmos pakopos regeneracinio stiprintuvo RS1, laukas $E(t)_{in}$ aprašomas Gauso funkcija:

$$E(t)_{in} = \exp\left(\frac{2\pi i c t}{\lambda}\right) \times \exp\left(\frac{-2 \ln 2 \cdot t^2 \cdot (1 + \gamma)}{\Delta t^2}\right) \quad (2.3)$$

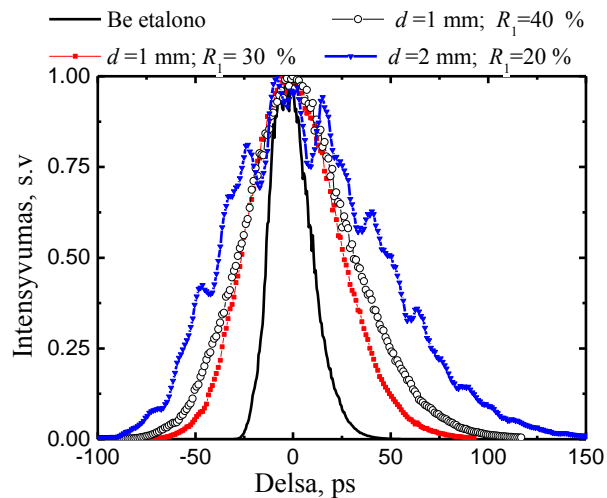
Čia Δt – impulso trukmė (FWHM), γ - fazės moduliacijos parametras, λ – bangos ilgis.

Atliekant skaičiavimus kiekvienam sekančiam lėkiui per etaloną išvadinio impulso laukas $E(t)_{out}$ tampa įvadiniu E_{in} . Ciklas kartojamas $2N$ kartų, čia N – impulso lėkio regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje skaičius. Vieno regeneracinio stiprintuvo rezonatoriaus lėkio metu impulsas į etaloną patenka du kartus. Šiame modelyje impulso spektro siaurėjimas dėl stiprinimo juostos pločio neįskaitomas.

2.2. Pikosekundinio impulso trukmės formavimas stiprintuvuose su vienu etalonu

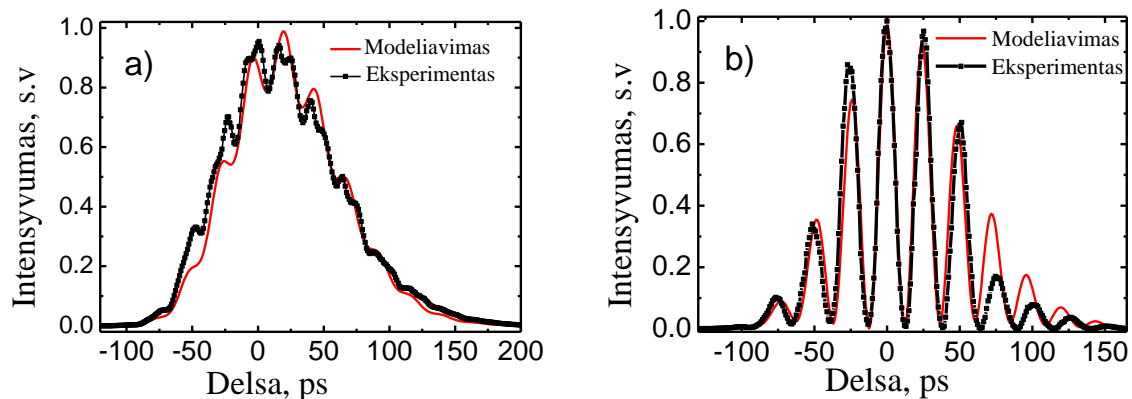
Atlikdami skaitmeninį modeliavimą, charakterizavome įvadinio impulso ir Fabri-Pero etalono parametrus įtakojančius regeneracinio stiprintuvo išvadinio impulso gaubtinės formą. Kartu atlikome ir eksperimentinius impulsų gaubtinės transformacijų tyrimus. Žinodami, kad autokoreliaciniai matavimai neparodo realios impulso gaubtinės, pikosekundinio impulso formą charakterizavome trumpo zondojuančio impulso kryžminiu koreliatoriumi. Tam tikslui modifikavome trečiosios eilės kryžminį koreliatorių (*Amplitude technologies*). Sustiprintą ir daugiaeigę etalonų sistemą prasklidusį pikosekundinį impulsą zondavome femtosekundiniu (300 fs trukmės) impulsu, sustiprintu Yb:KGW regeneraciniame stiprintuve (UAB *Šviesos konversija*). Plačiau trumpo zondojuančio impulso kryžminio koreliacinio matavimo metodika aprašyta ketvirtame skyriuje.

Pikosekundinio impulso gaubtinės matavimo rezultatai, kai antros pakopos regeneraciniame stiprintuve naudojami skirtingos bazės d ir atspindžio koeficiento R etalonai, pateikti 2.1 pav.



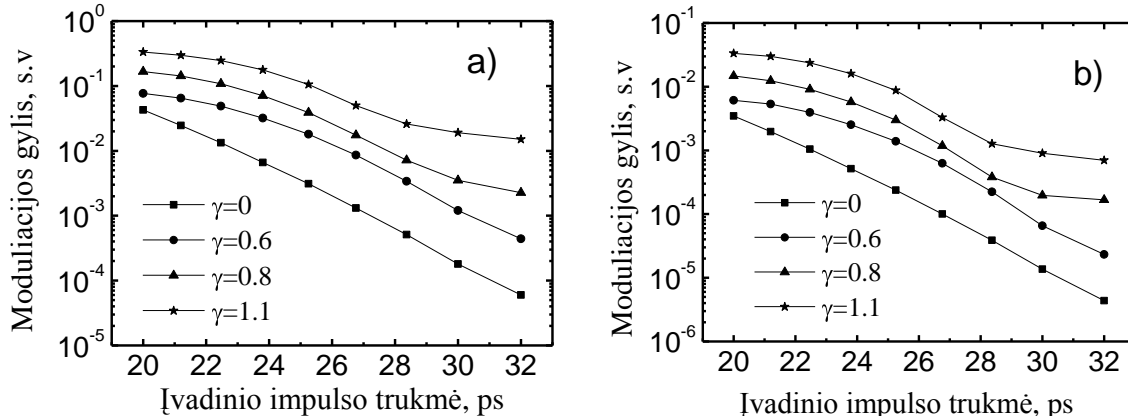
2.1 pav. Antrosios pakopos regeneraciniame stiprintuve sustiprinto impulso kryžminės koreliacinės kreivės esant skirtingo storio ir atspindžio etalonams.

Įvadinio impulso (sklindančio iš pirmos pakopos degeneracinio stiprintuvo RS1) trukmė buvo 25 ps. Antrosios pakopos stiprintuve RS2 impulsas sustiprintas iki 100 μ J energijos. Iš pateiktų kreivių matyti, kad regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje panaudojus vien tik 1 mm bazės etalonus ($R_1=30\%$ ir $R_1=40\%$) pamatuojamos impulso gaubtinės moduliacijos išvengiama, tačiau impulsas laike išplečiamas tik iki 60 ps. Nustatėme, kad panaudojus 2 mm ilgio SF-6 stiklo, kurio dielektrinių dangų atspindys $R_1=20\%$, etaloną, 25 ps trukmės (FWHM) impulsas po $N=9$ regeneracinio stiprintuvo rezonatoriaus lėkių išplečiamas iki 90 ps. Tačiau šiuo atveju išvadinio impulso gaubtinė moduluota (2.2 pav.), o moduliacijos gylis siekia iki 0,12.



2.2 pav. Antrosios pakopos regeneraciniame stiprintuve suformuoto impulso gaubtinė panaudojus 2 mm storio ir 20% atspindžio etaloną, kai etalonas rezonansinėje padėtyje (a) ir antirezonansinėje (b) padėtyse. Rezonatoriaus lėkių skaičius $N=9$, moduliacijos parametras $\gamma=1$.

Manome, kad stebimus gaubtinės iškrypimus sąlygoja tai, kad įvadinio impulso trukmė artima etalono lėkio trukmei ($\tau_1=24$ ps). Skaitmeninio modeliavimo rezultatai dideliu tikslumu sutampa su eksperimentinių kreivių duomenimis (2.2 pav.). Papildomi skaičiavimai pagal pateiktą teorinį modelį rodo, kad impulso gaubtinės moduliacijos gylis kritiškai priklauso nuo įvadinio impulso trukmės (2.3 pav.). Skaitmeniškai pakeitę įvadinio impulso trukmę nuo 20 iki 32 ps (FWHM) ir tarę, kad $\gamma=0$, stebime impulso gaubtinės moduliacijos sumažėjimą nuo 4×10^{-2} iki 6×10^{-5} (2.3a pav.).



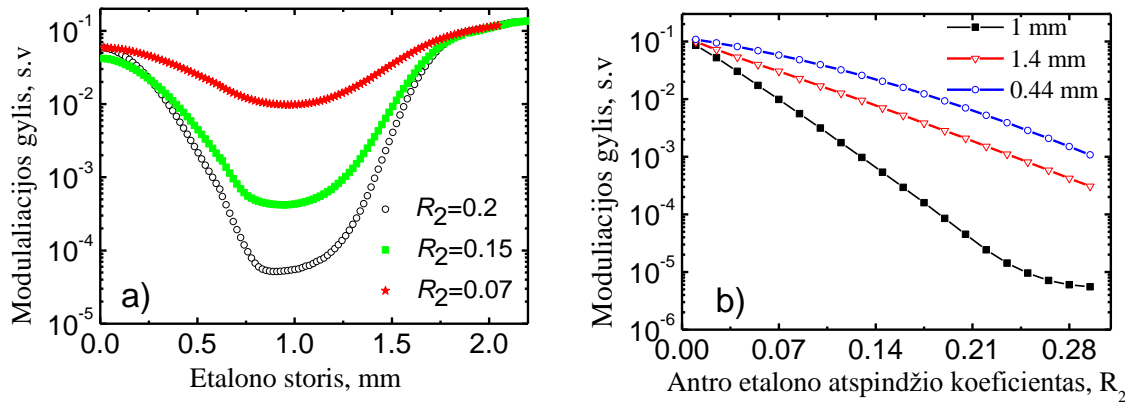
2.3 pav. Gaubtinės moduliacijos gylio priklausomybė nuo įvadinio impulso trukmės, kai rezonatoriuje: a) vienas $d=2\text{mm}$ SF-6 stiklo etalonas ($R_1=20\%$) ir b) papildomas antras SF-6 etalonas (storis 1mm; atspindys $R_2=7\%$). Rezonatoriaus lėkių skaičius $N=9$.

Kita vertus, tie patys skaičiavimai rodo, kad gaubtinės moduliacijos gylis priklauso ne tik nuo pradinės impulso trukmės, bet ir nuo „čirpo“ parametro γ . Žinoma, kad impulso kokybė: $K = \Delta\nu \times \Delta\tau = 0.44 \times \sqrt{1 + \gamma^2}$ spektriškai ribotiems Gauso impulsams yra lygi 0,44, kai $\gamma=0$. Realiose regeneracinio stiprinimo sistemose $\gamma \neq 0$ dėl ps impulso netiesinės sąveikos su rezonatoriaus optiniais elementais. Iš 2.3a pav. matyti, kad tuo atveju, kai $\gamma=1,1$ ($K=0,65$) ir įvadinio impulso trukmė $\Delta t=32$ ps, gaubtinės moduliacijos gylis yra $0,5 \times 10^{-2}$. Ši vertė yra trimis eilėmis prastesnė (didesnė) nei tuo atveju, kai $\gamma=0$.

2.3. Pikosekundinio impulso trukmės formavimas stiprintuvuose su dviem etalonais

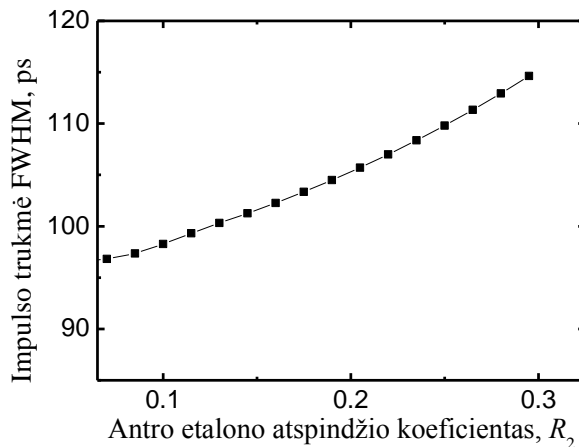
Atlikto skaitmeninio modeliavimo rezultatai parodė, kad į regeneracinio stiprintuvo rezonatorių įdėjus antrą papildomą etaloną, formuojamo impulso gaubtinės moduliacija mažėja. Iš 2.3b pav. matyti, kad įdėję papildomą 1 mm storio nedengtą SF-6 stiklo etaloną, impulso gaubtinės moduliaciją sumažiname nuo $0,5 \times 10^{-2}$ iki 7×10^{-4} (kai $\gamma=1,1$ $\Delta t=32$ ps). Tam, kad įvertintume optimalius antro parenkamo etalono parametrus, atlikome impulso gaubtinės moduliacijos

gylio priklausomybės nuo antro etalono storio skaitmeninį modeliavimą esant skirtingoms atspindžio koeficiento R_2 vėrtėms. (2.4 pav.).



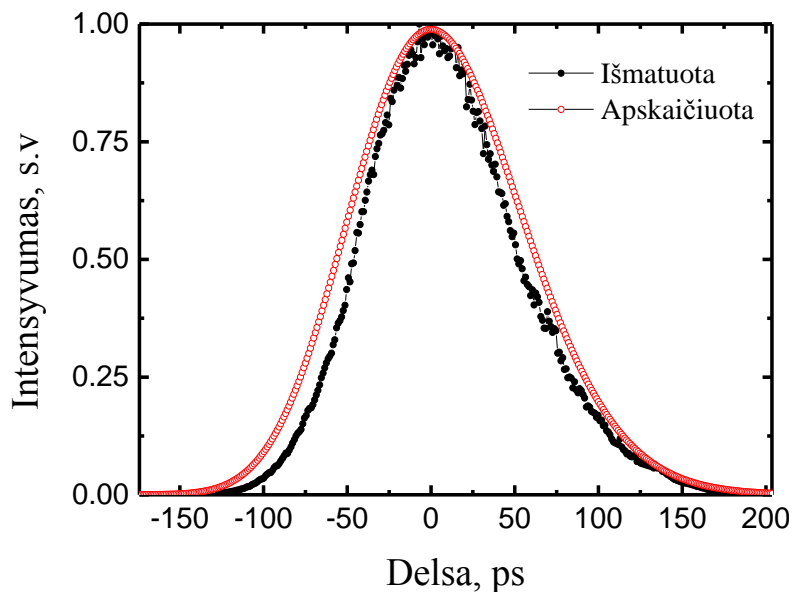
2.4 pav. Apskaičiuota impulso gaubtinės moduliacijos gylio priklausomybė nuo antro etalono storio (a) ir atspindžio koeficiento R_2 (b), kai įvadinio impulso trukmė yra 25 ps, $\gamma=1,1$, rezonatoriaus lėkių skaičius $N=9$. Pirmojo SF-6 etalono storis 2 mm, atspindžio koeficientas $R_1=0,2$.

Iš 2.4a pav. pateiktų skaičiavimo rezultatų matyti, kad didžiausias impulso gaubtinės moduliacijos sumažinimo efektas pasiekiamas tada, kai antro etalono storis lygus pusei pirmojo etalono storio. Nagrinėjamu atveju optimalus FP etalono storis – 1 mm. Iš modeliavimo rezultatų 2.4b pav. matyti, kad kitas svarbus antro etalono parametras, sumažinantis gaubtinės iškraipymus, yra atspindžio koeficientas R_2 . Padidinus R_2 , moduliacijos gylis mažėja.



2.5 pav. Antros pakopos regeneraciniame stiprintuve formuojamo impulso trukmės priklausomybė nuo antro 1 mm storio etalono atspindžio koeficiento.

Skaičiavimai taip pat rodo, kad antro etalono atspindžio koeficiento didinimas padidina formuojamo impulso trukmę (2.5 pav.). Vis dėlto papildomo antro etalono įtaka impulso ilginimui daug mažesnė nei gaubtinės glotninimo efektas. Pavyzdžiui, pakeitus 1 mm storio etalono atspindį nuo 0,01 iki 0,3, moduliacijos gylis sumažinamas nuo $8,6 \times 10^{-2}$ iki $5,5 \times 10^{-6}$ (2.4b pav.), o impulso trukmė pakinta tik nuo 90 iki 115 ps (2.5 pav.). Remdamiesi atliktų skaitmeninių modeliavimų rezultatais, į antros pakopos regeneracinio stiprintuvo rezonatorių įmontavome dviejų FP etalonų sistemą. Pirmojo etalono storis buvo 2 mm, antrojo – 1 mm. Atitinkamai etalonų atspindžio koeficientų vertės $R_1=20\%$ ir $R_2=30\%$. Naudodamiesi šia etalonų sistema, iš RS2 išeinančio impulso trukmę išplėtėme iki 100 ps vertės (2.6 pav.).



2.6 pav. Antros pakopos regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje suformuoto impulso gaubtinė, kai naudojama dviejų etalonų sistema. Skaičiavimuose $\gamma=1,1$.

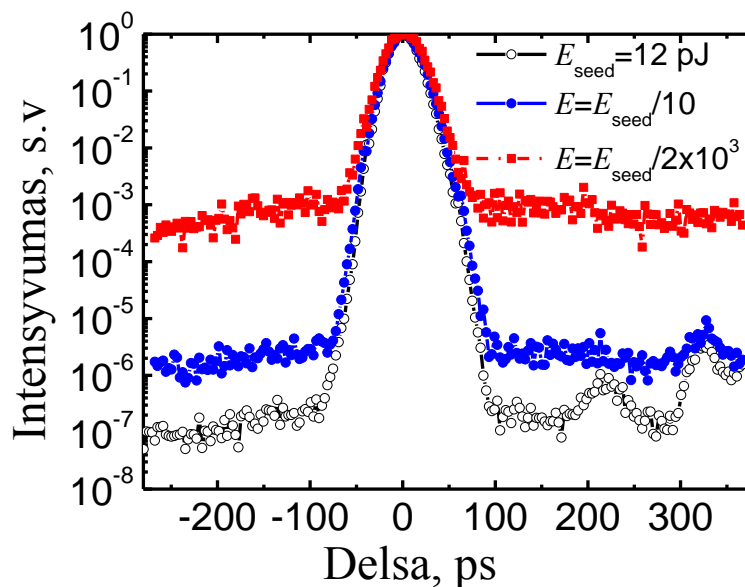
Pagal modeliavimo rezultatus moduliacijos gylis šiuo nagrinėjamu atveju turėtų būti $5,5 \times 10^{-6}$. Šios itin mažos vertės dėl triukšmingo fotodaugintuvo signalo mums išmatuoti nepavyko.

3. Sustiprintų pikosekundinių impulsų kontrastas ir jo gerinimas naudojant netiesinį intensyvumų filtrą

3.1. Nd:YAG stiprintuvuose sustiprintų Yb:KGW impulsų kontrasto tyrimas

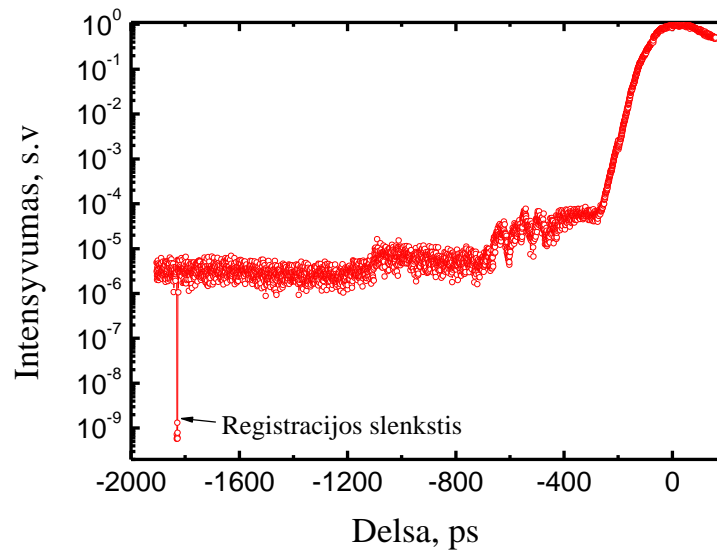
Tam, kad realizuotume visiškai optinę kaupinimo ir parametriškai stiprinamo signalo sinchronizaciją, OPCPA sistemoje turime naudoti bendrą ultratrumpų impulsų generatorių tiek didelės energijos kaupinimo lazerių užkratui, tiek plataus spektro moduluotos fazės signalo generacijos grandinėse [58]. Sinchronizuotų modų generatorių išvadinių energijų vertės santykinai mažos, todėl tam, kad sustiprintume ps impulsą iki reikiamų energijų, būtina naudoti ne tik tiesines daugiaeišges, bet ir regeneracines stiprinimo sistemas. Teigiamo grįžtamojo ryšio regeneraciniuose stiprintuvuose sustiprinami ne tik ps impulsai, bet tuo pačiu metu generuojamas nanosekundinės trukmės sustiprintos savaiminės emisijos (angl. ASE) spinduliuotės fonas. Šio fono ir sustiprinto ps impulso energinį ar amplitudinį santykį mes toliau vadinsime impulso energiniu ar amplitudiniu kontrastu. Yra parodyta, kad nepakankama sustiprinto impulso kontrasto vertė labai sumažina OPCPA sistemų efektyvumą [58]. Todėl buvo nuspręsta ištirti naudojamų Nd:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose stiprinamų impulsų kontrasto priklausomybę nuo Yb:KGW osciliatoriaus užkrato energijos. Eksperimento metu naudojome dvipakopę Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistemą, stiprinančią 60 fs trukmės Yb:KGW osciliatoriaus impulsus. Tą pačią dviejų pakopų regeneracinių stiprintuvų sistemą naudojome ir atlikdami impulsų gaubtinės formavimo daugelio etalonų sistemoje eksperimentus (antras skyrius). Femtosekundinio generatoriaus impulsų spektro, kurio centrinis bangos ilgis yra 1030 nm, ilgesnių bangų diapazono spektrinių dedamųjų galia buvo pakankama, norint užtikrinti stabilų Nd:YAG regeneracinio stiprintuvo (RS1) veikimą. Iš fs osciliatoriaus spektro gaubtinės įvertinta užkrato energija 1064 nm srityje buvo

≈ 12 pJ (0,6 nm FWHM spektro juostoje). Po dvidešimties regeneracino stiprintuvo RS1 rezonatoriaus lėkių impulso trukmė dėl Nd:YAG stiprinimo juostos spektrinio siaurinimo ir 1 mm storio SF-6 stiklo etalono efekto buvo išplečiama iki 26 ps. Maksimali sustiprinto impulso energija ($45 \mu\text{J}$) ribojama Nd:YAG kristalo dangų pažeidimo slenksčio. Sustiprinto impulso kontrastą bei laikines charakteristikas matavome trečiosios eilės kryžminiu koreliatoriumi (*Sequoia, Amplitude Technologies*), pritaikytu 1000–1150 nm bangos ilgio impulsų charakterizavimui. Prietaiso dinaminis diapazonas fs impulsų matavimams – 10^{11} . Tam, kad dinaminis diapazonas būtų pakankamas ir 30–100 ps trukmės impulsų kontrasto (smailinio impulso ir ASE fono santykio) charakterizavimui, „gamyklinį“ AH kristalą (I-tipo 0,7 mm ilgio BBO) pakeitėme į II-tipo 3 mm ilgio KTP. Pirmojo regeneracinio stiprintuvo spinduliuotės laikinio kontrasto matavimai pateikti 3.1 pav.



3.1 pav. Pirmos pakopos regeneraciniame stiprintuve sustiprinto impulso trečiosios eilės kryžminės koreliacinės funkcijos, kai naudojamos skirtingos femtosekundinio užkrato energijos E_{seed} .

Iš paveikslo matyti, kad sustiprinto impulso kontrasto vertė ASE atžvilgiu yra $\approx 4 \times 10^{-7}$ esant maksimaliai užkrato energijai (12 pJ, juoda kreivė). Paskui užkrato energiją filtrais slopinome atitinkamai 10 kartų (mėlyna kreivė) ir 2×10^3 kartų (raudona kreivė). Matavimų rezultatai aiškiai parodo, kad stiprintuvo RS1 išvadinės spinduliuotės kontrastas priklauso nuo užkrato energijos ir, esant silpnam užkratui, išauga ASE intensyvumas. Antros pakopos regeneraciniame stiprintuve sustiprintų impulsų kontrasto vertė $\approx 3 \times 10^{-6}$ (išmatuota esant maksimaliai užkrato energijai į pirmos pakopos regeneracinį stiprintuvą RS1) (3.2 pav.) yra maždaug eile prastesnė nei pirmos pakopos stiprintuvo išvade.



3.2 pav. Antros pakopos Nd:YAG regeneraciniame stiprintuve RS2 sustiprinto impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės funkcijos, esant maksimaliai užkrato energijai (12 pJ) į RS1.

Taip yra dėl to, kad antrajame regeneraciniame stiprintuve generuojami ne tik savi kvantiniai triukšmai, bet kartu stiprinama ir iš pirmo stiprintuvo sklindanti ASE dalis. Taigi norint pagerinti sistemos kontrastą, reikia didinti užkrato energiją. Tačiau sustiprinto impulso kontrastą taip pat galima pagerinti specialiais kontrasto gerinimo prietaisais.

3.2. Sustiprinto impulso kontrasto gerinimo būdai

Impulsų kontrasto gerinimui naudojami netiesiniai filtrai. Paprastai šie filtrai montuojami po pirmųjų stiprinimo pakopų tam, kad netiesinio filtro inicijuojami impulso energijos nuostoliai būtų kompensuojami vėlesnėse lazerinio stiprinimo pakopose. Yra keletas skirtingų kontrasto gerinimo būdų.

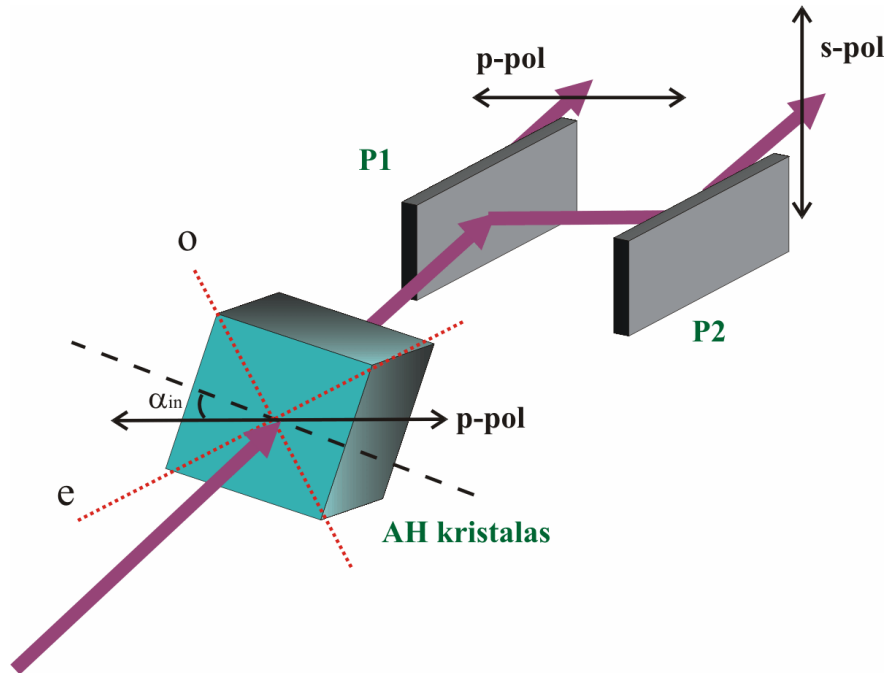
Įsisotinančio sugėriklio montavimas tarp lazerinio stiprinimo pakopų – vienas paprasčiausių ir pigiausių kontrasto gerinimo būdų [84, 85]. Tačiau šio metodo taikymą riboja naudojamo sugėriklio fotoblyškimas ir šiluminiai paviršiaus bei tūrio pažeidimai [85]. Kitas kontrasto gerinimo būdas – kryžmiškai poliarizuotos bangos generavimas (XPW, angl. *Cross-Polarized Wave*) bario fluorida (BaF_2) kristale. Pritaikius šį kubinio netiesiškumo (χ^3) keturbangio maišymo reiškinį, impulso kontrasto vertė pagerinama keliomis eilėmis [86, 87]. Šio netiesinio filtro, sudaryto iš BaF_2 kristalo ir poliarizatorių poros, indukuoto pralaidumo vertė siekia 30 %, kai kristalą žadinančios spinduliuotės smailinis intensyvumas yra 1–3 TW [88]. Taigi minėto metodo taikymai perspektyvūs tik esant didelės smailinės galios femtosekundiniams impulsams, nes esant pikosekundiniams impulsams (ilgesniems nei 1 ps), BaF_2 medžiagos pažeidimo slenkstis ($<70 \text{ GW/cm}^2$) dešimtimis kartų mažesnis už impulso intensyvumą, reikalingą efektyviai netiesinei sąveikai BaF_2 kristale realizuoti. Kitas trečiosios eilės netiesinis procesas, taikomas impulsų kontrasto gerinimui – netiesinis eliptinis poliarizacijos sukimas (NER, angl. *Nonlinear Ellipse Rotation*). Metodas taikomas kondensuotose medžiagose [89] arba ore [90] tik santykinai didelės keletu milidžaulių energijos femtosekundiniams impulsams. Mikrodžaulinių femtosekundinių impulsų kontrasto pagerinimui keliomis eilėmis naudojami dujomis pripildyti fotoninių kristalų bangolaidžiai [91, 92]. NER reiškinium pagrįsto filtro veikimas taip pat pademonstruotas ir esant pikosekundiniams impulsams. Šiuo atveju eksperimentuose kaip netiesinė terpė naudotas CS_2 skystis [93] arba dvejojpo lūžio rodiklio šviesolaidžiai [94]. NER taikymo minėtose

medžiagose inžinerinės schemos gana sudėtingos, be to, išvadinio impulso spektro gaubtinė iškraipoma dėl fazinės savimoduliacijos. Šiame skyriuje mes pristatome pikosekundinio impulso kontrasto gerinimo metodiką, pagrįstą nuo intensyvumo priklausančiu (netiesiniu) pirmosios harmonikos impulso poliarizacijos plokštumos sukimu (NPE, angl. *Nonlinear Polarization Evolution*) antro tipo antrosios harmonikos kristale, Nagrinėjamas poliarizacijos sukimas (NPE) yra priskiriamas prie antrosios eilės netiesinių procesų, t.y. sąlygojamas kvadratinio medžiagos netiesiškumo (χ^2). Taigi impulso kontrasto gerinimo efektas realizuojamas esant daug mažesnėms (apie 10^3 kartų) kaupinimo spinduliuotės intensyvumo vertėms nei NER ir XPW atveju. NPE reiškinys pirmą kartą pademonstruotas prancūzų mokslininkų Leford ir Barthelemy [95]. Nuo to laiko efektas pritaikytas optinio tranzistoriaus [96] ir įvairiose sinchronizuotų modų lazerių modų sinchronizacijos schemose [97–99]. Tačiau, mūsų žiniomis, NPE reiškinį pikosekundinių impulsų kontrasto gerinimui veikiančioje lazerinėje sistemoje mes pritaikėme pirmieji.

3.3. Antros eilės netiesinio intensyvumų filtro veikos principai

Prieš taikydami kontrasto gerinimo metodiką realioje lazerinėje sistemoje, charakterizavome išorinio netiesinio filtro parametrus. Eksperimento schema pateikta 3.3 pav. Tiesiškai poliarizuotas pirmosios harmonikos (1064 nm) impulsas nukreipiamas į fazinio sinchronizmo kampu orientuotą antro tipo AH kristalą. Šio tipo kristale keitimo į antrąją harmoniką efektyvumas ir išvadinės 1064 nm spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus kryptis priklauso nuo įvadinės spinduliuotės smailinio intensyvumo, taip pat nuo kampo tarp kaupinimo spindulio poliarizacijos vektoriaus ir kristalo paprastosios (o) bei nepaprastosios (e) bangų sklidimo plokštumų. Tuo atveju, kai kampo α_{in} tarp kaupinimo poliarizacijos plokštumos ir kristalo indikatrixės ašių pusiaukampinės (3.3 pav.

brūkšninė linija) vertė lygi nuliui, tiesiškai poliarizuotos kaupinimo spinduliuotės poliarizacijos vektoriaus dedamosios kristalo (o) ir (e) ašių atžvilgiu yra lygios.

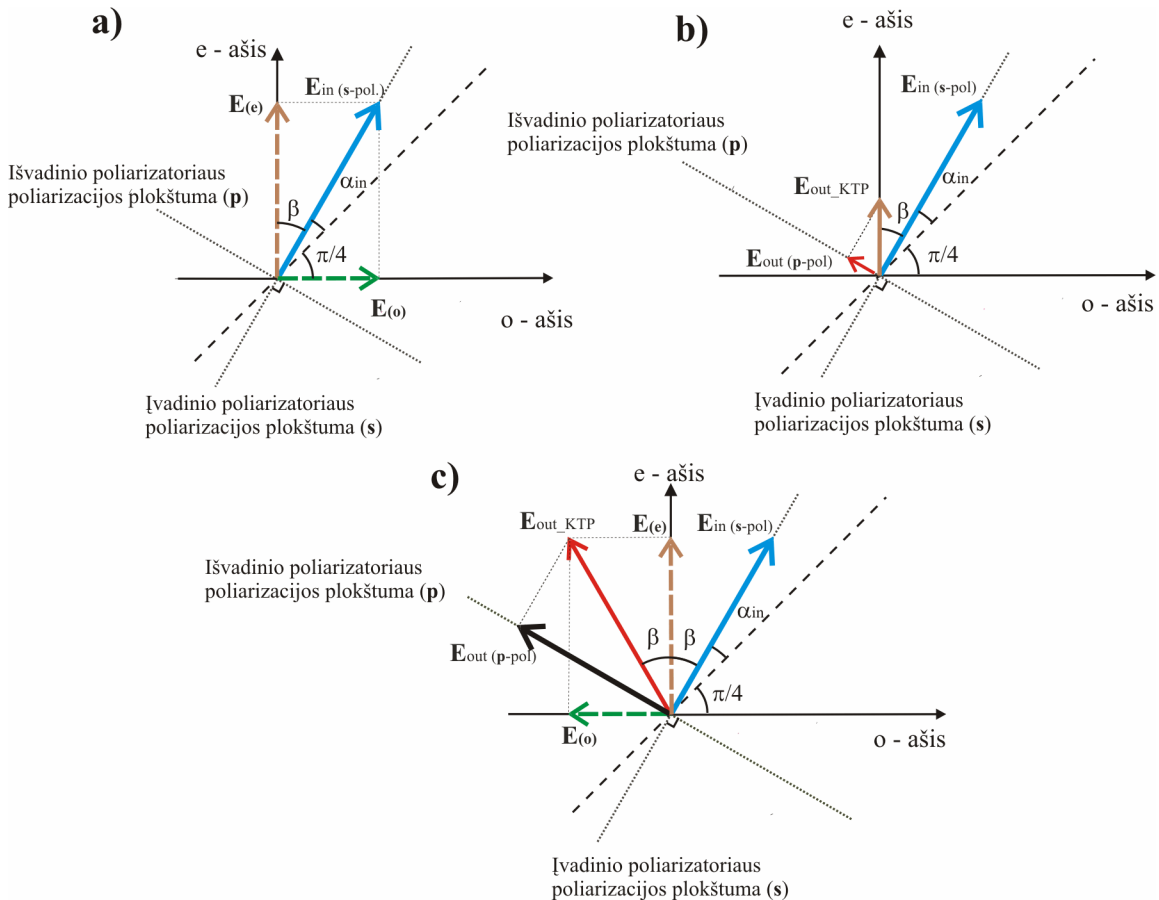


3.3 pav. Kontrasto gerinimo įrenginio (netiesinio filtro) tyrimo schema: AH – antrosios harmonikos kristalas, P1 ir P2 – poliarizatoriai.

Antro tipo AH generacijos sąveikos metu šių poliarizacijos projekcijų nuskurdinimas yra vienodas, todėl išvadinės 1064 nm spinduliuotės poliarizacijos kryptis nepakinta. Ši išnagrinėta situacija paprastai būdinga įprastiniams AH generatorių taikymams, kai siekiama kad pirmosios harmonikos keitimas į antrąją būtų maksimalus.

Kaupinimo spinduliuotės poliarizacijos kryptis, kai $\alpha_{in} \neq 0$, kinta. Detaliau šio kitimo dinamika skaitmeniškai išnagrinėta išsprendus kaupinimo ir antrosios harmonikos bangų tribangės sąveikos lygtis [95]. Mes netiesiniam poliarizacijos plokštumos kitimo II-tipo AH kristale kokybiniam paaiškinimui apsiribosime grafiniu modeliu. Tarkime, į kristalą krinta tiesiškai poliarizuota kaupinimo (pirmosios harmonikos) banga, kurios elektrinio lauko vektorius yra $E_{in(s-pol)}$

(3.4 pav.). Parenkame, kad lauko poliarizacijos plokštuma sutaptų su įvadinio poliarizatoriaus plokštuma (s), kuriai yra statmena išvadinio poliarizatoriaus plokštuma (p). Kampą tarp įvadinės kaupinimo spinduliuotės lauko vektoriaus $\mathbf{E}_{in(s-pol)}$ ir II-tipo kristalo indiktrinės ašies (e) pažymėkime β . Kampą tarp kristalo indiktrinės ašių pusiakampinės ir kaupinimo bangos $\mathbf{E}_{in(s-pol)}$ pažymėsime α_{in} .



3.4 pav. Kaupinimo impulso netiesinio poliarizacijos plokštumos kitimo II-tipo AH kristale vektorinė diagrama: a) kristalo įėjime; b) netiesiniame kristalo ilgyje, kai dėl AH generacijos nuskurdinama $\mathbf{E}(o)$ lauko dedamoji; c) netiesiniame kristalo ilgyje, kai dėl AH rekonversijos proceso $\mathbf{E}(o)$ lauko dedamoji visiškai regeneruojama.

Kaupinimo spinduliuotės elektrinio lauko dedamosios kristalo indiktrisių ašyse atitinkamai yra $\mathbf{E}(o)$ ir $\mathbf{E}(e)$. Minėjome, kai $\alpha_{in}=0^0$ ($\beta=45^0$), tai

$|\mathbf{E}(\mathbf{o})| = |\mathbf{E}(\mathbf{e})|$. Iš pateikto 3.4a pav. matyti, kad kai $\alpha_{in} \neq 0$, tai ir $|\mathbf{E}(\mathbf{o})| \neq |\mathbf{E}(\mathbf{e})|$. Vykstant antrosios harmonikos generacijai, elektrinių laukų $\mathbf{E}(\mathbf{o})$ ir $\mathbf{E}(\mathbf{e})$ vektorių ilgiai sutrumpėja vienodu mastu, todėl išvadinė spinduliuotė ($\mathbf{E}(\mathbf{o})$ ir $\mathbf{E}(\mathbf{e})$ vektorinė suma), nors ir išlieka tiesiškai poliarizuota, tačiau poliarizacijos plokštuma pasukama. Kaupinimo impulsui nusklidus kristale tam tikrą atstumą (vykstant antrosios harmonikos generacijos procesui), viena iš elektrinio lauko dedamųjų (nagrinėjamu atveju $\mathbf{E}(\mathbf{o})$) gali būti visiškai nuskurdinama (3.4b pav.). Tuomet impulso elektrinio lauko \mathbf{E}_{out_KTP} poliarizacijos plokštuma kristale bus pasukta kampu β , t.y. lauko projekcija į išvadinio poliarizatoriaus plokštumą $\mathbf{E}_{out(p-pol)}$ yra nelygi nuliui (3.4b pav.). Jei naudojamas ilgesnis AH kristalas, vyksta tolesnė tribangė sąveika. Kadangi viena iš kaupinančio elektrinio lauko dedamųjų $\mathbf{E}(\mathbf{o})$ visiškai nuskurdinta, todėl tolesnė AH generacija negalima (oe-e sąveika). Taigi AH generacija virsta skirtuminio dažnio generacija (rekonversija). Šio proceso metu vykstant sąveikai tarp sugeneruotos antrosios harmonikos ir likutinio pirmosios harmonikos lauko $\mathbf{E}(\mathbf{e})$, regeneruojama $\mathbf{E}(\mathbf{o})$ elektrinio lauko dedamoji. Galima sakyti, kad kaupinimo (šiuo atveju antrosios harmonikos) lauke yra stiprinama signalinė ($\mathbf{E}(\mathbf{e})$) ir generuojama skirtuminė ($\mathbf{E}(\mathbf{o})$) bangos. Kartu skirtuminė banga $\mathbf{E}(\mathbf{o})$ pradinės bangos atžvilgiu įgyja π vertės fazės postūmį. Tai iliustruojama ($\mathbf{E}(\mathbf{o})$) vektoriaus nukreipimu į “neigiamų” indikatrixės (\mathbf{o}) verčių pusę (3.4c pav.). Esant pakankamam netiesinės sąveikos ilgiui, dėl skirtuminio dažnio generacijos $\mathbf{E}(\mathbf{o})$ ir $\mathbf{E}(\mathbf{e})$ elektrinių laukų dedamųjų vertės tampa lygios į kristalą kritusio lauko dedemosioms $|\mathbf{E}_{out_KTP}| = |\mathbf{E}_{in(s-pol)}|$. Tai atitinka maksimalų pirmosios harmonikos spinduliuotės poliarizacijos plokštumos posūkio kampą 2β . Kuo didesnis kampas β , tuo didesnė elektrinio lauko dedamoji $\mathbf{E}_{out(p-pol)}$ į išvadinio poliarizatoriaus plokštumą (3.4c pav.). Taigi netiesinio filtro pralaidumas $T = |\mathbf{E}_{out(p-pol)}|^2 / |\mathbf{E}_{in(s-pol)}|^2$ priklauso nuo kampo β , kristalo ilgio L bei kaupinimo spinduliuotės intensyvumo $|\mathbf{E}_{in(s-pol)}|^2$. Žinoma, kad regeneraciniame stiprintuve

stiprinamo ps impulso intensyvumo vertė didesnė, nei generuojamo nanosekundinio ASE fono, taigi nagrinėjamas filtras gali būti pritaikytas stiprinamo ps impulso kontrastui pagerinti.

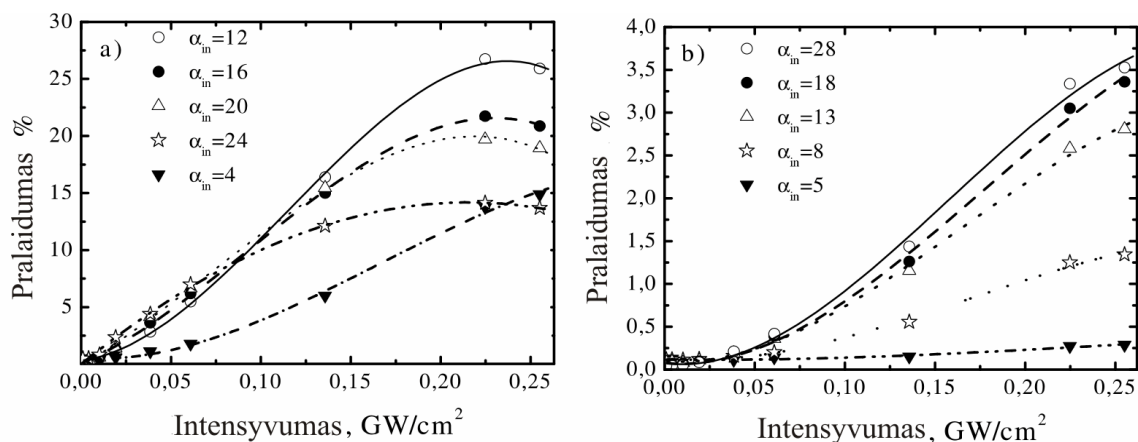
Impulso kontrasto gerinimo įrenginiui naudojome II-tipo KTP antrosios harmonikos kristalą, išpjautą taip, kad sinchronizmo kampas $\varphi=23.5^\circ$, kampas (X,Y) plokštumoje $\theta=90^\circ$. KTP kristalui būdingos didelės netiesiškumo d_{eff} bei erdvinio priėmimo kampo vertės, maža diafragminio apertūrinio efekto įtaka. Dėl išvardytų savybių KTP yra vienas labiausių tinkamų kristalų antrosios harmonikos generacijai esant mažiems kaupinimo spinduliuotės intensyvumams. Yra parodyta [97, 100], kad I-tipo kristalą, išderintą iš fazinio sinchronizmo plokštumos, taip pat galima naudoti netiesiniam filtriui, tačiau atlikti teorinio modeliavimo rezultatai [95, 100] rodo, kad kaupinimo spinduliuotės intensyvumas, reikalingas „praskaidrinti“ netiesinį filtrą I-tipo BBO kristalo atveju yra keletą kartų didesnis nei KTP. Po AH kristalo skindantis pasuktos (vertikalios dedamosios) poliarizacijos ps impulsas atsispindi nuo dielektrinių poliarizatorių poros P1 ir P2. (3.3 pav.). Kiekvieno iš jų poliarizacinis kontrastas (angl. *extinction ratio*) yra ne blogesnis kaip 1:100. Atitinkamai poliarizatorių poros užtikrinamas poliarizacinis kontrastas tarpusavyje statmenos poliarizacijos impulsams yra ne blogesnis kaip 10^{-4} .

3.4. Netiesinio filtro charakterizavimas

Netiesinio filtro charakteristikų tyrimui naudojome pikosekundinę Nd:YAG lazerinę sistemą, sustiprinančią 1064 nm 100 ps trukmės (FWHM) impulsus iki 50 μJ . Lazero pluošto skersmuo ($1/e^2$ smailinio intensyvumo lygyje) KTP kristalo plokštumoje buvo ~ 500 μm , atitinkamas maksimalus spinduliuotės intensyvumas – 0.25 GW/cm^2 . Netiesinio filtro įrenginio tinkamumą impulso kontrasto gerinimui galime apibrėžti kaip silpno (triukšminio) ir stipraus signalų pralaidumų santykį. Taigi mes iš pradžių matavome netiesinio filtro pralaidumo

priklausomybę nuo įvadinio impulso intensyvumo esant skirtingoms kampo α_{in} vertėms. Naudojome dviejų skirtingų ilgių ($L=3\text{mm}$; $L=7\text{ mm}$) KTP kristalus. Nulinę kampo α_{in} vertę atitinka $\beta=45^\circ$ kampas tarp kaupinimo spinduliuotės poliarizacijos plokštumos ir kristalo indikatrixės ašių. Šį kampą nustatėme orientuodami kristalą taip, kad AH generacijos efektyvumas būtų maksimalus.

Iš 3.5 pav. pateiktų eksperimentų rezultatų matyti, kad maksimali netiesinio filtro pralaidumo vertė 28 % indukuojama 7 mm ilgio kristale, kai $\alpha_{in}=12^\circ$ ir kaupinimo spinduliuotės intensyvumas yra $0,23\text{ GW/cm}^2$. Padidinus intensyvumo vertę iki $0,28\text{ GW}$ pralaidumo vertė sumažėja iki 25 %. Taigi netiesiniam filtrui būdingas sotinimo efektas.

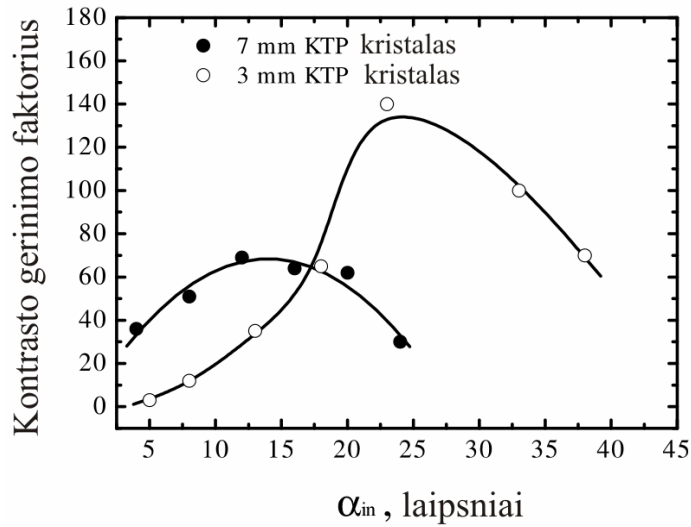


3.5 pav. Eksperimentinė netiesinio filtro pralaidumo priklausomybė nuo įvadinio impulso intensyvumo esant skirtingoms kampo α_{in} vertėms, kai naudojami 7 mm ilgio (a) ir 3 mm ilgio (b) KTP kristalai.

Matavimų rezultatai (3.5 pav.) kiekybiškai sutampa su grafinio modeliavimo (3.2 skyrelyje) ir literatūroje [95] nurodytomis išvadamis, teigiančiomis, kad didinant kampą α_{in} netiesinis filtras išotinamas esant mažesnėms kaupinimo spinduliuotės intensyvumams, tačiau maksimali išotinta pralaidumo vertė mažėja. Galima daryti išvadą, kad silpnų signalų kontrasto gerinimui optimalu parinkti didesnes kampo α_{in} vertes. Kita vertus, kai α_{in} vertės mažos ($\alpha_{in}\approx 1^\circ$), pademonstruota [95] rekordinė filtro pralaidumo vertė ($\approx 90\%$), kai ps kaupinimo

impulso intensyvumo vertė (9 GW) santykinai didelė. Kontrasto gerinimo įrenginyje pakeitus 7 mm kristalą į 3 mm, dėl trumpesnio sąveikos ilgio ir atitinkamai mažesnio poliarizacijos plokštumos posūkio kampo filtro pralaidumo vertė sumažėja iki 3,5 %. Pagrindinis parametras, apibūdinantis impulsų valiklį (netiesinį filtrą) yra kontrasto gerinimo faktorius, kurį esant tam tikroms eksperimento sąlygoms apskaičiuojame iš filtro pralaidumų santykio, kai kaupinimo intensyvumas atitinkamai siekia 250 MW/cm^2 ir 1 MW/cm^2 . Pastebėjome, kad nuslopinus kaupinimo spinduliuotės intensyvumo vertę iki 1 MW/cm^2 , netiesinio poliarizacijos sukimo sąlygojami filtro pralaidumo pokyčiai nykstamai maži, t.y. netiesinis filtras tampa tiesiniu.

Iš eksperimentinių duomenų apskaičiuota kontrasto gerinimo faktoriaus priklausomybė nuo kampo α_{in} pateikta 3.6 pav. Maksimalios šio faktoriaus vertės esant $L=3\text{mm}$ ir $L=7 \text{ mm}$ ilgio kristalams atitinkamai lygios 140 ir 70, kai α_{in} skirtingi. Matome, kad naudojant trumpesnę kristalą (3 mm) ši vertė didesnė, nors filtro praskaidrėjimo vertė apie 10 kartų mažesnė. Du kartus mažesnės kontrasto gerinimo faktoriaus vertės, kai kristalas yra 7 mm, negalime paaiškinti stebima praskaidrėjimo sotimi esant didesniems kaupinimo intensyvumams (0,25 GW). Mat ši vertė ≤ 70 esant visoms matuotoms intensyvumo ir kampo α_{in} vertėms. Manome, kad mažesnę kontrasto gerinimo faktoriaus vertę sąlygoja skirtingi netiesinio filtro pralaidumai esant mažoms kaupinimo intensyvumo vertėms, t.y. kai filtras veikia tiesiniu režimu.



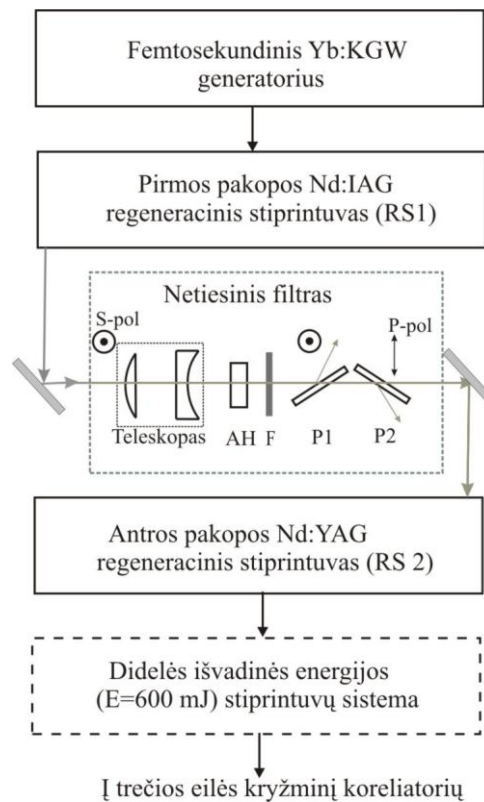
3.6 pav. Netiesinio filtro kontrasto priklausomybė nuo kampo α_{in} , kai naudojami 7 mm ir 3 mm ilgio KTP kristalai.

Nagrinėjamo įrenginio II-tipo kristalai tuo pat metu yra ir aukštos eilės fazinės plokštelės, nes $n(\mathbf{o})-n(\mathbf{e})\approx 0,1$. Taigi dalis kaupinimo impulso poliarizacijos plokštumos posūkio nepriklauso nuo intensyvumo. Todėl, kaip minėjome, net ir esant mažiems kaupinimo intensyvumams, tam tikra dalis kaupinimo spinduliuotės sklinda per tarpusavyje sukryžiuotus poliarizatorius. Netiesinio filtro veikimas optimizuojamas tuomet, kai esant mažiems spinduliuotės intensyvumams kristalo ilgyje L dėl $n(\mathbf{o})-n(\mathbf{e})=\Delta n$ sukuriamas fazių skirtumas $\Delta\phi=\Delta n k L$ tarpusavyje statmenoms elektrinio lauko dedamosioms yra 2π kartotinis. Eksperimento metu tai realizavome orientuodami KTP kristalą plokštumoje, statmenoje sinchronizmo plokštumai taip, kad, esant mažiems kaupinimo impulso intensyvumams, per sukryžiuotus poliarizatorius sklindančios spinduliuotės energijos vertė būtų minimali. Pastebėjime, kad naudojant 7 mm kristalą ši vertė didesnė, t.y kontrasto gerinimo faktorius mažesnis nei 3 mm kristalo atveju. Ilgesnio kristalo fazinės plokštelės eilė aukštesnė, todėl dėl mažo skersmens pluošto skėsties keblu idealiai realizuoti 2π fazių skirtumą visame pluošte. Prietaiso kontrasto gerinimo faktorių taip pat riboja spinduliuotę depoliarizuojantys KTP kristalo lūžio rodiklio netolygumai išilgai kristalo ilgio.

Ilgesniam kristale netolygumų sllygojama depoliarizacijos vertė didesnė. Bet kuriuo atveju, remdamiesi netiesinio filtro charakterizavimo rezultatais, galime tikėtis realioje lazerinėje sistemoje sustiprinto ps impulso kontrasto vertę pagerinti dviem eilėmis.

3.5. Netiesinio filtro integravimas į Yb:KGW impulsus stiprinančią pikosekundinę sistemą.

Charakterizuotą impulsų valiklį panaudojome dvipakopėje regeneracinių stiprintuvų sistemoje 1 kHz dažniu stiprinamų ps impulso kontrastui gerinti. Impulsų valiklį įdėjome tarp pirmos ir antros pakopos stiprintuvų (3.7 pav.).



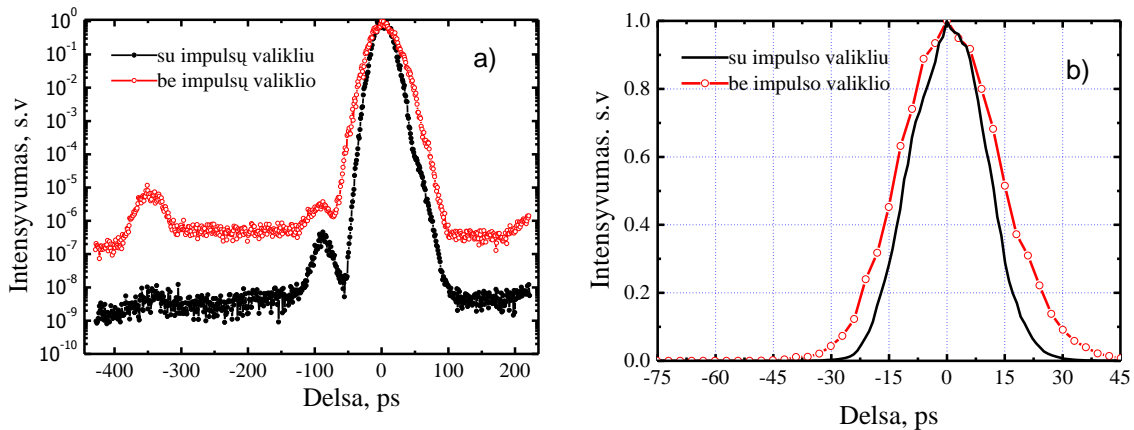
3.7 pav. Pikosekundinio impulso stiprinimo ir kontrasto gerinimo schema: AH – antrosios harmonikos KTP kristalas, F – filtras, P1, P2 - poliarizatoriai

Regeneracinių stiprintuvų sistema, stiprinanti 60 fs trukmės Yb:KGW osciliatoriaus (UAB *Šviesos konversija*) impulsus, buvo naudojama kaip pirminė didelių energijų lazerinių stiprintuvų pakopa.

Sustiprinto impulso kontrastą ir laikines charakteristikas matavome trečiosios eilės kryžminiu koreliatoriumi (*Sequoia, Amplitude Technologies*). Išmatuotos pirmos pakopos regeneraciniame stiprintuve RS1 sustiprinto impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės pateiktos 3.8 pav. Matome, kad ASE lygis smailinio impulso intensyvumo atžvilgiu (kontrastas) yra 5×10^{-7} . Taip pat stebime santykinai silpnus ~ 80 ps ir ~ 350 ps prieš pagrindinį impulsą regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje atsirandančius priešimpulsus. Sustiprinto impulso kontrastui gerinti nukreipėme pluoštą į impulsų valiklį. Teleskopu sumažinto ir sukolinuoto pluošto skersmuo ($1/e^2$ smailinio intensyvumo lygyje) KTP kristalo plokštumoje buvo ~ 500 μm . Atitinkamai maksimalus spinduliuotės intensyvumas siekė $0,88 \text{ GW/cm}^2$. Kristale netiesiškai pasuktos impulso poliarizacijos dedamosios ((**s**) ir (**p**) – poliarizacija) sklinda per dielektrinių poliarizatorių porą P1 ir P2, o sugeneruota AH sugerama filtre. Impulsų valiklio parametrus optimizavome iteraciniu būdu. Pirmiausia derindavome kristalą fazinio sinchronizmo plokštumoje ir keisdavome kampą α_{in} taip, kad per poliarizatorių porą sklindančio sustiprinto ps impulso energijos vertė būtų didžiausia. Taip nustatydavome netiesinio filtro maksimalaus pralaidumo parametą. Paskui regeneracinį stiprintuvą „perjungdavome“ į moduluotos kokybės režimą. Generuojamų nanosekundinių impulsų intensyvumas daug kartų mažesnis nei pikosekundinių. Tokiu būdu sumažinę spinduliuotės intensyvumą, derinome kristalą plokštumoje, statmenoje sinchronizmo plokštumai taip, kad filtro pralaidumas būtų mažiausias. Kitaip tariant, realizuojame tiesinį ortogonalų poliarizacijos dedamųjų 2π fazės postūmį.

Į nagrinėjamą lazerinę sistemą įmontuoto netiesinio filtro maksimali pralaidumo vertė buvo 24 % ir atitiko kristalo posūkio kampą $\alpha_{\text{in}}=15^{\circ}$. Pralaidumo vertė buvo didesnė už anksčiau pateiktas išmatuotas vertes (3.5b pav.). Manome, kad tai sąlygojo šiame eksperimento etape realizuotas didesnis įvadinės spinduliuotės intensyvumas.

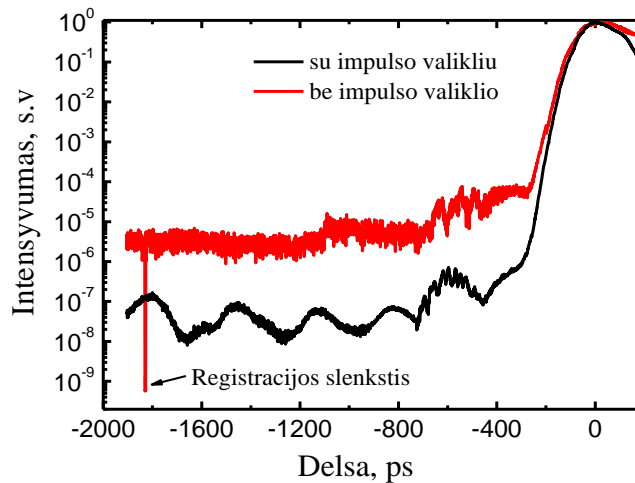
Naudodami netiesinį filtrą, pirmame regeneraciniame stiprintuve sustiprintų impulsų kontrasto vertę pagerinome dviem eilėmis. Iš 3.8a pav. pateiktos trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės matyti, kad ASE intensyvumo lygis maksimalaus impulso intensyvumo atžvilgiu sumažinamas iki $\sim 2 \times 10^{-9}$. Priešimpulsių intensyvumų vertės taip pat atitinkamai sumažėja. Pastebėjome, kad dėl netiesinės sąveikos kristale, iš impulsų valiklio sklindančių impulsų trukmės vertė (FWHM) sumažėja 23 % (3.8b pav.).



3.8 pav. Pirmos pakopos Nd:YAG regeneraciniame stiprintuve sustiprinto Yb:KGW impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės su impulsų valikliu ir be jo: a) logaritmėje skalėje; b) tiesinėje skalėje.

Netiesinio filtro veikimo sąlygojamus impulsų energijos nuostolius galima kompensuoti papildomai stiprinant impulsus aukštesnės pakopos regeneraciniame stiprintuve RS2. Mes tai atlikome RS2 rezonatoriuje padidinę impulso lėkių skaičių. Impulsai iš kontrasto gerinimo įrenginio nukreipiami į RS2, kuriame sustiprinami iki 100 μJ . Išvadinę energiją šiuo atveju riboja kaupinimo lazerinio diodo galia ($< 3\text{W}$). Stiprinimo metu impulsas dėl rezonatoriuje patalpintų 2 mm ir 1 mm storio etalonų poveikio išplečiamas iki 100 ps trukmės. Manome, kad ši sustiprinto impulso trukmės vertė yra optimali OPCPA sistemos kaupinimui. Sustiprinę impulsą iki 100 μJ energijos nepastebėjome jokių optinių dangų pažeidimų ar Kero efekto įtakos spinduliuotės laikiniams ir erdviniams

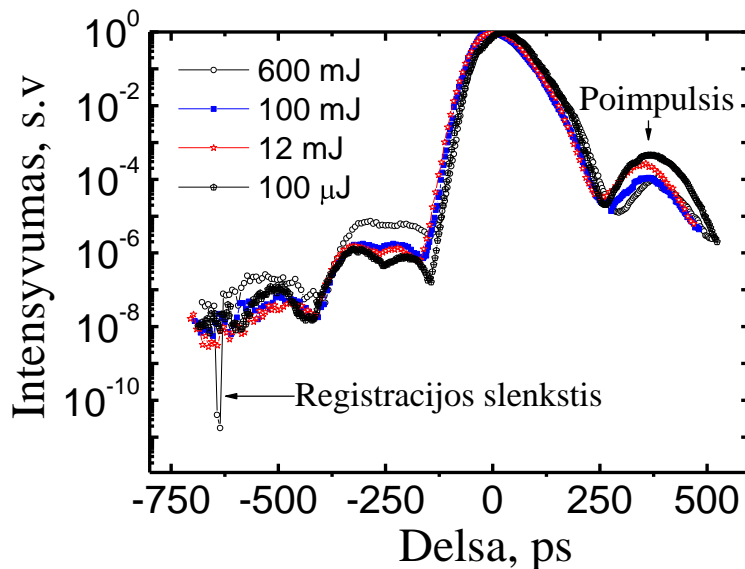
parametrams. Taigi impulsų valiklio integravimas į lazerinę sistemą neturėjo didelės įtakos išvadinio impulso trukmei ir energijai, tačiau impulso kontrasto ASE atžvilgiu gerinimo efektas akivaizdus. Stiprintuve RS2 sustiprinto impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės pateiktos 3.9 pav.



3.9 pav. Regeneraciniame stiprintuve RS2 sustiprinto pikosekundinio impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės su impulsų valikliu ir be jo.

ASE intensyvumo lygis pikosekundinio impulso smailinio intensyvumo atžvilgiu yra 3×10^{-6} , kai matavimai atlikti be kontrasto gerinimo įrenginio. Panaudojus netiesinį filtrą, ASE intensyvumo lygis sumažėja daugiau nei dviem eilėmis. Manome, kad stebima ASE fono periodinė moduliacija yra dėl į rezonatorių įdėtų etalonų įtakos. Išmatuota ps impulso kontrasto vertė ASE atžvilgiu ($\sim 1,5 \times 10^{-8}$) yra mažesnė už matuojamą iš karto už netiesinio filtro (3.8 pav.). Kontrasto vertė stiprinimo RS2 pakopoje metu sumažėja dėl stiprinimo sotes ir ASE generacijos RS2 aktyviajame elemente. Tariame, kad ASE fono trukmė yra stačiakampė ir lygi rezonatoriaus lėkio trukmei (11 ns). Tokiu atveju nanosekundiniam pjedestalui tenka tik 2×10^{-4} % visos išvadinio impulso energijos. Iš RS2 impulsas nukreipiamas į didelių energijų stiprintuvų sistemą. Sustiprinto impulso didelio dinaminio diapazono trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės pateiktos 3.10 pav. Sustiprinus impulsą iki 600 mJ energijos

kontrasto vertė šiek tiek sumažėja (iki 4×10^{-8}) dėl stiprinimo soties ir stiprintuvų kvantinių triukšmų.

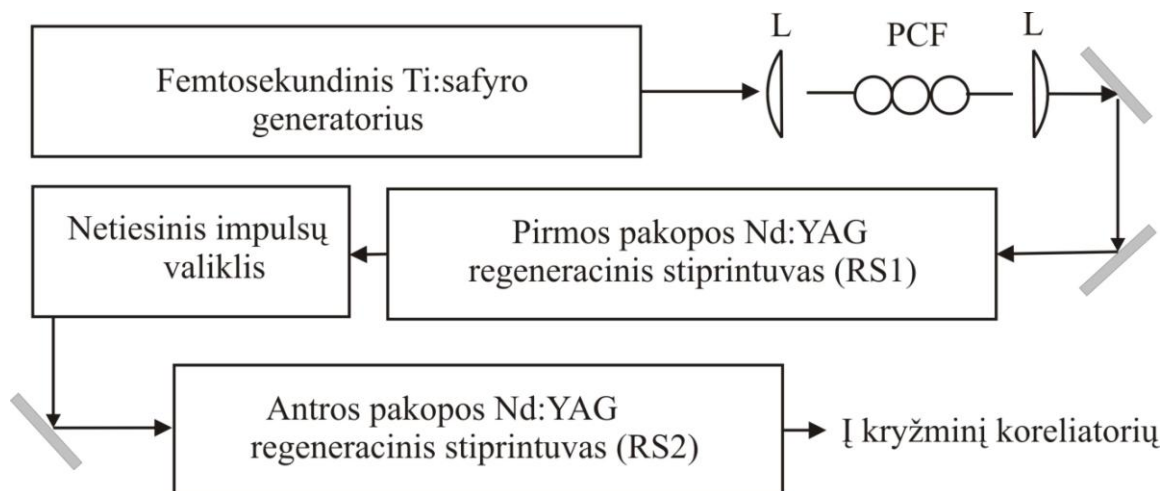


3.10 pav. Didelių energijų stiprintuvuose sustiprinto impulso trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės esant skirtingoms išvadinio impulso energijos vertėms.

3.6. Netiesinio filtro integravimas į Ti:Safyro impulsus stiprinančią pikosekundinę sistemą

Kontrasto gerinimo eksperimentai daugiapakopėje Nd:YAG stiprinimo sistemoje, kurioje kaip užkratas naudojami Yb:KGW generatoriaus impulsai (3.5 skyrelis), pademonstravo patikimą dviejų sistemų sinchronizaciją. Yb:KGW lazerio spinduliuotėje buvo pakankamai užkrato energijos, kad jį būtų galima patikimai sustiprinti regeneraciniuose stiprintuvuose ir išlaikyti gerą kontrastą su ASE. Papildomai netiesiniu filtru kontrastą dar pagerinome daugiau nei dviem eilėmis. Gerokai sudėtingiau tai padaryti sinchronizuojant tarpusavyje Nd:YAG ir Ti:safyro sistemas. Šiame skyriuje pristatome iš 9 fs trukmės Ti:safyro generatoriaus suformuoto užkrato impulsų stiprinimo Nd:YAG stiprintuvų sistemoje ir sustiprinto impulso kontrasto gerinimo eksperimentą. Derėtų

paminėti, kad mokslinėse laboratorijose istoriškai labiau paplitusios Ti:safyro generatoriaus impulsus stiprinančios OPCPA sistemos, turinčios savų privalumų ir trūkumų, palyginti su Yb:KGW osciliatorius naudojančiomis sistemomis. Ti:safyro generatoriuose generuojamo signalo spektro plotis 670–950 nm yra pakankamas, kad būtų galima atsisakyti baltos šviesos kontinuumo generatoriaus, naudojamo plataus spektro moduluotos fazės signalo formavimui. Kita vertus, nors Ti:safyro osciliatoriaus spektras ir platus, tačiau nėra jo ir Nd:YAG lazerių, naudojamų parametrinių stiprintuvų kaupinimui, stiprinimo juostos sanklotos. Taigi tam, kad Ti:safyro impulsai būtų stiprinami Nd:YAG stiprintuvų grandinėje, reikia osciliatoriaus signalo spektrą nuderinti į ilgesniųjų bangų (1064 nm) sritį. Tai realizavome panaudoję 30 cm ilgio fotoninių kristalų šviesolaidį NL-PM-750, kuriame nulinės dispersijos sritis yra ties 750 nm. Dėl netiesinės sąveikos (χ^3 procesas) dalis fs generatoriaus (*Femto lasers*) (3.11 pav.) impulso spektro paslenkama į ilgesniųjų bangų sritį.

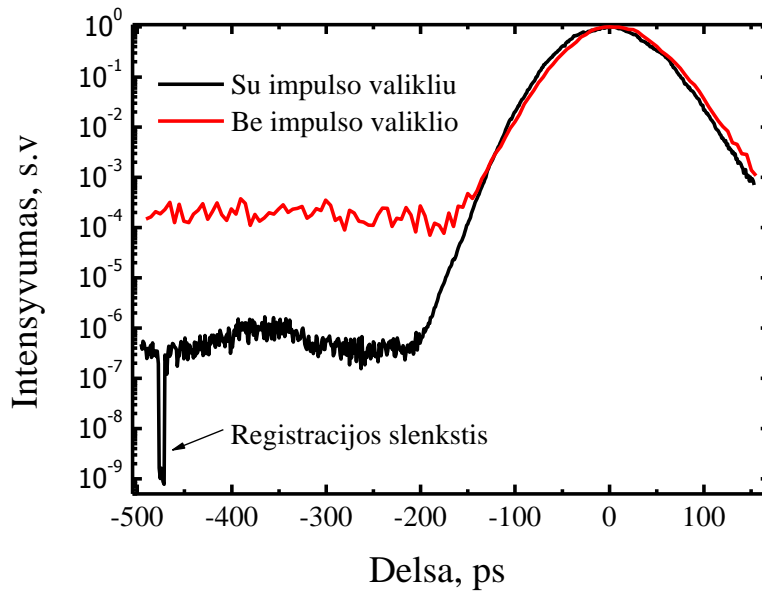


3.11 pav. Ti:safyro generatoriaus impulsų stiprinimo ir kontrasto gerinimo schema: PCF – fotoninių kristalų šviesolaidis, L – glaudžiamasis lęšis.

Įvertinome, kad impulsų energija 1064 nm srityje, patenkančioje į Nd:YAG stiprintuvų stiprinimo juostą ≤ 1 pJ. Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistema APLRS002 (UAB EKSPLA) 1-kHz dažniu sustiprina impulsus iki 30 μ J pirmoje

ir 90 μJ antroje stiprinimo pakopose. Atitinkamai dėl stiprintuvų rezonatoriuose naudojamų 1 mm storio Fabri-Pero etalonų sustiprintų impulsų trukmių vertės po pirmos ir antros stiprinimo pakopos buvo 30 ps ir 60 ps. Impulsų kontrasto valiklio (įmontuoto tarp RS1 ir RS2) ir pluošto kolimavimo schema ekvivalenti pateiktai 3.7 pav.

Iš 3.12 pav. pavaizduotų impulso trečios eilės kryžminių koreliacinių kreivių matyti, kad ASE intensyvumo lygio vertė smailinio 60 ps trukmės impulso intensyvumo atžvilgiu yra $\sim 2 \times 10^{-4}$, t.y. $2,5 \times 10^3$ kartų didesnė nei Yb:KGW impulso, sustiprinto Nd:YAG pirmos pakopos regeneraciniame stiprintuve (3.8 pav).



3.12 pav. Dviejų pakopų regeneraciniame stiprintuve stiprinančiame Ti:safyro generatoriaus impulsus trečios eilės kryžminės koreliacinės kreivės su impulsų valikliu ir be jo.

Vis dėlto panaudoję impulsų valiklį kontrasto vertę pagerinome daugiau nei dviem eilėmis (3.12 pav.). Stebimi impulso gaubtinės pokyčiai maži, o netiesinio filtro sąlygojami energijos nuostoliai nesudėtingai kompensuojami antros pakopos regeneraciniame stiprintuve (RS2).

4. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų formavimas pakopiniais antrosios harmonikos generatoriais

4.1. Plokščios viršūnės kaupinimo impulsų panaudojimo OPCPA sistemų kaupinimui motyvacija

Po pirmo eksperimentinio pademonstravimo 1992 m. [35] optinis parametrinis moduluotos fazės impulsų stiprinimo (angl. OPCPA) būdas buvo plačiai pradėtas taikyti didelių smailinių galių kelių optinių ciklų impulsų generacijai [68, 74] ir iš dalies tapo alternatyviu metodu Ti:safyro sistemų naudojimui. Nekolinearaus parametrinio stiprinimo OPCPA sistemose parametrinio stiprinimo dažnių juosta yra pakankamai plati tam, kad būtų užtikrintas <10 fs trukmės teravatinės galios impulsų formavimas [67, 39]. Vis dėlto parametrinio stiprinimo koeficientas ir stiprinamų dažnių juostos plotis priklauso nuo kaupinimo spinduliuotės erdvių ir laikinių charakteristikų [77]. Dėl OPCPA sistemose naudojamų kaupinimo lazerių ar / ir stiprintuvų savybių, plataus spektro faziškai moduluoti impulsai dažniausiai stiprinami Gauso laikinės gaubtinės impulsais. Tokiu atveju siekiant minimizuoti parametriškai stiprinamo faziškai moduluoto impulso spektro formos siaurinimą, kaupinimo impulso trukmė turi būti kur kas (iki 2–3 kartų) ilgesnė už stiprinamo signalo trukmę, kad parametrinio stiprinimo koeficiento verčių skirtumas būtų kuo mažesnis skirtingoms signalo spektro dedamosioms. Tačiau šiuo atveju didelė dalis kaupinimo impulso energijos parametrinės sąveikos metu nėra perduodama stiprinamam signalui ir kaupinimo energijos į signalą keitimo efektyvumas stiprinimo metu mažėja. Jei signalinio ir Gauso kaupinimo impulsų trukmės apytiksliai lygios, skirtingos faziškai moduluoto impulso spektro dedamosios stiprinamos nevienodai ir signalo spektras parametrinio stiprinimo metu siaurėja. Kita vertus, jei plataus spektro faziškai moduluotų impulsų parametriniam stiprinimui naudojami hipergausinės formos kaupinimo impulsai, kurių trukmė artima stiprinamo signalo trukmei, realizuojamas vienalytis visų signalo spektrinių dedamųjų stiprinimas. Tokiu būdu išvengiama stiprinamo

signalų spektro ribojimo, padidinamas kaupinimo–signalų keitimo efektyvumas [28], ir pagerinamas sustiprinto signalo ir parametrinės liuminescencijos energinis santykis (kontrastas) [101]. Svarbu paminėti, kad femtosekundinių ir nanosekundinių impulsų gaubtinės modifikavimui plačiai taikoma keletas būdų. Plokščios viršūnės nanosekundiniai impulsai dažniausiai formuojami taikant ultrasparčiosios optoelektronikos metodus [28, 102, 103]. Femtosekundinių ir subpikosekundinių impulsų formos keitimui galima taikyti impulso spektrinių dedamųjų amplitudinės arba / ir fazinės moduliacijos būdus. Galima išskirti atvejus kai naudojami tiek erdviniai šviesos modulatoriai [104 – 107], tiek pastaruju metu vis labiau populiarėjantys akustooptiniai programuojami dispersiniai filtrai [108 – 110]. Vis dėlto apžvelgtų metodų taikymai 30–100 ps trukmės impulsų gaubtinės formavimui yra ribojami santykinai siauro impulso spektro (šimtosios nanometro dalys) ir nepakankamos optoelektroninių prietaisų laikinės skyros. Dažniausiai ps impulso gaubtinės formavimui naudojami padalyto impulso (angl. *Pulse stacking*) interferenciniai metodai [78, 111–113]. Tačiau tokiu būdu suformuoto impulso formos stabilumas ypač jautrus mechaniniams ar terminiams sistemos trikdžiams, t.y. impulso formuotuvo (bendru atveju interferometro) mechaninių ar optinių dalių poslinkis viena kitos atžvilgiu per mikrometrinę atstumą iš pagrindų pakeičia formuojamo impulso trukmę ir formą. Šiame disertacijos skyriuje mes pristatome pikosekundinių impulsų gaubtinės formavimo būdą, pagrįstą impulso laikinės formos kitimu vykstant antrosios harmonikos (AH) generacijai. Pagrindinė šio metodo idėja paremta tuo, kad pirmosios harmonikos (kaupinimo) impulso gaubtinės kitimas AH generacijos metu priklauso nuo pradinės kaupinimo impulso *formos* bei *keitimo* į antrąją harmoniką efektyvumo. Jei pirmos pakopos AH generacijai naudojami Gauso formos kaupinimo impulsai, tai didelių keitimų ir mažo grupinio greičio nederinimo atveju, kaupinimo impulso gaubtinė tribangės sąveikos metu didėjant keitimui plokštėja, ar net transformuojama į dvigubos smailės impulsą [114, 115]. Atitinkamai po pirmos dažnio dvigubinimo pakopos pakitusios laikinės gaubtinės

kaupinimo (PH) impulsai gali būti panaudoti aukštesnės eilės AH generatoriams kaupinti. Jei atitinkamas pakopinis AH generatorius kaupinamas plokščios viršūnės (hipergausinės) laikinės gaubtinės impulsu, tai sugeneruoto antrosios harmonikos impulso gaubtinės viršūnė taip pat yra plokščia. Šiame skyriuje pristatomi teoriniai ir eksperimentiniai duomenys, pagrindžiantys ir apibendrinantys potencialią galimybę naudojant dvipakopį AH generatorių formuoti 100–150 ps trukmės plokščios viršūnės 532 nm bangos ilgio impulsus OPCPA sistemų kaupimui.

4.2. Pikosekundinių impulsų transformacijų pakopiniuose antros harmonikos generatoriuose skaitmeninis modeliavimas

Siekdami kiekybiškai įvertinti spinduliuotės ir daugiapakopių AH generatorių parametrus, efektyviai veikiančius impulso gaubtinės formavimą, atlikome skaitmeninį tribangės sąveikos modeliavimą, pagrįstą išskaidymo pagal fizikinius faktorius metodu [116, 117]. Šiuo metodu netiesinė terpė skaidoma į dz storio sluoksnius. Kiekvienam iš jų nepriklausomai įskaitoma difrakcija ir medžiagos dispersija. Tuomet tiesinio bangos sklidimo lygtis Furjė erdvėje yra tokia [118]:

$$A_j(t, x, y, z + \Delta z) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ S_j(\omega, k_x, k_y, z) \exp \left(-i \sqrt{k(\omega, k_x)^2 - k_x^2 - k_y^2} \Delta z \right) \right\}; \quad (4.1)$$

Čia $j=1$ ir $j=2$ yra pirmosios ir antrosios harmonikų spinduliuotės indeksai, \mathcal{F}^{-1} – atvirkštinė Furjė transformacija, $S_j(\omega, k_x, k_y, z)$ – pradinis bangos spektras apibrėžiamas kaip $S_j(\omega, k_x, k_y, z) = \mathcal{F}\{A_j(t, x, y, z)\}$. Dispersijos ir difrakcijos reiškiniai įskaitomi (4.1) lygties eksponentėje, čia $k(\omega)$ aprašo medžiagos dispersiją. Diafragminis apertūrinis reiškinys nepaprastajai bangai įskaitomas per bangos skaičiaus k priklausomybę nuo k_x , t.y. impulso sklidimo kryptimi.

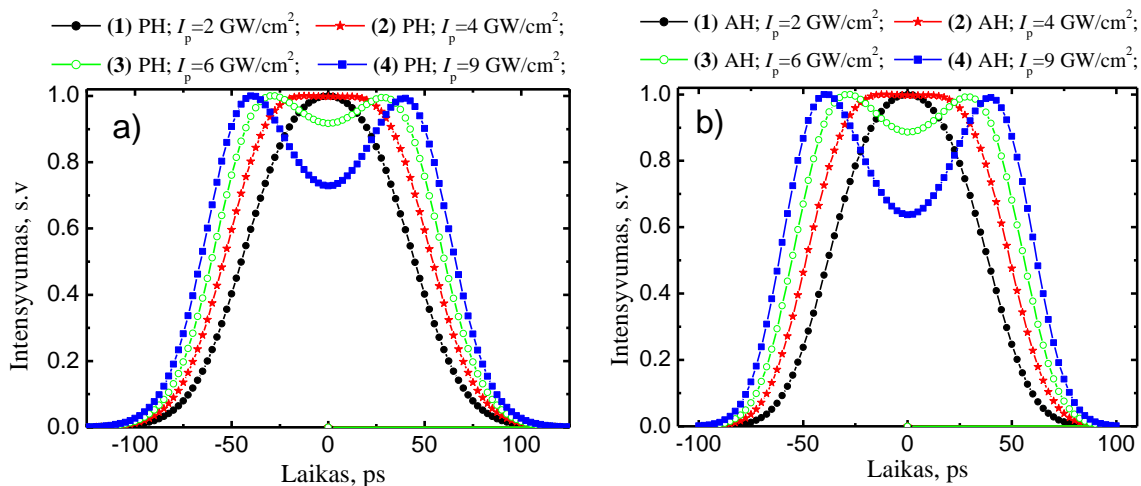
Netiesinis bangų sklidimo modeliavimas atliktas pagal ketvirtosios eilės Rungės – Kuto susietųjų bangos lygčių integravimo metodą. Tuomet bangų sklidimas netiesine terpe aprašomas lygtimis:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i \frac{\omega_1^2}{k_1 c^2} d_{\text{eff}} A_2 A_1^* \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i \frac{\omega_2^2}{2k_2 c^2} d_{\text{eff}} A_1^2 \quad (4.3)$$

Pasinaudoję šiomis lygtimis, atlikome pikosekundinio impulso pirmosios ir antrosios harmonikų sklidimo dvipakopiame AH generatoriuje skaitmeninį modeliavimą. Pirmoje AH generatoriaus pakopoje naudojome $L=10$ mm ilgio pirmo tipo (oo-e) sąveikos DKDP kristalą, antrojoje – to paties tipo $L=20$ mm ilgio kristalą. Skaičiavimams taip pat naudojome literatūroje pateiktą [119] Selmejerio formulę ir tiriamų kristalų antrosios eilės netiesinio efektinio jautrio $d_{\text{eff}}=0,22$ pm/V vertę. Tariaime, kad pirmos pakopos harmonikų generatorių kaupinančio Gauso formos impulso trukmė yra 70 ps pusės maksimalaus intensyvumo lygyje (angl. FWHM). Remdamiesi eksperimento duomenimis, kaupinimo pluošto intensyvumo skirstinį aprašėme 7,5 mm skersmens (FWHM) trečios eilės hipergausiniu intensyvumo skirstiniu.

Impulso gaubtinės formavimo pirmos pakopos harmonikų generatoriuje modeliavimo rezultatai išilgine pluošto sklidimo z kryptimi ($x=0$, $y=0$) pateikti 4.1a pav. Matyti, kad impulso trukmė ir forma, padidinus smailinį kaupinimo intensyvumą I_p , kinta. Formuojamo 1064 nm impulso plokščios gaubtinės (plato) sritis išplinta iki 50 ps trukmės, kai smailinis kaupinimo impulso intensyvumas $I_p=4$ GW/cm². Tai vaizduoja (2) kreivė (4.1a pav.). Kartu impulso trukmė pusės maksimalaus intensyvumo lygyje išplinta iki 111 ps. Dar labiau padidinus kaupinimo impulso intensyvumą, generuojami dvigubos smailės impulsai, pavaizduoti (3) ir (4) kreivėmis (4.1a pav.).

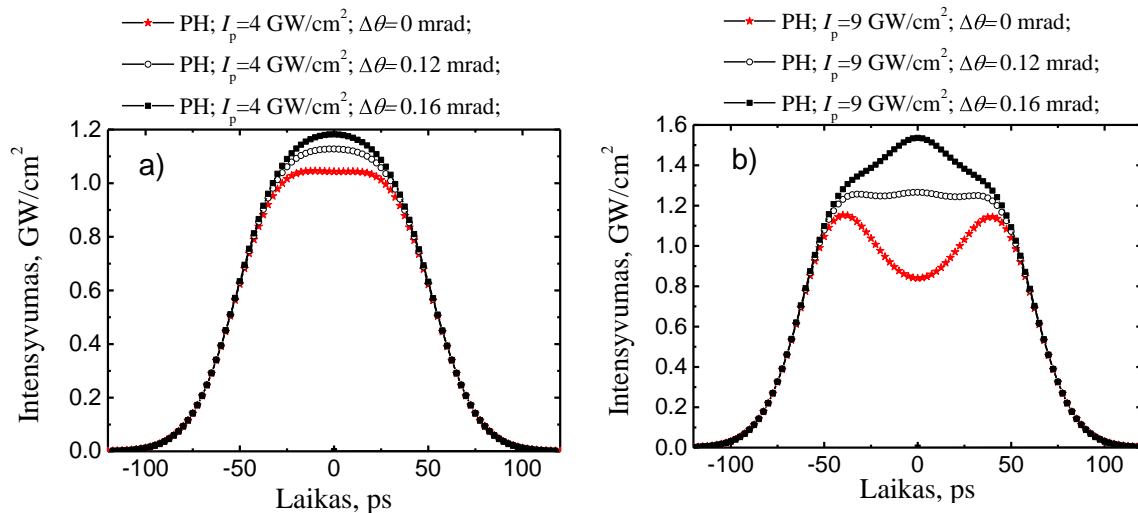


4.1 pav. Pirmosios (a) ir antrosios (b) harmonikų impulsų gaubtinių formavimo pirmoje ir antroje harmonikų generatoriaus pakopose skaitmeninio modeliavimo rezultatai esant skirtingoms smailinio kaupinimo intensyvumo vėrtėms. Modeliavimas atliktas centrinėje ($x=0$; $y=0$) kaupinimo pluošto srityje. I_p – impulso (1064 nm), kaupinančio pirmos pakopos antrosios harmonikos generatorių, smailinio intensyvumo vėrtės.

Kitame etape atlikome 532 nm impulsų transformacijos antroje AH generatoriaus pakopoje skaitmeninį modeliavimą. Nagrinėjamu atveju antros pakopos AH2 kristalas ($L=20$ mm) kaupinamas pirmoje pakopoje suformuotais pirmosios harmonikos impulsais, kurių gaubtinės pateiktos 4.1a pav. Nagrinėdami 4.1b pav. pateiktus rezultatus, matome, kad antrosios harmonikos generacijos metu 532 nm impulso gaubtinės moduliacijos gylis šiek tiek didėja, o trukmė mažėja. Vis dėlto AH2 pakopoje sugeneruotos 532 nm spinduliuotės gaubtinių formos (4.1b pav.) yra labai artimos kaupinimo impulsų laikiniam profiliui (4.1 pav.). Mes detaliau nagrinėjame tik dviejų pakopų AH generatorių, tačiau pagal pateiktus rezultatus galime teigti, kad pirmosios ir antrosios harmonikų formuojamų impulsų plokščios gaubtinės sritis po kiekvienos generacijos pakopos vis labiau plečiasi, o formuojamo impulso forma tampa artima stačiakampiui.

Nors šiame darbe mes akcentuojame plokščios viršūnės impulsų gaubtinės formavimą, tačiau ir dvigubos smailės (4.1b pav.) impulsai tam tikrais atvejais gali būti taikomi plataus spektro moduluotos fazės impulsams stiprinti. Šiuo

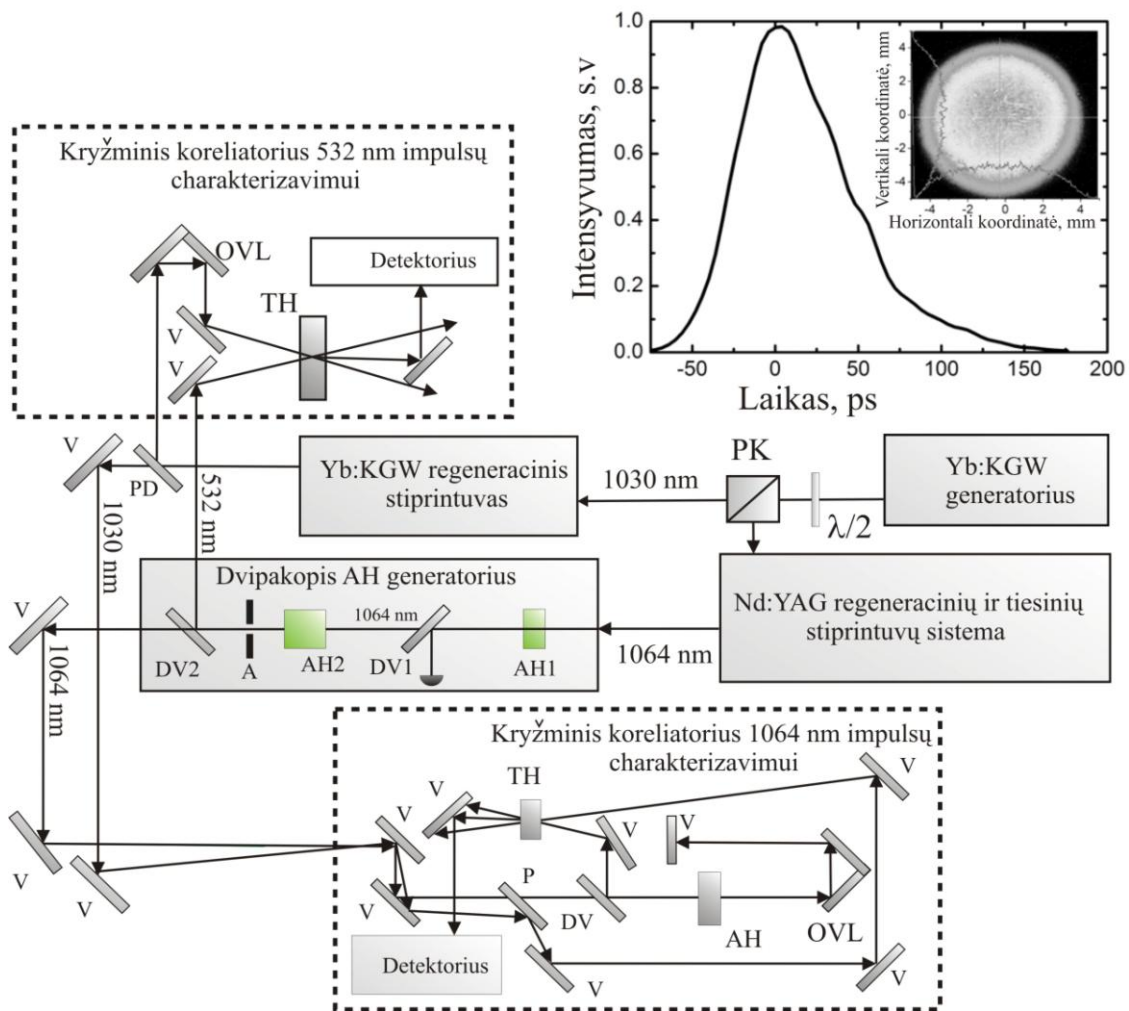
atveju labiau stiprinamos priekiniame ir galiniame moduluotos fazės impulso frontuose esančios spektrinės dedamosios. Taip santykinai išplečiamas stiprinamo signalo spektras. Pateiktas impulso formos kitimo harmonikų generatoriuose skaitmeninis modeliavimas atliktas idealaus fazinio sinchronizmo sąlygomis. Tačiau derėtų paminėti, kad įmanoma formuoti plokščios gaubtinės impulsus ir tam tikromis fazinio nederinimo sąlygomis [120, 121]. Apibrėžę fazinį nederinimą kaip nuokrypį $\Delta\theta$ nuo fazinio sinchronizmo kampo θ , atlikome skaitmeninį modeliavimą (4.2 pav.). Matyti, kad kaupinant 10 mm DKDP kristalą pirmosios harmonikos $I_p=9 \text{ GW/cm}^2$ smailinio intensyvumo impulsu, suformuojamas plokščios gaubtinės mažai moduluotas impulsas, kai $\Delta\theta=0,12 \text{ mrad}$. Pateiktas impulso gaubtinės formavimo mažo fazinio nederinimo sąlygomis būdas potencialiai pritaikomas esant dideliems kaupinimo impulsų intensyvumams (keitimams). Tačiau nagrinėjamu būdu suformuoto impulso gaubtinės forma labai priklauso nuo fazinio nederinimo kampo pokyčių, t.y. kristalo pozicionavimo padėties. Kai kaupinimo intensyvumai yra dideli ($I_p=9 \text{ GW/cm}^2$), esant toms pačioms fazinio nederinimo pokyčio $\Delta\theta$ vertėms, formuojamo impulso gaubtinės pokyčio vertės yra didesnės 4.2b pav. nei mažesnių kaupinimo intensyvumų ($I_p=4 \text{ GW/cm}^2$) atveju (4.2a pav.).



4.2 pav. Pirmos pakopos AH generatoriuje suformuotų impulsų gaubtinių modeliavimo rezultatai esant skirtingiems fazinio nederinimo $\Delta\theta$ kampams, kai smailinis kaupinimo intensyvumas $I_p = 4 \text{ GW/cm}^2$ (a) ir $I_p = 9 \text{ GW/cm}^2$ (b).

4.3. Impulsų gaubtinių charakterizavimo metodika.

Pikosekundinio impulso gaubtinės formavimo eksperimentas atliktas pritaikius Vilniaus universiteto laboratorijos Nd:YAG lazerinę sistemą, skirtą optiniam parametriniam impulsų su tiesine fazės moduliacija stiprinimui. Kaip jau buvo minėta anksčiau, pagrindinis naudojamos lazerinės sistemos privalumas yra tai, kad tą patį užkrato šaltinį (Yb:KGW femtosekundinį generatorių) galima naudoti femtosekundinėje (Yb:KGW) ir pikosekundinėje (Nd:YAG) regeneracinių bei tiesinių stiprintuvų grandinėse. Tokiu būdu realizuojama visiškai optinė femtosekundinių bei pikosekundinių lazerinių sistemų sinchronizacija ir sudaromos sąlygos pikosekundinio impulso formos matavimui zondojuančio femtosekundinio impulso metodu. Sistemos femtosekundinis Yb:KGW generatorius (4.3 pav.) 78 MHz dažniu generuoja 60 fs trukmės 9 nJ energijos impulsus, kurie lygiagrečiai nukreipiami į Yb:KGW ir Nd:YAG regeneracinius stiprintuvus. Žinoma, kad šių lazerinių stiprintuvų stiprinimo juostų centriniai bangos ilgiai skirtingi. Jų vertės atitinkamai lygios 1030 nm ir 1064 nm.



4.3 pav. Pikosekundinio impulso formavimo ir charakterizavimo principinė schema: V – veidrodžiai, OVL – optinė vėlinimo linija, AH1 – pirmos pakopos DKDP kristalas (10 arba 13 mm ilgio), AH2 – antros pakopos 20 mm ilgio DKDP kristalas. AH ir TH – antrosios ir trečiosios harmonikų kristalai, skirti kryžminiams koreliaciniams matavimams, DV – dvibangis veidrodis, A – apertūra, PK – poliarizacinis kubas. Intarpe pavaizduota Nd:YAG stiprintuve sustiprinto pirmos harmonikos (PH) impulso forma ir pluošto intensyvumo skirstinys.

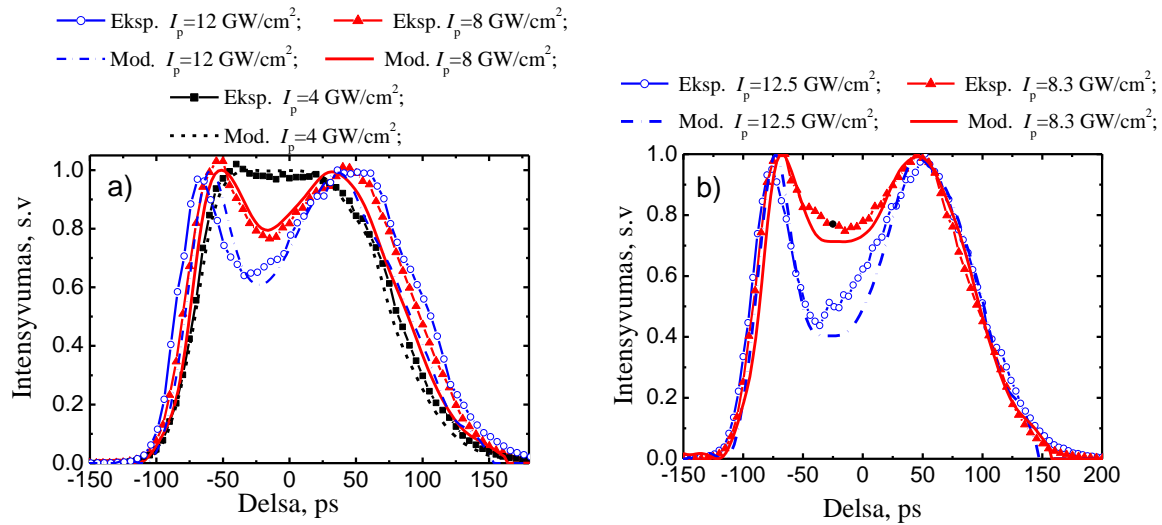
Osciliatoriaus spinduliuotės atskyrimas į femtosekundinę ir pikosekundinę stiprinimo sistemas realizuojamas spektriniu pluošto dalikliu, sudarytu iš specifinio storio aukštos eilės $\lambda/2$ fazinės plokštelės ir poliarizacinio kubo. Fazinė plokštelė pasuka 1030 nm spinduliuotės poliarizacijos plokštumą 90 laipsnių kampu, o 1064 nm spinduliuotės poliarizacijos plokštuma nepakinta. Skirtingu

poliarizacijų spinduliuotės atskiriamos poliarizaciniu kubu (PK) ir nukreipiamos į atitinkamų aktyvių terpių (Yb:KGW ir Nd:YAG) lazerinius stiprintuvus. Lazeriniais diodais kaupinamas faziškai moduluotų impulsų Yb:KGW lazerinis stiprintuvas (PHAROS, *Šviesos konversija*, Ltd) 1 KHz dažniu stiprina 300 fs trukmės impulsus iki 450 μ J energijos. OPCPA sistemos kaupinimui pritaikytą didelių energijų Nd:YAG pikosekundinio stiprinimo sistemą sudaro lazeriniais diodais kaupinamas dvipakopis regeneracinis ir lempinio kaupinimo galios stiprintuvai (4.3. pav.). 10 Hz dažniu veikiančios Nd:YAG stiprinimo sistemos išvadinių impulsų trukmė ~ 75 ps, o energija siekia 500 mJ. Glotni sustiprinto impulso pluošto forma (4.3 pav. intarpas) pakankamu tikslumu aproksimuojama trečiosios eilės hipergausinio intensyvumo kreive, kurios skersmuo yra 7,5 mm pusės maksimalaus intensyvumo lygyje.

Atlikdami impulsų gaubtinės formavimo eksperimentą naudojome pirmo tipo DKDP kristalus, kurių fazinio sinchronizmo kampas $\theta=36,6^\circ$ azimutinis $\phi=45^\circ$. Pirmoje AH generatoriaus pakopoje naudotų kristalų ilgiai $L=10$ arba $L=13$ mm; antrojoje – $L=20$ mm. Pirmoje pakopoje suformuoto PH impulso gaubtinės matavimai atlikti trečios eilės kryžminiu koreliatoriumi (Sequoia, *Amplitude Technologies*) pritaikytu 1000–1150 nm bangos ilgio impulsams charakterizuoti. Kryžminio koreliatoriaus fotodaugintuvas registruoja trečiosios harmonikos spinduliuotę, kuri generuojama zonduojant tiriamą impulsą. Paprastai zonduojančio signalo funkciją atlieka to paties tiriamo impulso antrosios harmonikos spinduliuotė. Mes patobulinome matavimo metodiką ir ps impulsą zondavome fs PHAROS sistemos antrosios harmonikos impulsais (4.3 pav.). Šių impulsų trukmė apie 100 kartų mažesnė už tiriamo pikosekundinio impulso. Tokiu atveju kryžminiame koreliatoriuje generuojamos trečiosios harmonikos spinduliuotės energijos priklausomybė nuo delsos tarp ps ir fs impulsų atitinka tikslią ps impulso gaubtinę.

4.4. Eksperimentiniai plokščios viršūnės impulsų formavimo rezultatai

Pradiniame eksperimento etape tyrėme tik impulso formos kitimą centrinėje pluošto dalyje. Tuo tikslu iš pirmos pakopos AH1 generatoriaus sklindančio PH pluoštas buvo apribotas 1,5 mm skersmens apertūra (4.3 pav.). Taip buvo eliminuojama erdvinio intensyvumo pasiskirstymo sąlygojama formuojamo impulso formos kitimo įtaka kryžminės koreliacijos matavimams. Išmatuotos PH impulso gaubtinės (4.4 pav.) patvirtina skyriaus įvadinėje dalyje pateiktus samprotavimus, kad dėl nuo kaupinimo intensyvumo priklausančio AH generacijos efektyvumo pradinė varpo formos kaupinimo impulso plokščios gaubtinės sritis plinta ir, esant tam tikram kaupinimo intensyvumui, pasiekia maksimalų plotį.

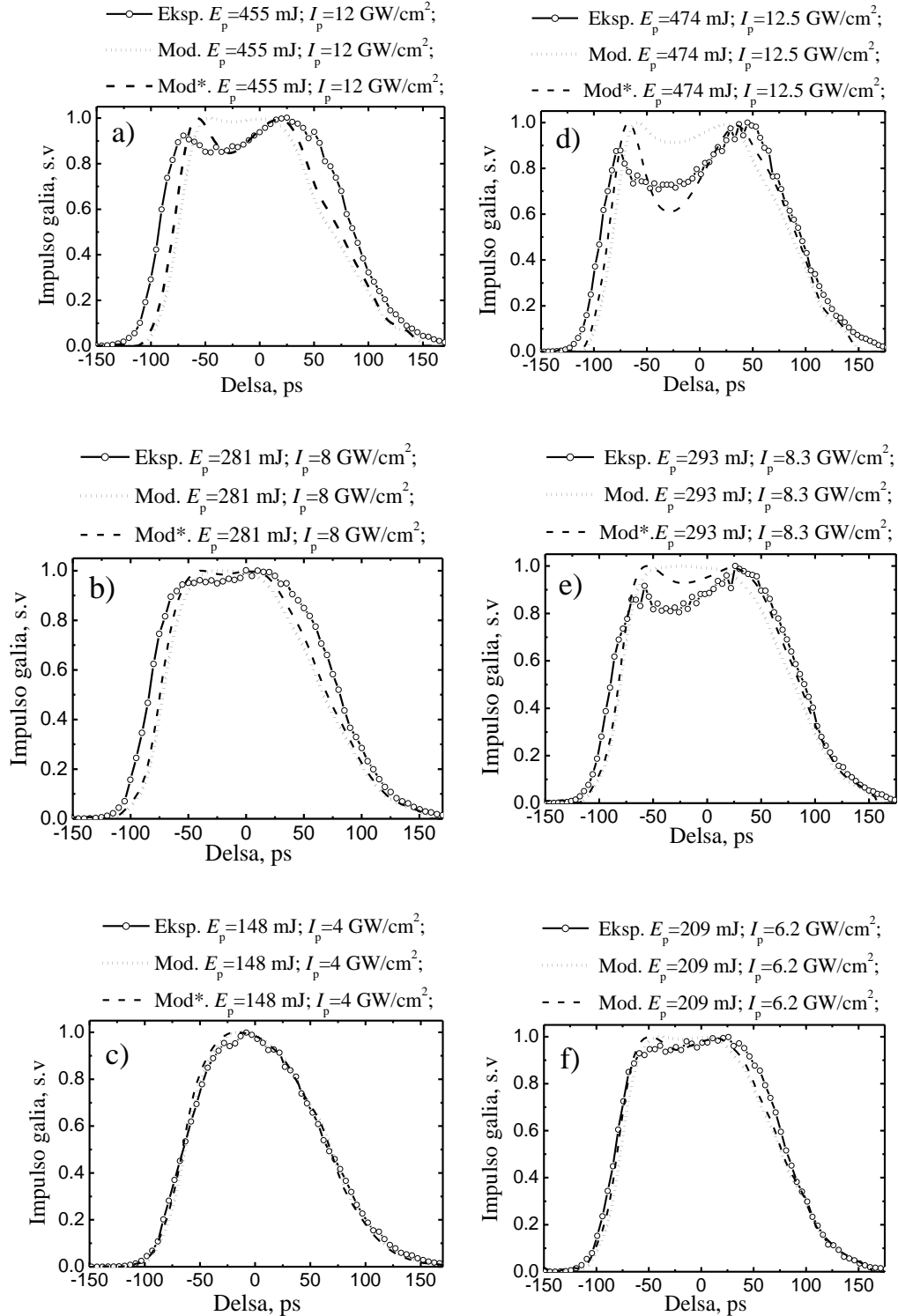


4.4 pav. Formuojamo pirmosios harmonikos impulso gaubtinės pluošto centre, esant skirtingiems pradinio kaupinimo impulso smailiniams intensyvumams I_p , kai į pirmos pakopos AH1 generatorių įdėti 10 mm (a) ir 13 mm (b) DKDP kristalai. Apskritimais, trikampiais ir kvadratais pavaizduotos kreivės atitinka eksperimento rezultatus, linijos – skaitmeninio modeliavimo rezultatus.

Tolimesnis kaupinimo impulso intensyvumo ir atitinkamai keitimo į AH didinimas sąlygoja dvigubos smailės atsiradimą formuojamo impulso gaubtinėje. Išmatuotos formuojamų impulsų gaubtinės gana tiksliai atitinka skaitmeninio

modeliavimo rezultatus, gautus atlikus skaičiavimus pagal 4.2 skyrelyje pateiktą teorinį modelį, įskaičius realias pradinio kaupinimo impulso laikines ir erdvinės charakteristikas.

Pateikti duomenys atspindi impulso formos kitimą, priklausantį nuo smailinės kaupinimo intensyvumo galios, kai smailinis intensyvumas pluoštą ribojančioje apertūros srityje kinta mažai. Tačiau akivaizdu, kad impulso formos transformacija yra pluošto, kaupinančio AH generatorių, erdvinio intensyvumo skirstinio funkcija, t.y. formuojamo impulso forma skirtingose kaupinančio pluošto srityse yra nevienoda. Šį pokytį labai svarbu kokybiškai įvertinti, nes realiems OPCPA sistemų taikymams naudojami baigtinių matmenų kaupinimo pluoštai. Kitame eksperimento etape buvo pašalinta formuojamo impulso pluoštą ribojanti apertūra (4.3.pav.). Todėl kryžminiu koreliatoriumi buvo matuojama vidutinė (integrinė) impulso trukmė, nes informacija vienu metu registruojama tiek iš centrinės, tiek iš periferinės formuojamo impulso pluošto srities. Iš matavimų rezultatų pateiktų 4.5 pav. matyti, kad tokioms pačioms smailinio intensyvumo I_p vertėms, integrinės (viso pluošto) impulso laikinės gaubtinės plokštėjimo ir dvigubos smailės atsiradimo efektas mažesnis nei pluošto centrinės dalies charakterizavimo atveju (4.4. pav.). Šį skirtumą sąlygoja antrosios harmonikos generacijos efektyvumo priklausomybė nuo pluošto erdvinio skirstinio x,y plokštumoje. Antrosios harmonikos generacijos efektyvumas ir kartu pirmosios harmonikos impulso gaubtinės pokytis yra mažesni mažesnio intensyvumo periferinėse pluošto srityse. Šių pluošto dalių indėlis integriniam impulso laikinės gaubtinės matavimui sąlygoja, kad viso matuojamo pluošto plokščios impulso laikinės gaubtinės sritis stebima esant dvigubai didesniems kaupinimo impulso smailiniams intensyvumams (4.5 pav.) nei centrinės pluošto dalies impulso charakterizavimo atveju (4.4 pav.).

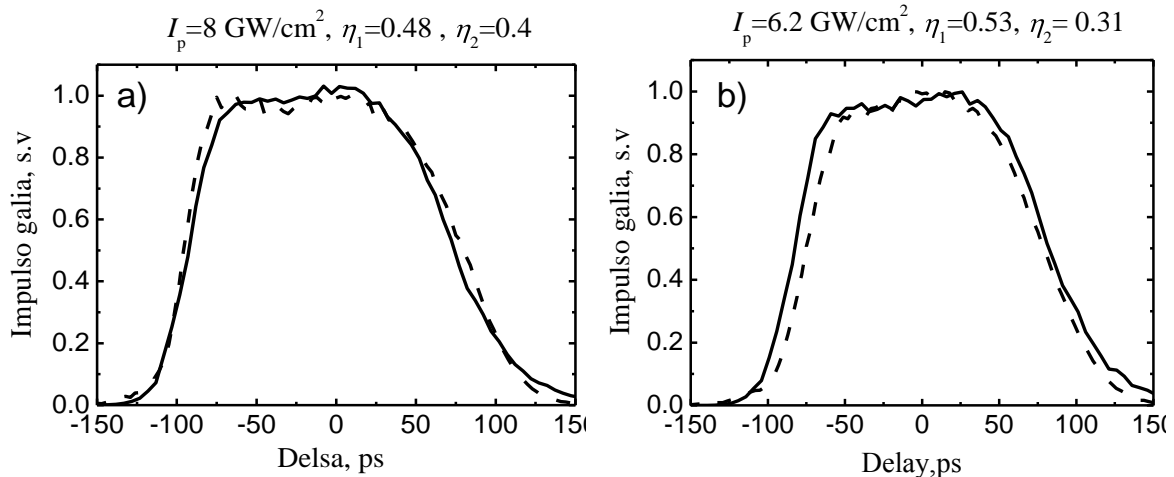


4.5 pav. Pirmos pakopos harmonikų generatoriuje (AH1) suformuotos 1064 nm impulsų laikinės gaubtinės esant skirtingoms smailinio intensyvumo I_p vertėms. Impulsų formavimui naudoti 10 mm (a – c) ir 13 mm (d – f) ilgio DKDP kristalai. Apskritimai – eksperimento duomenys, taškinės ir punktyrinės kreivės – teoriniai integriniai impulso trukmės modeliavimo rezultatai, įskaitantys pluošto, apriboto atitinkamai 12 ir 9 mm apertūromis, intensyvumo skirstinį.

Skaitmeninio modeliavimo, atlikto suintegravus formuojamo impulso laikines dedamąsias per visą pluoštą, rezultatai (taškinės kreivės 4.5 pav.) skiriasi nuo eksperimento rezultatų. Manome, kad pagrindinis ši neatitikimą sąlygojantis faktorius – terminė pluošto depoliarizacija dėl šiluminių įtempimų cilindriniam (12 mm skersmens) lempomis kaupinamame paskutinės lazerinės stiprinimo pakopos Nd:YAG strype. Labiausiai depoliarizuojamos išorinės stiprinamo pluošto sritys. Dėl šio efekto mažiau kinta periferinių pluošto sričių keitimas impulso formą registruojančio kryžminio koreliatoriaus kristale (TH), atitinkamai keičiasi kryžminio koreliacinio impulso formos matavimo rezultatai. Atsižvelgdami į pateiktus samprotavimus, pakoregavome integrinės formuojamo impulso gaubtinės formos skaitmeninį modeliavimą apribodami suformuoto impulso pluoštą virtualia 9 mm diametro apertūra. Modeliavimo rezultatai (4.5 pav. punktyrinės kreivės) geriau atitiko eksperimento rezultatus, tai patvirtina, kad prielaida buvo teisinga. Kokybiškam formuojamo impulso gaubtinės plokštėjimo įvertinimui skirtingomis eksperimento sąlygomis, įvedėme impulso formos faktoriaus (IFF) parametą, $IFF = E_f/E_t$; čia E_f yra impulso energijos dalis, tenkanti gaubtinės laiko intervalui, kurio ribose intensyvumas I kinta nuo $0,9 I_{maks}$ iki I_{maks} , E_t – visa impulso energija. Gauso ir stačiakampės gaubtinės impulsų IFF vertės yra atitinkami lygios 0,35 ir 1. Skaičiuodami IFF pagal laiką integravome 4.5 pav. pateiktas kreives. Nustatėme, kad esamomis eksperimento sąlygomis didėjant kaupinimo impulso energijai, IFF kinta nuo 0,3 iki apytiksliai 0,64, kai kaupinimo spinduliuotės keitimas į antrosios harmonikos spinduliuotę η_1 pirmos pakopos AH1 generatoriuje yra ~45 %. Svarbu pabrėžti, kad nors maksimalios IFF vertės dviejų skirtingų ilgių (10 mm ir 13 mm) DKDP kristalų atveju apytiksliai lygios, tačiau jos apskaičiuotos esant skirtingoms kaupinimo impulsų energijoms. Kai kristalo ilgis yra 13 mm, energijos vertė apie 25 % mažesnė. Taigi pirmos pakopos AH1 generatoriuje dviejų skirtingo ilgio DKDP kristalo atvejais, kai 1064 nm spinduliuotė keičiama į 532 nm spinduliuotę 45–50 % efektyvumu, suformuojamas plokščios viršūnės PH impulsas. Keitimui

viršijus nurodytas ribas, generuojamas dvigubos smailės impulsas ir IFF parametro vertės mažėja.

Minėjome, kad nagrinėjamos OPCPA lazerinės sistemos atveju plataus spektro signalo impulsai parametriškai stiprinami 532 nm spinduliuote. Todėl naudojant daugiapakopius AH generatorius svarbu formuoti ne tik pirmosios, bet ir antrosios harmonikos plokščios laikinės gaubtinės impulsus. Šiuos 532 nm impulsus formavome antros pakopos harmonikų (AH2) generatoriuje (4.3 pav.) – 20 mm ilgio DKDP kristale. Keitimo η_2 į AH spinduliuotę vertės buvo 20–40 %. Formuojamų AH impulsų laikines gaubtines charakterizavome laboratorijoje pagamintu trečiosios eilės kryžminių koreliatoriumi, kuriame pikosekundiniai 532 nm impulsai zondojami 1030 nm femtosekundiniais impulsais (4.3 pav.). AH impulso laikinės gaubtinės, išmatuotos esant skirtingiems PH kaupinimo smailiniams intensyvumams I_p , pateiktos 4.6 pav. Rezultatai kokybiškai sutampa su pirmame skyrelyje atlikto skaitmeninio modeliavimo rezultatais.



4.6 pav. Dvipakopiame AH generatoriuje suformuotų plokščios viršūnės impulsų gaubtinės, kai pirmos pakopos AH1 generatoriuje įdėti 10 mm (a) ir 13 mm (b) ilgio kristalai: ištisinės linijos – pirmosios harmonikos impulsų gaubtinės; punktyrinės – AH impulsų gaubtinės. η_1 ir η_2 atitinka pirmosios harmonikos keitimo efektyvumą pirmoje ir antroje harmonikų generatoriaus pakopose.

Matome, kad kaupinant AH2 generatorių plokščios laikinės gaubtinės PH impulsu, sugeneruojamos AH impulso trukmė ir plokščios viršūnės sritis atitinka kaupinimo impulso formą 95 % tikslumu. Tam tikras šio tikslumo skirtumas esant 10 ir 13 mm ilgio kristalams pirmoje AH1 pakopoje gali būti interpretuojamas skirtinga AH generacijos sotimi antros pakopos harmonikų generatoriuje AH2. Tuo atveju, kai pirmos pakopos harmonikų generatoriuje formuojamas moduluotas dvigubos smailės impulsas (η_1 vertė viršija 50 %), antroje AH2 pakopoje sugeneruoto 532 nm impulso laikinės gaubtinės moduliacijos mastas didėja. Tai kokybiškai atitinka pirmame poskyryje atlikto modeliavimo rezultatus. PH impulso formavimo AH1 generatoriuje atveju pastebėjome, kad suformuoto 532 nm impulso laikinės gaubtinės forma yra skersinių pluošto koordinačių funkcija, nes AH generacijos efektyvumas taip pat yra skersinių pluošto koordinačių funkcija. Pavyzdžiui, tuo atveju, kai integrinė (viso matuojamo pluošto) impulso laikinė gaubtinė yra plokščia (4.6 pav. punktyrinė kreivė), centrinės pluošto dalies (apertūros skersmuo 1,5 mm) impulso laikinės gaubtinės centrinė dalis moduluota. Moduliacijos gylis siekia 8 %. Formuojamo impulso laikinės gaubtinės formos priklausomybę nuo pluošto skersinių koordinačių galime sumažinti naudodami harmonikų generatorių kaupinimui aukštesnės eilės hipergausinio intensyvumo skirstinio pluoštus.

Manome, kad pateiktą impulso laikinės gaubtinės formavimo būdą optimaliausia taikyti daugiapakopėse OPCPA sistemose, kaupinamose Nd:YAG lazerių antrosios harmonikos spinduliuote. Tuomet plokščios viršūnės laikinės gaubtinės AH impulsai būtų nukreipiami kaupinti pirmąsias OPCPA pakopas, kurios daugeliu atveju išsiskiria dideliu stiprinimu. Taip galima išvengti parametrinio stiprinimo sąlygojamo signalinio faziškai moduluoto impulso spektro siaurinimo ir sumažinti savaiminės parametrinės superfluorescencijos generacijos mastą. Be to, pagerėtų suspausto impulso energinis kontrastas. Tuo tarpu Gauso laikinės gaubtinės antrosios harmonikos impulsas, sugeneruotas pirmos pakopos AH1 kristale, būtų nukreiptas į paskutinę daugiapakopės OPCPA

sistemos pakopą, kuri veikia ties parametrinio stiprinimo soti [76, 122]. Šioje pakopoje stiprinimas santykinai mažas ir joje signalo spektro siaurinimo efektas yra silpnas.

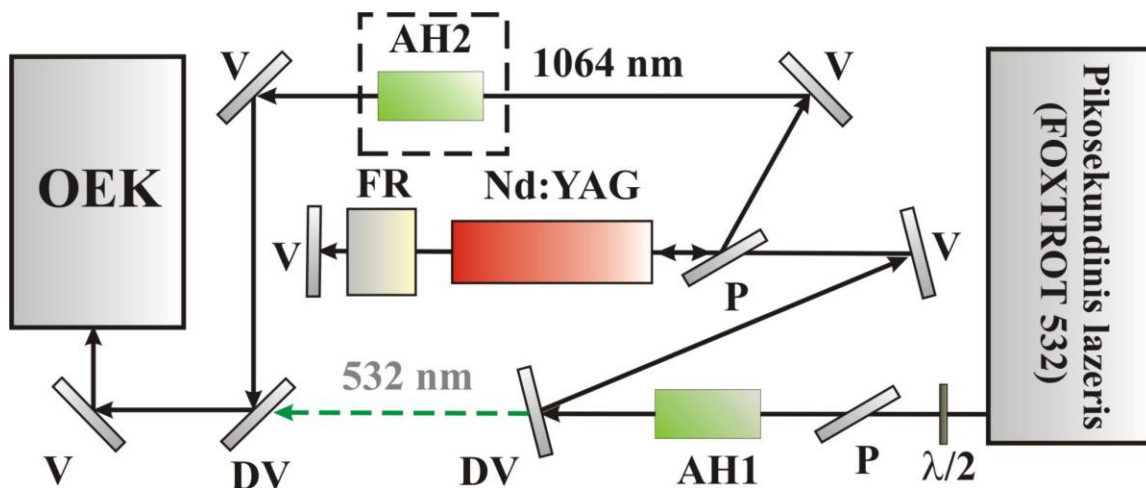
5. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų stiprinimo tyrimas

Praeitame skyriuje nagrinėjome plokščios viršūnės laikinės gaubtinės impulsų formavimą daugiapakopiuose AH generatoriuose. Parodėme, kad esant 45–50 % AH generacijos efektyvumui formuojamas plokščios viršūnės laikinės gaubtinės PH impulsas, kurį galima panaudoti plokščios viršūnės gaubtinės AH impulsų generacijai aukštesnės pakopos harmonikų generatoriuose. Tuo tarpu pirmoje pakopoje sugeneruotu AH impulsu stiprintume moduluotos fazės impulsus paskutinėje, soties režimu veikiančioje, parametrinio stiprintuvo pakopoje. Vis dėlto norint dar labiau pagerinti sustiprinto ir laike suspausto impulso parametrus (trukmę ir kontrastą), optimalu plokščios gaubtinės kaupinimo spinduliuotę naudoti visose moduluotos fazės impulsų stiprinimo pakopose. Šiuo atveju išnagrinėto impulsų formavimo būdo taikymą riboja impulsų formuotuvo energijos nuostoliai harmonikų generatoriuose. Taigi, jei nuspręstume plokščios viršūnės laikinės gaubtinės impulsais kaupinti *visas* OPCPA pakopas, ir pirmoje bei antroje harmonikų generatoriaus pakopose realizuotume 50 % keitimo efektyvumą, tai 532 nm spinduliuotės energijos vertė sudarytų tik 25 % pirmosios harmonikos (lazerio išvadinės) spinduliuotės. Tačiau šiuos nuostolius galima kompensuoti naudojant papildomą lazerinio stiprintuvo pakopą plokščios viršūnės laikinės gaubtinės impulsams stiprinti. Kita vertus, yra žinoma, kad negausinių (kartu ir stačiakampių) impulsų laikinė forma lazerinio stiprinimo proceso metu kinta dėl aktyvios lazerinės terpės užpildos apgražos nusukdinimo. Ankstesnio laiko momento stiprinamo impulso dalys sumažina užpildos apgražą, tenkančią visoms vėlesnio laiko momento impulso dedamosioms. Tai sąlygoja impulso

priekinio fronto statėjimą galinio fronto atžvilgiu. Impulso formos kitimas priklauso nuo: stiprinimo G_0 , stiprinimo soties energijos srauto aktyviojoje terpėje vertės F_s ($F_s=0,62 \text{ J/cm}^2$ Nd:YAG kristalui) ir pradinės impulso energijos E_{in} . Žinoma, kad kuo stiprinamo impulso energijos srauto vertė artimesnė F_s , tuo priekinio impulso fronto statėjimo efektas ryškesnis. Paprastai pikosekundinių stiprintuvų išvadinių energijų vertės (kitaip nei nanosekundinių) neviršija F_s verčių dėl optinių dangų pažeidimo ir netiesinių reiškinių. Taigi ir impulso gaubtinės iškraipymo efektai realiose ps impulsų stiprinimo sistemose mažesni nei nanosekundinėse. Remdamiesi šiais samprotavimais, mes atlikome plokščios gaubtinės ps impulsų stiprinimo dvilėkiame lazeriniame stiprintuve tyrimą. Šiame skyriuje pristatomi eksperimento rezultatai.

5.1. Eksperimento metodika

Pikosekundinių plokščios viršūnės impulsų stiprinimo tyrimai atlikti pagal 5.1 pav. pateiktą eksperimento schemą.



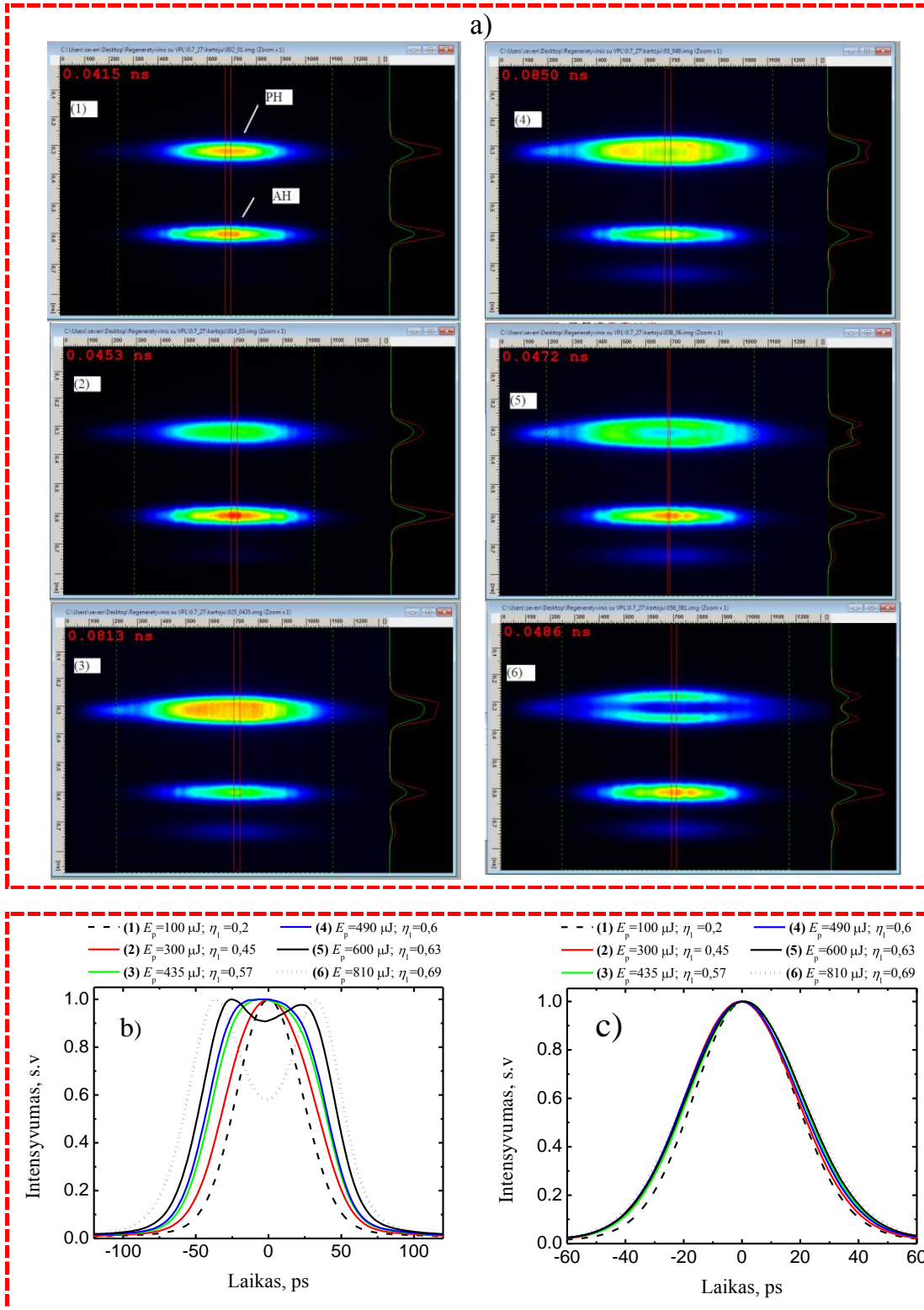
5.1 pav. Antros harmonikos generatoriuje suformuotų ir dviejų praėjimų lazeriniame stiprintuve sustiprintų impulsų charakterizavimo principinė schema: AH1, AH2 – antrosios harmonikos kristalai, P – poliarizatorius, DV – dvibangis veidrodis, FR – Faradėjaus rotatorius, OEK – optinė-elektroninė kamera.

Šiuo atveju pirminis impulsų šaltinis – komercinė pikosekundinė stiprinimo sistema FOXTROT 532 (UAB *Ekspla*), 4 kHz dažniu stiprinanti 50–70 ps trukmės

impulsus iki 1 mJ energijos. Sustiprinti impulsai nukreipiami į AH generatorių, kuri sudaro $L=10$ mm ilgio pirmojo sąveikos tipo LBO kristalas. Kaip buvo parodyta ankstesniame skyriuje, AH generatoriuje formuojamo impulso gaubtinė priklauso nuo kaupinimo impulso energijos. Kaupinimo impulso energiją eksperimento metu keitėme išoriniu atenuatoriumi, sudarytu iš poliarizatoriaus P ir pusės bangos ilgio ($\lambda/2$) fazinės plokštelės. Sugeneruotos antrosios (532 nm) ir pirmosios (1064 nm) harmonikų spinduliuotės atskiriamos dvibangiu veidrodžiu DV. Savo ruožtu pirmosios harmonikos spinduliuotė nukreipama į dvigubo lėkio skersinio kaupinimo lazerinį stiprintuvą, sudarytą iš 5 mm skersmens ir 7,6 cm ilgio Nd:YAG strypo, kaupinamo impulsiniais 1 kHz dažnio lazeriniais diodais (*Northrop Grumman*). Eksperimento metu stiprintuvo stiprinimo koeficientą keitėme reguliuodami kaupinimo diodų įjungimo momentą stiprinamo impulso atžvilgiu. Antrosios harmonikos generatoriuje suformuotų ir atitinkamai lazeriniame stiprintuve sustiprintų pikosekundinių impulsų formas tiesiogiai registruojame opto-elektronine kamera C5680 (*Hamamatsu Photonics*). Šis prietaisas suteikė galimybę tuo pačiu metu registruoti tiek 1064 nm, tiek 532 nm impulsų gaubtines. Matavome (vienu metu) pirmosios ir antrosios harmonikų impulsus po pirmos pakopos AH1 generatoriaus. Tai buvo padaryta pirmuoju eksperimento etapu (5.2 pav.). Kitame eksperimento etape tyrėme dvigubo lėkio stiprintuve stiprinimo sąlygojamus pirmosios harmonikos impulso formas pokyčius. Paskutiniame eksperimento etape charakterizavome 532 nm impulsų, sugeneruotų antros pakopos AH2 generatoriuje, formas.

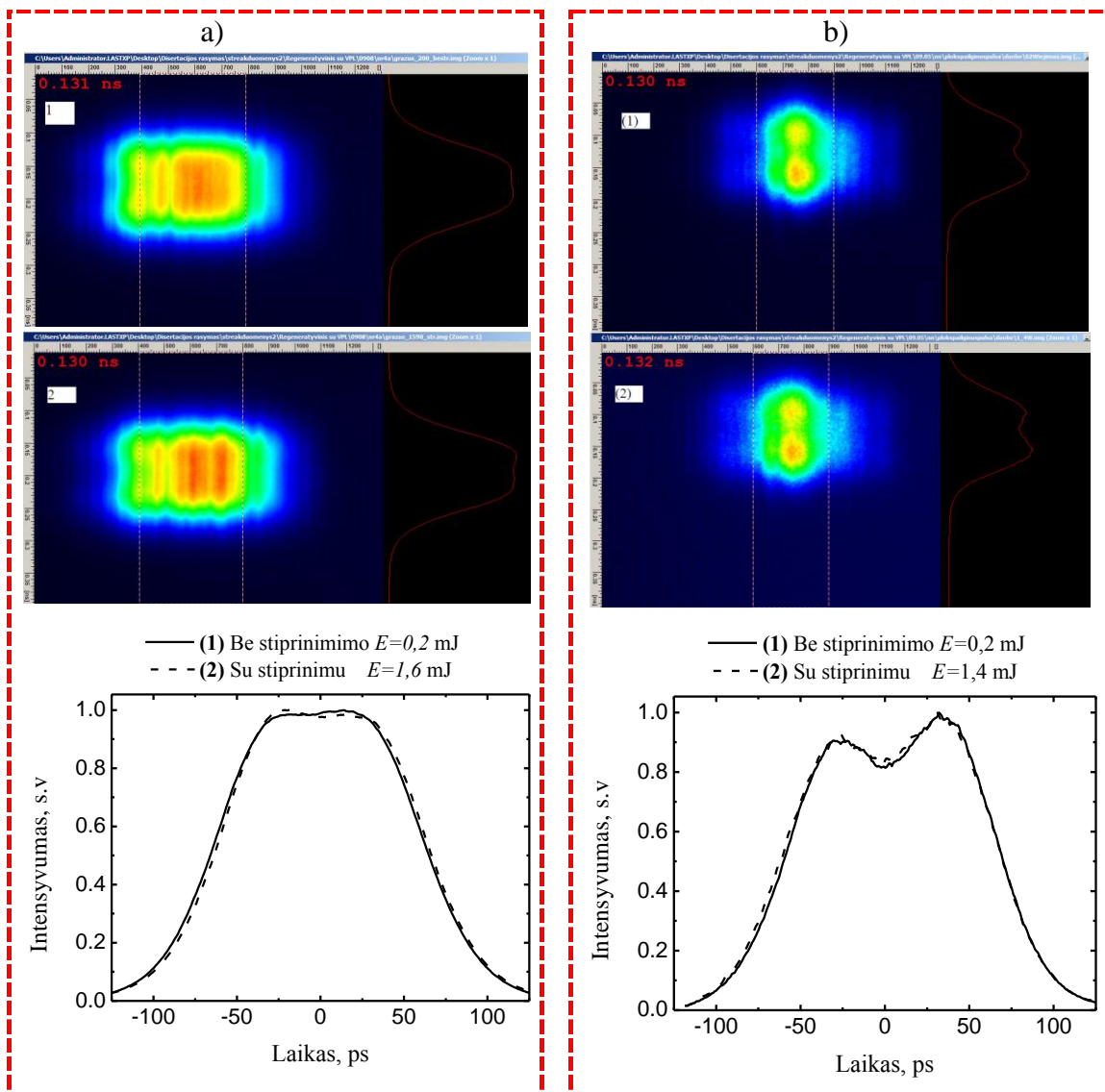
5.2. Plokščios viršūnės pikosekundinių impulsų stiprinimo tyrimo rezultatai

Ankstesniame skyriuje kryžminiais koreliaciniais metodais tyrėme kaip kinta didelės energijos (≈ 500 mJ) kaupinimo impulsų gaubtinės vykstant AH generacijai 10 ir 20 mm ilgio DKDP kristaluose. Šiame eksperimente naudotų impulsų energijos (≈ 1 mJ) daug kartų mažesnės. Atitinkamai AH generacijai parenkamas didesnio netiesiškumo LBO kristalas. Pirmosios harmonikos pluošto AH1 kristale skersmuo yra 0,7 mm (FWHM). Dėl šių pakitusių pradinių sąlygų pirmame eksperimento etape pakartotinai atlikome pirmosios harmonikos impulso formavimo eksperimentą. Kartu registruojame ir pirmoje AH pakopoje sugeneruotų 532 nm impulsų formas. Matavimų rezultatai pateikti 5.2 pav. OEK programiniame lange (5.2.a pav.) matome kameros plyšio (įvadinį pluoštą ribojančios apertūros) atvaizdo skleistinę laike. Vertikali skalė atitinka laiko koordinatę, horizontali – erdvinę. Matome, kad pirmosios harmonikos impulsas, didėjant kaupinimo energijai E_p , sąveikos AH kristale metu transformuojasi į plokščios viršūnės ir dvigubos smailės impulsus (kreivės 5.2b pav.). Formuojamo impulso trukmė (FWHM) išplinta nuo 56 ps iki 96 ps. Impulso formos faktorius IFF pakinta nuo 0,33 iki 0,64 (5.2 b pav. (1) ir (4) kreivės). Tuo tarpu pirmos pakopos AH generatoriuje sugeneruotos 532 nm bangos ilgio impulsų gaubtinių pokyčių vertės daug mažesnės. Padidinus kaupinimo energiją nuo 0,1 mJ ($\eta_1=0,2$) iki 0,8 mJ ($\eta_1=0,69$) AH impulso trukmė (FWHM) pakinta nuo 41 ps iki 48 ps (5.2c pav. (1) ir (6) kreivės).



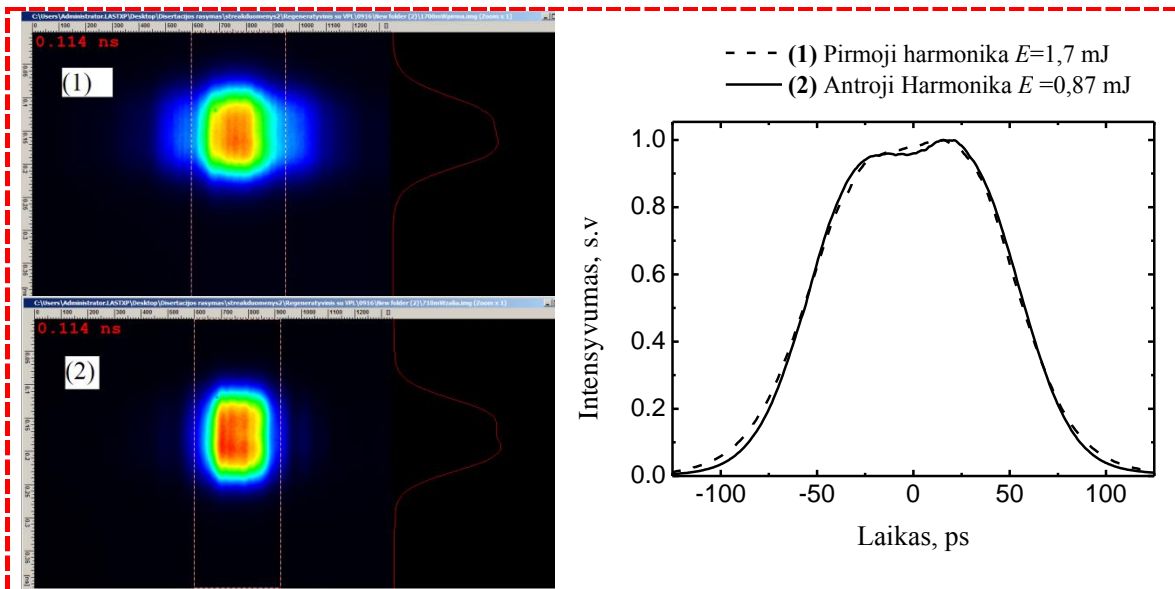
5.2 pav. Pirmos pakopos AH1 generatoriuje suformuotų impulsų laikinės formos: a) PH ir AH impulsų laikinės skleistinės OEK valdymo programos lange; b) PH impulsų gaubtinės; c) AH impulsų gaubtinės.

Kitame eksperimento etape tyrėme pirmos pakopos AH1 generatoriuje suformuoto impulso gaubtinės pokyčio priklausomybę nuo stiprinimo dvigubo lėkio stiprintuve, kuriame PH impulsas sustiprinamas 8–9 kartus. Maksimali sustiprinto impulso energija siekia 1,7 mJ, kai įvadinio impulso energija yra 0,2 mJ. Pirmos pakopos AH1 generatoriuje suformuotų impulsų pluošto skersmuo stiprintuvo strype $\approx 1,3$ mm (FWHM).



5.3 pav. Plokščios viršūnės (a) ir dvigubos smailės (b) impulso gaubtinės iki (1) kreivė) ir po (2) kreivė) stiprinimo dvigubo lėkio lazeriniame stiprintuve.

Įvertinus suformuoto impulso trukmę (≈ 100 ps FWHM), maksimalus sustiprinto impulso intensyvumas stiprintuvo išvade $I_{0,5}=1,28$ GW/cm², energijos srautas – $F_{0,5}=0,128$ J/cm². Plokščios viršūnės ir dvigubos smailės impulsų gaubtinės iki ir po stiprinimo dvigubo lėkio stiprintuve pateiktos (5.3 pav.). Plokščios viršūnės impulsas stiprinamas nuo 0,2 mJ iki 1,6 mJ, dvigubos smailės – nuo 0,2 mJ iki 1,7 mJ. Iš pateiktų rezultatų matyti, kad sustiprinto impulso gaubtinės pokyčiai maži. Plokščios gaubtinės impulso stiprinimo atveju stebimas apie 2 % vertės priekinio gaubtinės fronto padidėjimas galinio fronto atžvilgiu. Minėjome, kad galutinis suformuotų ir sustiprintų impulsų panaudojimo tikslas – moduluotos fazės impulsų stiprinimas 532 nm spinduliuote. Taigi dvigubo lėkio stiprintuve sustiprintą PH impulsą nukreipėme į antros pakopos harmonikų generatorių (AH2), t.y. $L=3$ mm ilgio KTP kristalą, kuriame 1064 nm spinduliuotė keičiama į AH apie 50 % efektyvumu, kai kaupinimo dvigubo lėkio stiprintuve sustiprinto impulso energija 1,6–1,7 mJ. Siekdami nustatyti, kaip pakinta stiprintuve sustiprinto impulso antrosios harmonikos gaubtinė, atlikome 532 nm impulsų formos matavimus. Matavimo rezultatai pateikti 5.4 pav.



5.4 pav. Pirmosios ((1) kreivė) ir antrosios ((2) kreivė) harmonikų impulsų gaubtinės, prieš sąveiką ir po jos antros pakopos AH2 harmonikų generatoriuje.

Kartu pateikiama ir atitinkama kaupinimo (1064 nm) impulsų forma. Matyti, kad plokščios gaubtinės dvigubo lėkio stiprintuve sustiprintų impulsų formos pokyčiai po sąveikos AH2 generatoriuje maži. Plokščios gaubtinės sritis kinta minimaliai, dėl AH generacijos gaubtinės moduliacijos vertės šiek tiek padidėja. Taigi esamomis eksperimento sąlygomis suformuoti ir sustiprinti ps impulsai tinka aukštesnės pakopos AH generacijai. Kadangi išmatuoti suformuoto impulso gaubtinės pokyčiai lazerinio stiprinimo metu maži, manome, kad plokščios gaubtinės PH impulsą galima stiprinti aukštesnės pakopos lazeriniuose stiprintuvuose.

6. Pikosekundinė didelės išvadinės energijos Nd:YAG stiprintuvų sistema OPCPA sistemų kaupinimui

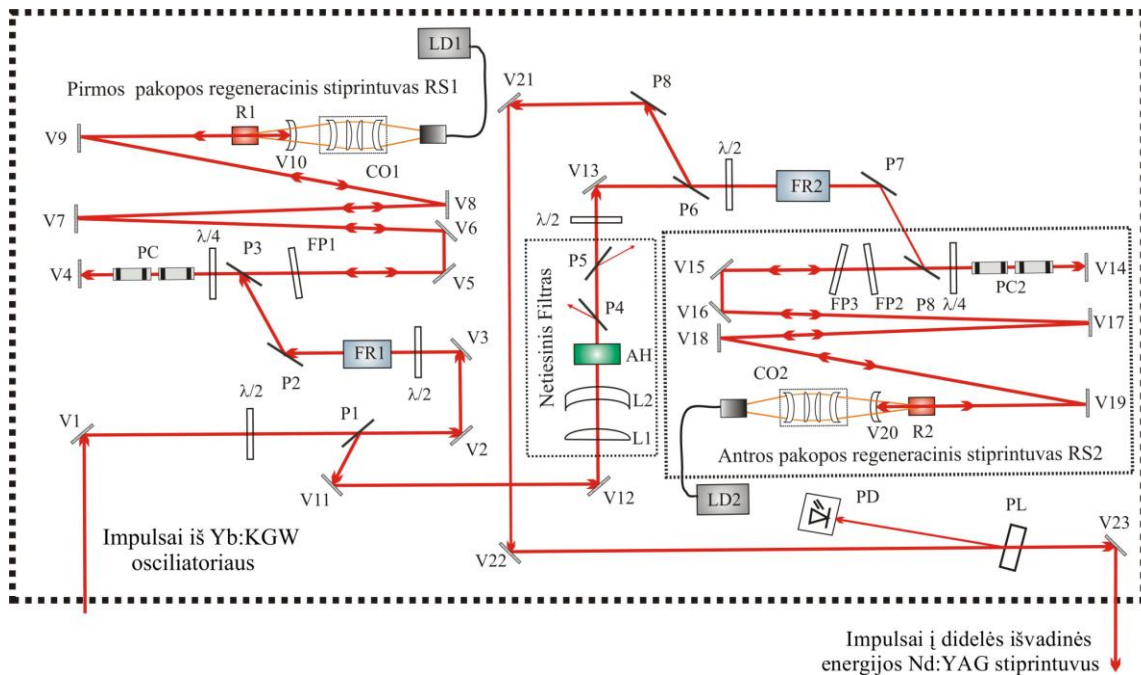
Šiame skyriuje aprašyta disertacinio darbo metu sukurta pikosekundinė Nd:YAG stiprintuvų sistema didelės energijos OPCPA sistemos kaupinimui. Jos pirmąją pakopą sudaro du nuosekliai veikiantys lazerinio diodinio kaupinimo regeneraciniai stiprintuvai, kurie atlieka pradinį osciliatoriaus užkrato signalo stiprinimą ir kuriuose formuojami reikiamos trukmės (*nagrinėta antrame skyriuje*) ir kontrasto (*nagrinėta trečiame skyriuje*) impulsai. Po to impulsai toliau stiprinami antroje sistemos pakopoje, kurią sudaro lempinio kaupinimo stiprintuvai, sustiprinantys impulsą iki 600 mJ energijos. Parametriniam kaupinimui reikalinga antrosios harmonikos spinduliuotė generuojama pakopiniuose antrosios harmonikos generatoriuose. Kartu realizuojamas išvadinių impulsų plokščios gaubtinės formavimo metodas (*aptartas ketvirtame skyriuje*).

6.1. Yb:KGW osciliatoriaus impulsus stiprinanti Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistema

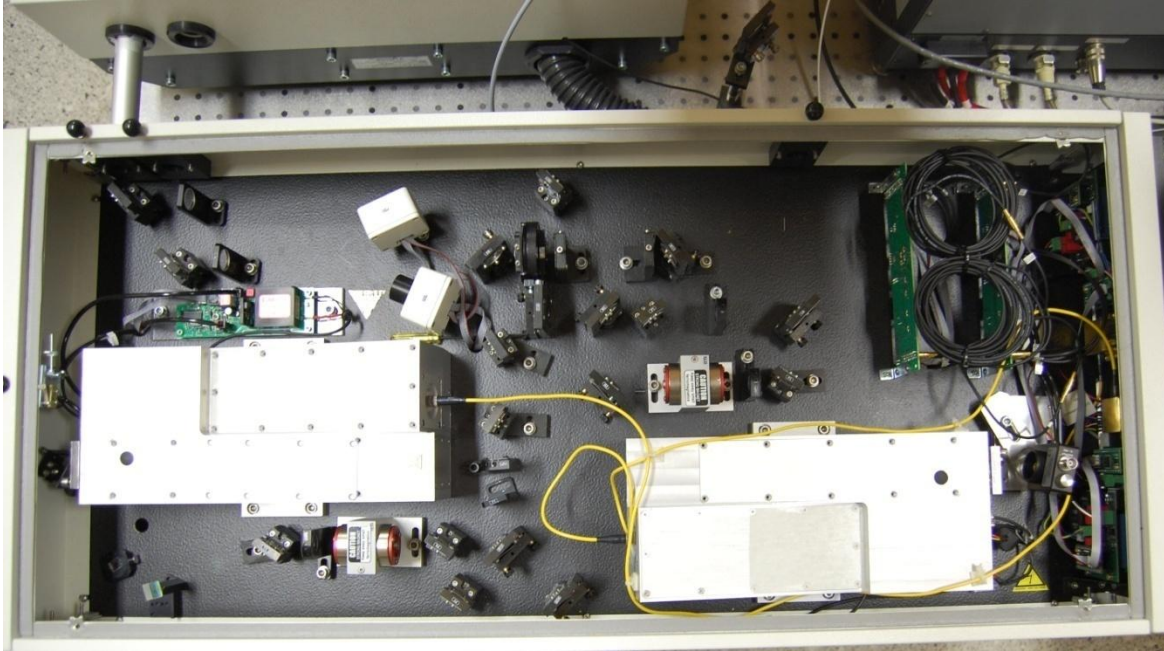
Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistemą, stiprinančią Yb:KGW osciliatoriaus impulsus, sudaro du regeneraciniai stiprintuvai RS1, RS2 ir pluoštą nukreipiančioji sistema. To paties Yb:KGW generatoriaus impulsai taip pat stiprinami ir femtosekundinėje Yb:KGW regeneracinėje stiprinimo sistemose. Yb:KGW regeneracinio stiprintuvo impulsai naudojami plataus spektro moduluotos fazės signalo generacijai ir jo stiprinimui nekolineariame parametriniame stiprintuve. Galiausiai sustiprintas moduluotos fazės signalas laike sutapatinamas su pikosekundiniais Nd:YAG stiprintuvų antrosios harmonikos impulsais netiesiniuose parametrinių stiprintuvų kristaluose. Tačiau Nd:YAG ir Yb:KGW regeneraciniuose stiprintuvuose impulsų stiprinimo trukmė skirtinga, nes priklauso nuo kaupinimo galios, įvedamo impulso energijos,

rezonatoriaus nuostolių bei ilgio. Visi šie parametrai Nd:YAG ir Yb:KGW regeneraciniuose stiprintuvuose skiriasi. Todėl naudojamoje sistemoje realizuota elektriškai valdoma galimybė į skirtingų aktyvių terpių regeneracinius stiprintuvus injektuoti skirtingus optinius impulsus iš 78 MHz dažniu veikiančio Yb:KGW osciliatoriaus voros. Tokiu būdu realizuojama, kad Yb:KGW ir Nd:YAG išvadinių impulsų, kartu ir moduluotos fazės signalo, bei kaupinimo impulsų nesutapimas laike neviršytų ± 6 ns. Laiko nesutapimą lemia diskretiškumas dėl lazerių rezonatorių ilgių (šviesos impulsas gali išeiti iš regeneracinio stiprintuvo tik perėjęs jame sveiką skaičių apėjimų). Rezonatoriaus ilgis yra apie 1,5 m, o apėjimo laikas apie 11 ns. Šis nesutapimas bendroje Nd:YAG ir Yb:KGW sistemoje sėkmingai kompensuojamas taikant optines vėlinimo linijas.

Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų optinė schema pavaizduota 6.1 pav., o jo nuotrauka pateikta 6.2 pav.

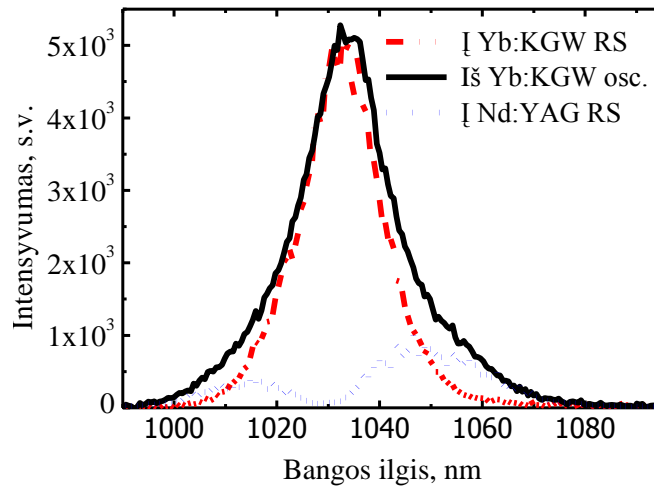


6.1 pav. Nd:YAG dviejų pakopų regeneracinių stiprintuvų lazerinės sistemos optinė schema: V1 – V23 veidrodžiai, L1, L2 – lęšiai, LD1, LD2 – lazeriniai kaupinimo diodai, PC1, PC2 – Pokelso narveliai, AH – antrosios harmonikos (KTP) kristalas, PL – stiklo plokštelė, FP1-FP3 – Fabri-Pero etalonai, CO1, CO2 – kaupinimo įvedimo optika, PD – fotodiodas, FR1, FR2 – Faradėjaus rotatoriai, R1, R2 – lazeriniai strypai.



6.2 pav. Dviejų pakopų Nd:YAG regeneracinės stiprinimo sistemos vaizdas.

Stiprintuvai buvo optiškai sinchronizuoti su Yb:KGW osciliatoriumi. Yb:KGW osciliatoriaus spinduliuotė yra naudojama dviejų stiprintuvų (Yb:KGW ir Nd:YAG) užkratui vienu metu, todėl efektyviam energijos panaudojimui užtikrinti buvo pritaikytas poliarizacinis spektrinis spinduliuotės atskyrimas. Atskyrimo prietaisas susideda iš žemos eilės fazinės plokštelės su maksimalia poliarizacijos sukimo verte esant 1064 nm bangos ilgiui ir poliarizacinio kubo skirtingų poliarizacijų spinduliuotei atskirti. Praleista pro poliarizacinį kubą spinduliuotės dalis naudojama Nd:YAG stiprintuvo, o atspindėta – Yb:KGW stiprintuvo užkratui (6.3 pav.). Netiesioginiais vertinimais naudingai naudojama Nd:YAG užkrato spinduliuotės energija siekia 12 pJ. Plačiau apie nagrinėjamos lazerinės sistemos kontrastą ir kontrasto gerinimo eksperimentus rašoma trečiajame skyriuje.



6.3 pav. Yb:KGW osciliatoriaus impulsų, nukreipiamų į Nd:YAG, ir impulsų, nukreipiamų į Yb:KGW regeneracinius stiprintuvus, spektrai.

Iš Yb:KGW lazerio sklindantys femtosekundiniai impulsai į regeneracinį stiprintuvą nukreipiami veidrodžiais V1–V3. Pusės bangos ilgio fazinė plokštelė $\lambda/2$, Faradėjaus rotatorius FR1 ir poliarizatorius P1 sudaro Faradėjaus izoliatorių. Taigi sustiprintas impulsas, atsispindėjęs nuo poliarizatoriaus P1, nepatenka atgal į femtosekundinį osciliatorių. Kartu poliarizatorius P1 ir prieš jį esanti pusės bangos ilgio fazinė plokštelė formuoja atenuatorių, kuriuo galima reguliuoti iš femtosekundinio lazerio sklindančių impulsų energiją.

Regeneracinio stiprintuvo aktyvus elementas – Nd:YAG ($\varnothing 6 \times 10$ mm) strypas (R1), yra kaupinamas nuolatinės veikos 3 W galios lazeriniu diodu LD1. Kaupinamosios spinduliuotės bangos ilgis $\lambda = 808$ nm atitinka vieną iš Nd:YAG sugerties juostų. Kaupinimo spinduliuotė lęšių rinkiniu CO1 yra fokusuojama aktyviajame elemente į $d = 110$ μm skersmens dėmę, kas atitinka kaupinimo diodų šviesolaidžio šerdies 1:1 vaizdo pernešimą.

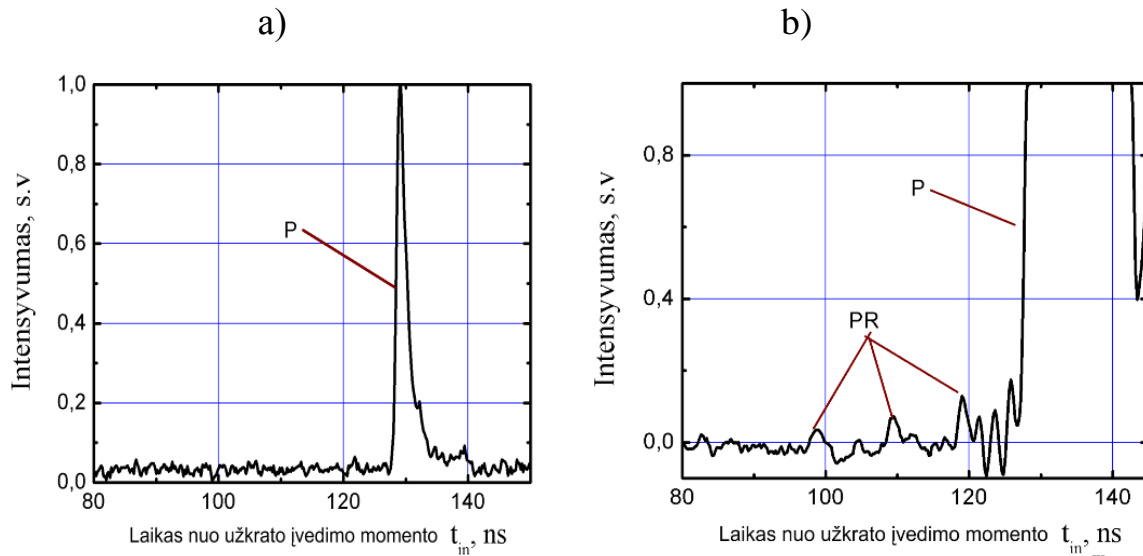
Sferiniai veidrodžiai V4 ir V10 formuoja stabilų regeneracinio stiprintuvo rezonatorių. Femtosekundinio impulso injektavimui į stiprintuvą ir sustiprinto impulso išskyrimui naudojamas poliarizatorius P3, Pokelso narvelis (PC) ir

ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė $\lambda/4$, kuri kartu užtikrina, kad stiprintuve nevyktų laisva generacija.

Pradiniu laiko momentu vienas iš femtosekundinio osciliatoriaus impulsų voros impulsų patenka į regeneracinę stiprintuvą. Tuo momentu, kai impulsas sklinda tarp poliarizatoriaus P3 ir V10, įjungiami Pokelso narvelio PC įtampa, ir poliarizaciją išlaikantis impulsas yra lokalizuojamas regeneracinio stiprintuvo rezonatoriuje. Kol Pokelso narvelio įtampa įjungta, impulsas išlaiko poliarizaciją ir periodiškai sklinda tarp veidrodžių V4–V10. Po 10–20 lėkių per rezonatorių impulsas sustiprinamas iki reikiamos energijos ir Pokelso narvelio įtampa išjungiamas. Tuomet impulsas atsispindi nuo poliarizatoriaus P3 ir sklinda iš regeneracinio stiprintuvo išėjimo link. Papildomam stiprinamojo impulso spektrinių ir laikinių charakteristikų formavimui naudojamas Fabri-Pero etalonas FP1. Stiprinamojo impulso trukmei keisti regeneraciniame stiprintuve naudojami skirtingos bazės etalonai (impulsų trukmės formavimo galimybės aptartos antrame skyriuje). Regeneraciniame stiprintuve impulsas sustiprinamas iki $\sim 35 \mu\text{J}$ energijos, atitinkamai impulso trukmė išplečiama iki 26 ps.

Pradiniame sistemos surinkimo etape veidrodžiu V12 iš RS1 sklindantis impulsas buvo nukreipiamas į antrą regeneracinę stiprintuvą RS2, kaupinamą 4,5 W galios nuolatinės veikos lazeriniu diodu. Patobulinę regeneracinių stiprintuvų schemą, pluoštą nukreipėme į netiesinį filtrą, kurio veikimas plačiau aprašytas trečiame skyriuje. Regeneracinio stiprintuvo RS2 optinė schema tokia pat kaip ir RS1. Skiriasi tik naudojamų etalonų FP2 ir FP3 storis ir atspindžio koeficientai. Regeneraciniame stiprintuve RS2 pikosekundinis impulsas sustiprinamas iki 100 μJ energijos, jo trukmė išplečiama iki 100 ps. (nagrinėta antrame skyriuje).

Lazerinių sistemų impulsų kontrastą lemia ne vien tik kvantinių triukšmų stiprinimas, bet ir satelitinių impulsų atsiradimas, sąlygojamas riboto naudojamų elektrooptinių moduliatorių kontrasto. Juos galima stebėti registruojant lazerio išvadinius impulsus didelės spartos fotodiodu (6.4 pav.)

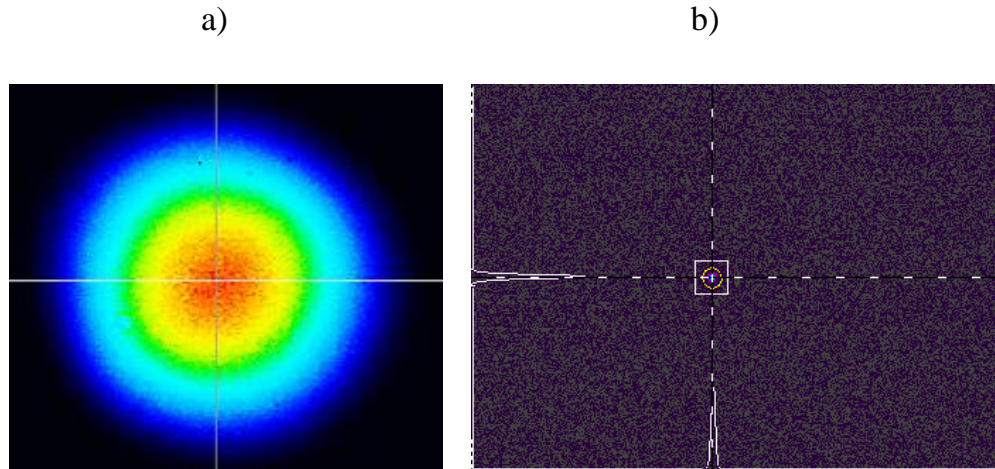


6.4 pav. Antros pakopos regeneraciniame stiprintuve sustiprinto impulso (P) vaizdas oscilografo ekrane (a) ir priešimpulsiai (PR) stebimi išdidinus jautrį (b).

Padidinus oscilografo jautrį, stebimi priešimpulsiai (PR) – pagrindinio impulso (P) replikos, sklindančios iš rezonatoriaus, kai jo kokybė aukšta. Idealiu atveju, kai rezonatoriaus kokybė aukšta, stiprinamasis impulsas yra „uždarytas“ rezonatoriuje, tačiau dėl ribotos poliarizacinės optikos kokybės dalis stiprinamojo impulso per kiekvieną lėkį sklinda iš rezonatoriaus. Tiriamo regeneracinio stiprintuvo atveju priešimpulsių ir pagrindinio impulso santykis yra $1/800$. Tačiau, panaudojus papildomą elektrooptinę sklendę, kurią sudaro DKDP Pokelso narvelis ir poliarizatorius, šį santykį pavyko pagerinti iki $\sim 1/10^5$.

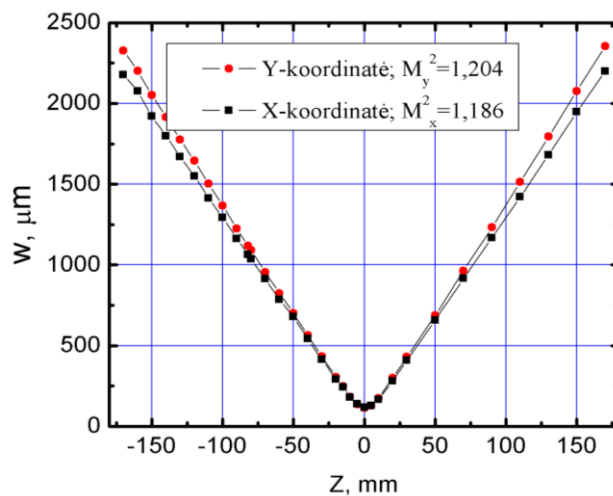
6.2. Yb:KGW osciliatoriaus impulsus stiprinančios Nd:YAG regeneracinių stiprintuvų sistemos erdvinės ir energinės charakteristikos

Charakterizuojant regeneracinių stiprintuvų sistemoje sustiprinto impulso pluošto parametrus, buvo išmatuoti pluošto intensyvumo profiliai artimajame ir tolimalajame laukuose (6.5 pav.). Tolimojo lauko padėtis atitinka 500 mm glaudžiamąjį lęšio židinio nuotolio padėtį. Matavimai atlikti kai sustiprinto impulso energija yra $\sim 100 \mu\text{J}$.



6.5 pav. Pluošto intensyvumo profiliai artimajame (a) ir tolimajame (b) laukuose (lęšio $f=500$ mm židinio plokštumoje).

Pluošto kokybė buvo išmatuota (6.6 pav.) M^2 matuokliu „ M^2 -200-NIR“ (*Spiricon, Inc.*). Pluošto skėstis skirtingomis skersinėmis (X, Y) koordinatėmis šiek tiek skiriasi. Šį skirtumą nusako eliptiškumo koeficientas, kuris lygus $\sim 1,06$.



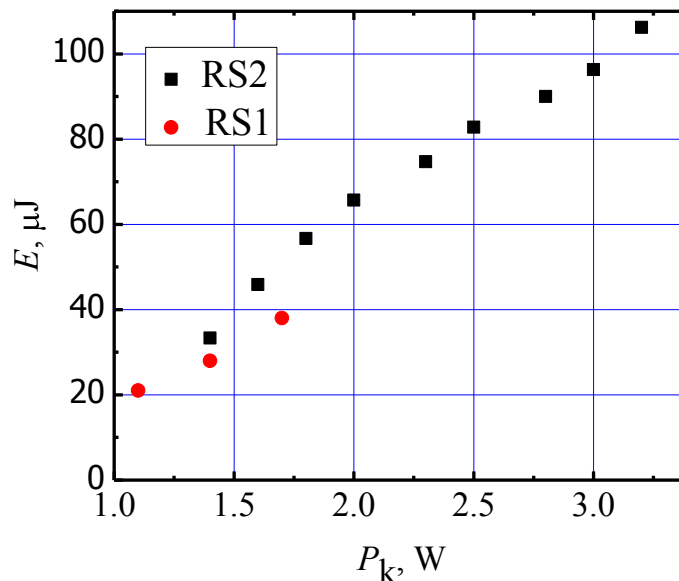
6.6 pav. Iš antros pakopos regeneratyvinio stiprintuvo sklindančio pluošto radiuso priklausomybė nuo sklidimo koordinatės Z

Remiantis pluošto kokybės parametrais, galima įvertinti Kero lęšio įtaką stiprinamam impulsui. Mes tai atlikome lygindami M^2 parametrus, išmatuotus, kai regeneraciniai stiprintuvai veikė pikosekundinio impulso stiprinimo ir moduluotos kokybės (nanosekundiniame) režimuose. Stiprintuvui veikiant

pikosekundiniu ir nanosekundiniu režimais, išvadinio impulso smailinė galia skiriasi apie 10^3 kartų. Regeneracinio stiprintuvo veikimas moduluotos kokybės režimu realizuojamas užblokavus į stiprintuvą patenkančią užkratą ir atitinkamai padidinus apėjimų per rezonatorių skaičių. Pluošto kokybės parametro M^2 vertės, išmatuotos esant moduluotos kokybės režimui, yra $M_x^2=1,188$ ir $M_y^2=1,197$. Palyginti su išmatuotomis esant pikosekundiniam režimui, šios vertės atitinkamai skiriasi 0,17 % ir 0, 58 %. Šis skirtumas labai nežymus, todėl galima teigti, kad netiesiškumų įtaka stiprinamo impulso pluošto kokybei maža.

Norėdami įvertinti galimą terminio lęšio įtaką pluošto kokybei, atlikome M^2 matavimus esant mažesnei kaupinimo galiai. Kaupinimo galia buvo sumažinta nuo $P_k=3,2$ W iki $P_k=2,2$ W. Išmatuotos M^2 vertės buvo $M_x^2= 1,163$ ir $M_y^2=1,175$, t.y. nuo išmatuotų esant didesnei kaupinimo galiai skyrėsi atitinkamai 2,1 % ir 1,84 %. Galima teigti, kad regeneracinio stiprintuvo rezonatoriaus konfigūracija pakitus kaupinimo galiai keičiasi, tačiau ši įtaka pakankamai maža.

Išmatuotos abiejų stiprintuvų pakopų išėjimo energijos priklausomybės nuo kaupinimo galios pateiktos 6.7 pav.

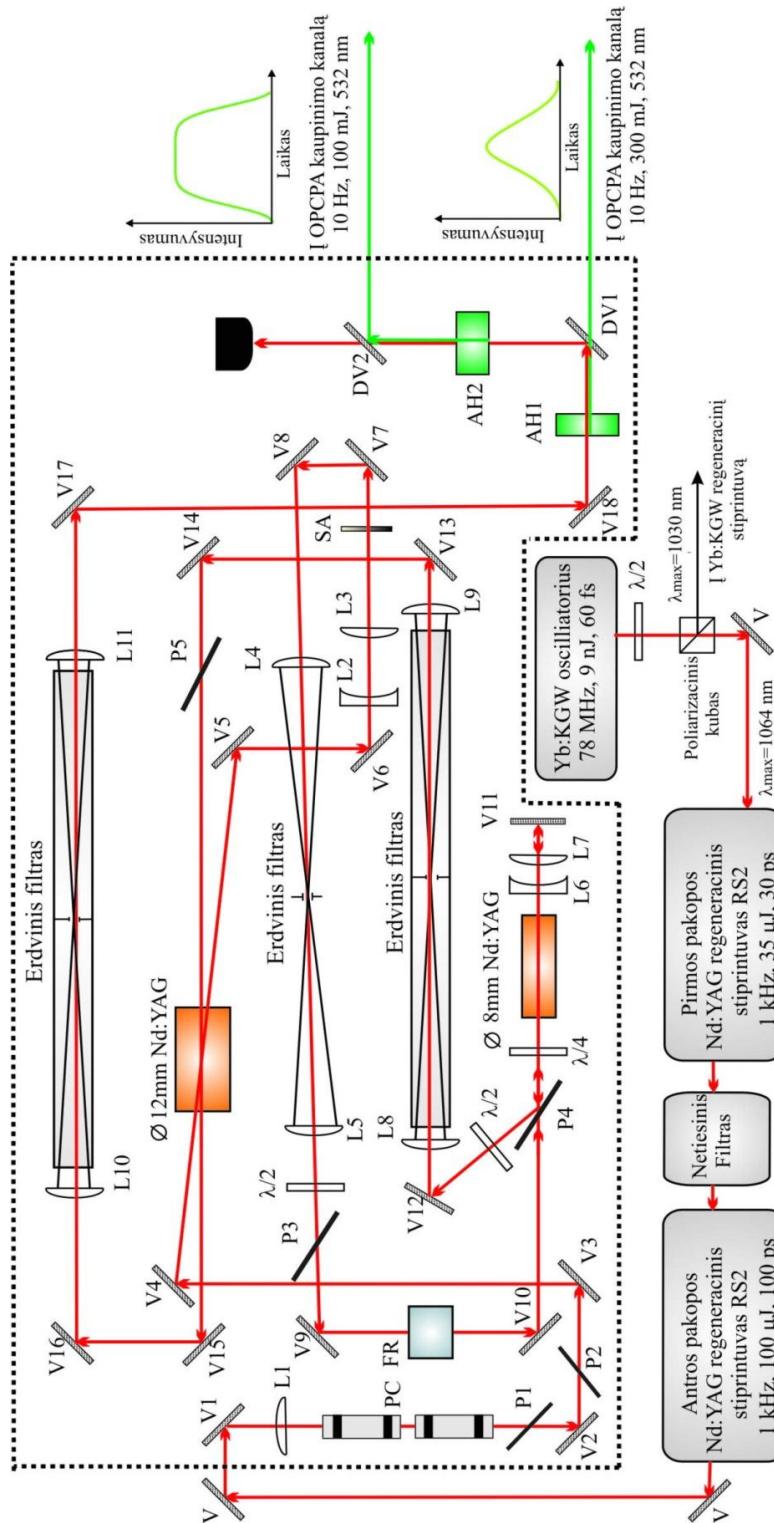


6.7 pav. Pirmos ir antros regeneracinių stiprintuvų pakopos išėjimo energijos.

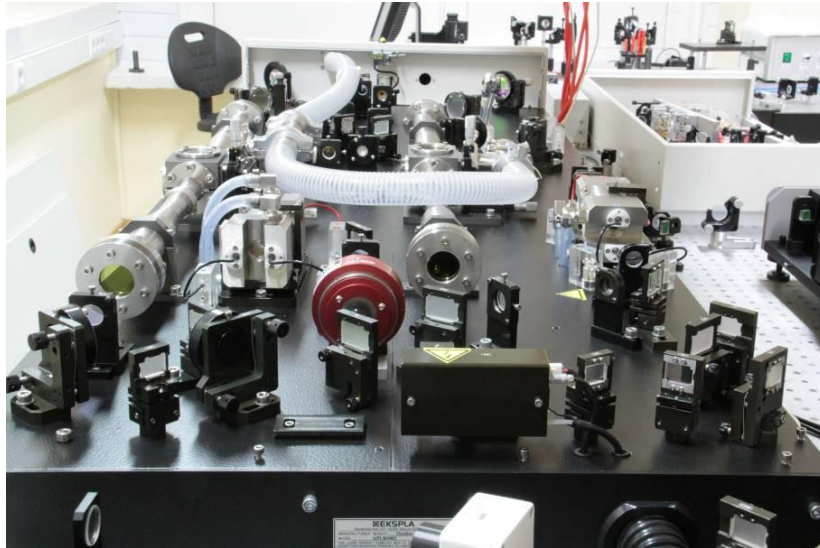
Kaip matyti iš pateiktų rezultatų, antros pakopos regeneraciniame stiprintuve impulso stiprinimo charakteristikos geresnės. Pavyzdžiui, kai kaupinimo galia abiejuose stiprintuvuose $P_k=1,4$ W, antrame stiprintuve sustiprinto impulso energija 20 % didesnė nei pirmame. Tai galima paaiškinti tuo, kad antrame stiprintuve užkrato energija didesnė nei pirmajame, todėl impulsui sustiprinti reikia mažiau lėkių per rezonatorių ($N_{RS1}=24$, $N_{RS2}=21$). Tai sąlygoja mažesnę rezonatoriaus nuostolių įtaką.

6.3. Daugiaeigis lempinio kaupinimo Nd:YAG stiprintuvas

Galutinis Yb:KGW impulso stiprinimas buvo atliekamas daugiaeigiame lempinio kaupinimo stiprintuve. Šios sistemos schema pateikta 6.8 pav., o jos vaizdas – 6.9 pav.



6.8 pav. Nd:YAG lempinio kaupinio pikosekundinių impulsų stiprintuvo schema: V1–V18 – veidrodžiai, DV1, DV2 – dvibangiai veidrodžiai, P1–P5 – poliarizatoriai, L1–L11 – lęšiai, PC – Pokelso narvelis, FR – Faradėjaus rotatorius.



6.9 pav. Pikosekundinių impulsų lempinio kaupinimo Nd:YAG stiprintuvas .

Lempinio kaupinimo lazerinio stiprintuvo, stiprinančio regeneracinių stiprintuvų sistemos išvadinius impulsus, pasikartojimo dažnis yra 10 Hz. Regeneracinių stiprintuvų sistemos impulsų pasikartojimo dažnis yra 1 kHz, todėl būtina iš kilohercinės impulsų sekos išskirti 10 Hz impulsų seką. Tai realizuojama impulsų atrinkikliu (angl. *pulse picker*), kurį sudaro DKDP Pokelso kristalas (PC) ir poliarizatoriai P1, P2. Impulsų atrinkiklis taip pat pagerina išskirto impulso kontrastą šalutinių optinių impulsų atžvilgiu daugiau nei 10^2 kartų.

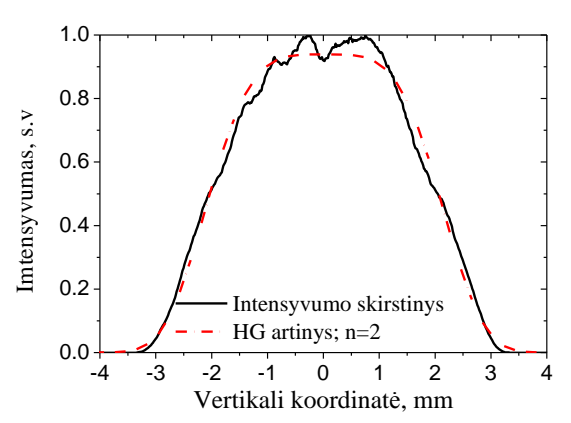
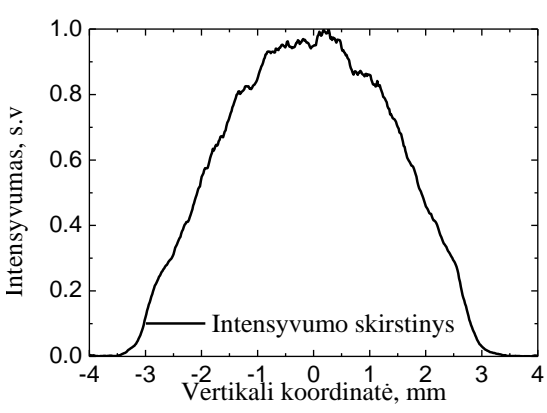
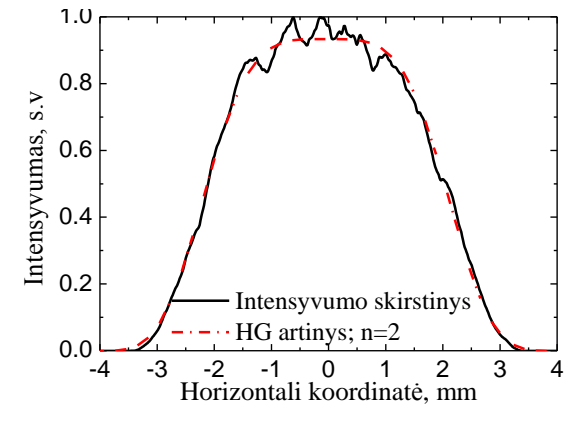
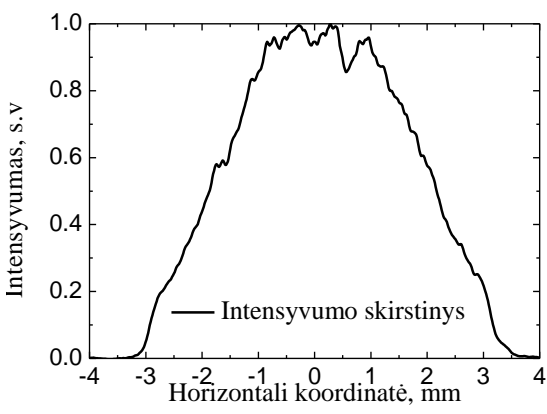
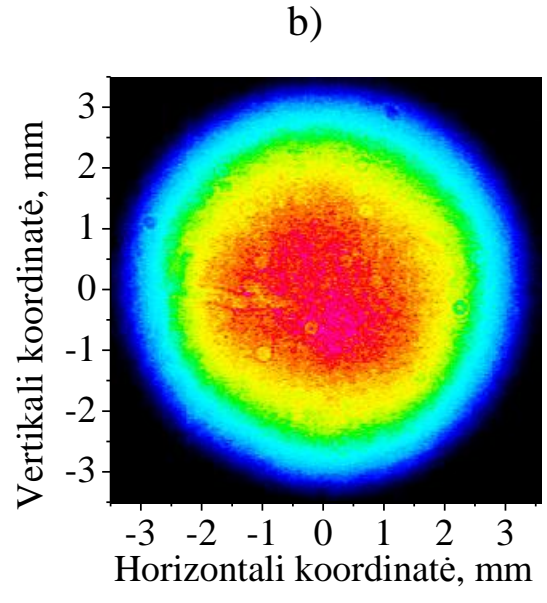
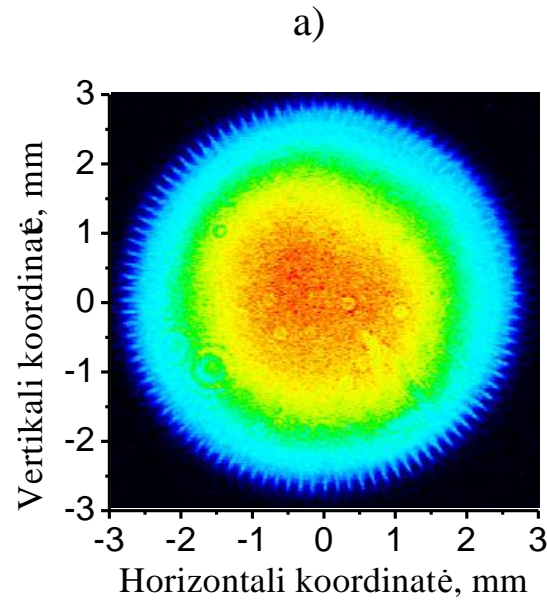
Pluoštas, kurio impulso energija $\approx 100 \mu\text{J}$, veidrodžiais V2–V4 nukreipiamas į 12 mm skersmens lempomis kaupinamą Nd:YAG lazerinį strypą ir sustiprinamas iki $\approx 1 \text{ mJ}$ energijos. Lęšiu L2 pluošto skersmuo išplečiamas iki $\approx 7 \text{ mm}$ ir sukolinuojamas lęšiu L3. Lazerinėje sistemoje ypatingą dėmesį skyrėme stiprinamo pluošto formavimui. Yra žinoma, kad hipergausinės formos kaupinimo pluoštai geriausiai tenkina čirpuotų impulsų parametriniam stiprinimui keliamus reikalavimus [40]. Kita vertus, lazeriniuose stiprintuvuose stiprinant hipergausinio erdvinio profilio impulsus galima realizuoti didesnę išvadinę energiją išvengiant lazerinio strypo optinio pažeidimo bei smulkiastruktūrinio fokusavimosi. Tam,

kad būtų suformuotos atitinkamos pluošto erdvinės charakteristikos, lazerinėje sistemoje naudojami trys erdviniai filtrai ir lazerinėmis staklėmis išpjauta 6 mm skersmens apodizuojanti apertūra SA. Apodizuojanti apertūra, naudojama kartu su erdvinio filtru, užtikrina tolydų pluošto kraštų intensyvumo kitimą, kas savo ruožtu minimizuoja difrakcinių žiedų tarp atvaizdavimo plokštumų formavimąsi. Pirmąjį erdvinį filtrą sudaro lęšiai L4, L5 ($f=550$ mm) ir diafragma. Diafragmos diametras ($d=600$ μm) parinktas toks, kad po erdvinio filtro filtravimo būtų panaikinta apodizuojančios apertūros sąlygojama periodinė pluošto moduliacija. Yra parodyta [123], kad periodinė pluošto moduliacija po erdvinio filtravimo panaikinama tuomet, kai tenkinama sąlyga:

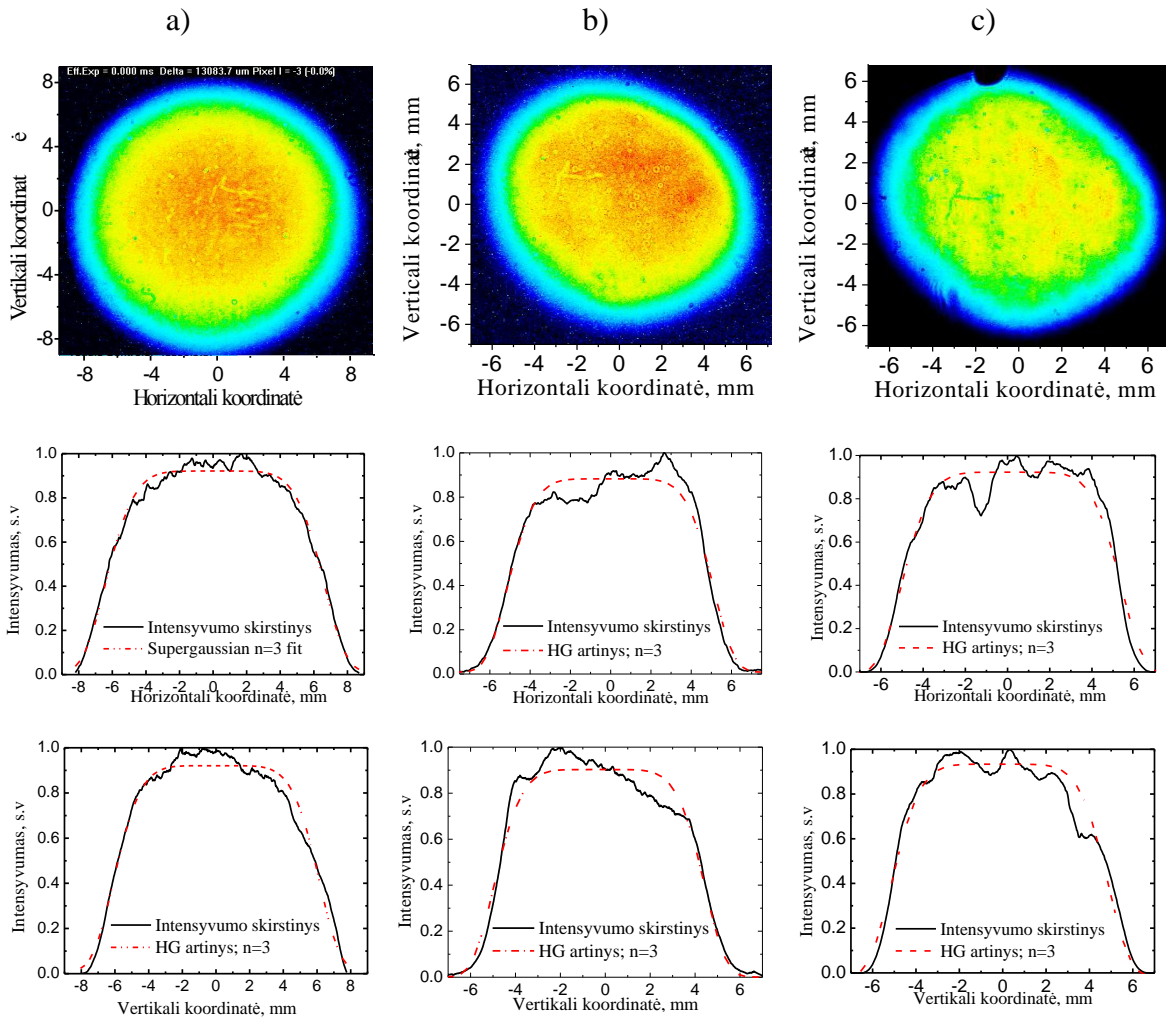
$$d \leq \frac{f\lambda}{2L}; \quad (6.1)$$

Čia d – diafragmos diametras, f – lęšio židinio nuotolis, λ – bangos ilgis, L – apodizuojančios apertūros apodizacinės funkcijos periodas.

Lazerinėje sistemoje naudojamos apodizuojančios apertūros periodas $L=0,18$ mm, į diafragmą PH fokusuojančio lęšio L4 židinio nuotolis $f = 550$ mm. Pagal (6.1) maksimalus galimas diafragmos skersmuo $d_{\text{max}}=1,5$ mm. Taigi lazerinėje sistemoje naudojama 600 μm skersmens diafragma nufiltruoja apodizuojančios apertūros sąlygojamą periodinę pluošto moduliaciją. Pirmasis lazerinės sistemos erdvinis filtras 1:1 didinimu atvaizduoja apertūros SA plokštumą į 8 mm skersmens strypą. Pluošto intensyvumo profiliai apertūros SA ir strypo R1 plokštumose pateikti 6.10 pav. Matyti, kad naudojant apodizuojančią apertūrą ir erdvinį filtrą, regeneracinio stiprintuvo Gauso formos išvadinio pluošto (6.5 pav.) intensyvumo skirstinys transformuojamas į antrosios eilės hipergausinės formos skirstinį (6.10b pav.).



6.10 pav. Pluošto intensyvumo profiliai apertūros SA (a) ir 8 mm Nd:YAG strypo plokštumose (b).



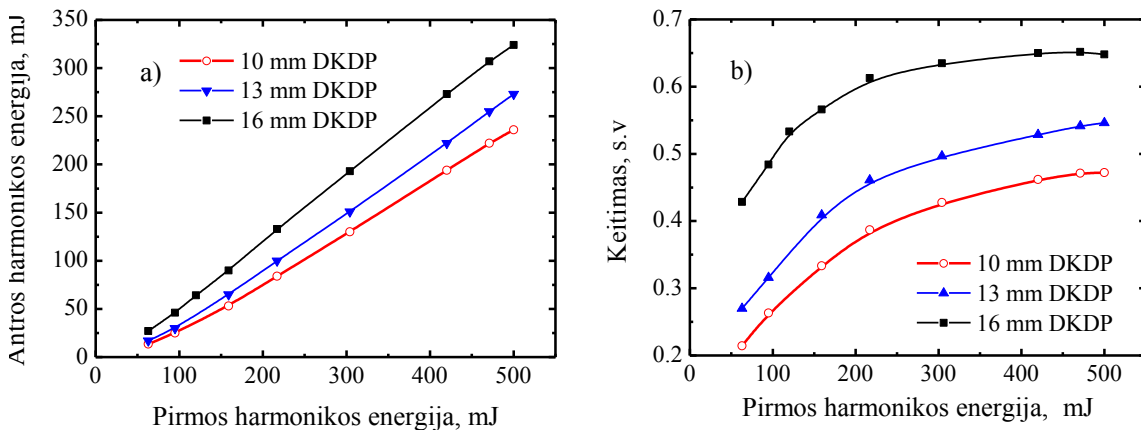
6.11 pav. Iki 600 mJ sustiprinto impulso pluošto intensyvumo profiliai 10 cm (a) bei 150 cm (b) nuo AH1 kristalo ir antrosios harmonikos pluošto intensyvumo profilis už 120 cm nuo AH1 kristalo (c).

Lešio L8 židinyje lazerinio pluošto intensyvumas viršija oro pramušimo slenkstį, todėl antrojo erdvinio filtro diafragma (0,7 mm) įdėta į vakuuminę kiuvetę, kurioje dujų slėgis $\approx 5 \times 10^{-2}$ mbar.

Veidrodžiais V13 ir V14 lazerinis pluoštas nukreipiamas į 12 mm skersmens Nd:YAG strypą, kuriame impulsas sustiprinamas iki 600 mJ energijos. Dėl stiprinimo koeficiento aktyviajame elemente pasiskirstymo, stiprinamo pluošto intensyvumo skirstinys dar „paplokštėja“ ir gali būti artutinai aproksimuojamas

trečiosios eilės hipergausine funkcija (6.11a ir 6.11b pav.). Išvadinių impulsų trukmė ~ 75 ps.

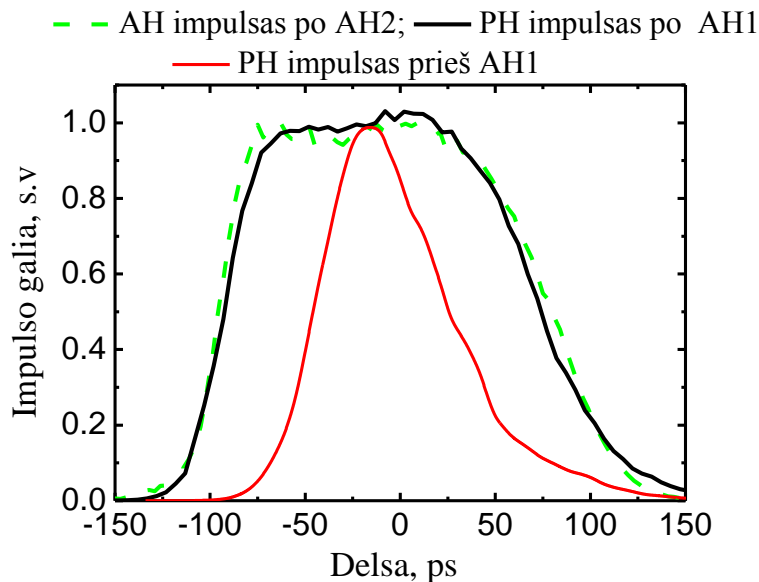
Sustiprintas pluoštas lęšiais L10 ($f=450$ mm) ir L11 ($f=450$ mm) atvaizduojamas į antrosios harmonikos generatorių AH1. AH generacijos tyrimams naudojome 10 mm, 13 mm bei 16 mm to paties tipo DKDP kristalus. Eksperimento metu pirmosios harmonikos impulso energiją keitėme nuo 12 mJ iki 500 mJ. Išmatuotos energinio keitimo į AH ir keitimo į AH efektyvumo kreivės pateiktos 6.12 pav. Matyti, kad naudojant 16 mm kristalą, antrosios harmonikos generacijos efektyvumas viršijo 65 %, kai išvadinė AH energija siekė 324 mJ. Tačiau ketvirtajame šio darbo skyriuje, charakterizuodami impulsų gaubtinių formavimą naudojant pakopinius AH generatorius, parodėme, kad plokščios gaubtinės pirmosios harmonikos impulsai suformuojami tada, kai keitimas į AH yra $\approx 50\%$. Todėl, norėdami pritaikyti plokščios gaubtinės impulsus parametrinių stiprintuvų kaupinimui (6.8 pav.), nusprendėme naudoti trumpesnio ilgio (10 mm) AH1 kristalą. Šiuo atveju 50 % keitimą ir norimą 300 mJ AH impulso energijos vertę realizavome padidinę pirmosios harmonikos impulso energiją iki 600 mJ. AH pluošto intensyvumo profilis pateiktas 6.11c pav.



6.12 pav. Antrosios harmonikos energijos (a) ir generacijos efektyvumo (b) priklausomybės nuo pirmosios harmonikos kaupinimo impulso energijos skirtingo ilgio DKDP kristaluose.

Pirmoje AH1 pakopoje sugeneruota 532 nm spinduliuotė dvibangiais veidrodžiais DV1 ir DV2 nukreipama į parametrinį stiprintuvą (6.8 pav.), o likutinė plokščios gaubtinės pirmosios harmonikos (1064 nm) spinduliuotė nukreipama į antros pakopos AH2 generatorių (20 mm ilgio DKDP kristalas).

Kristale AH2 realizavus 40 % keitimą, sugeneruojamas 120 mJ energijos plokščios gaubtinės impulsas. Įvertintas bendras PH keitimas dvipakopiame (AH1 ir AH2) generatoriuje yra 70 %. Impulsų formos iki ir po sąveikos AH1 bei AH2 generatoriuose pateiktos 6.13 pav.

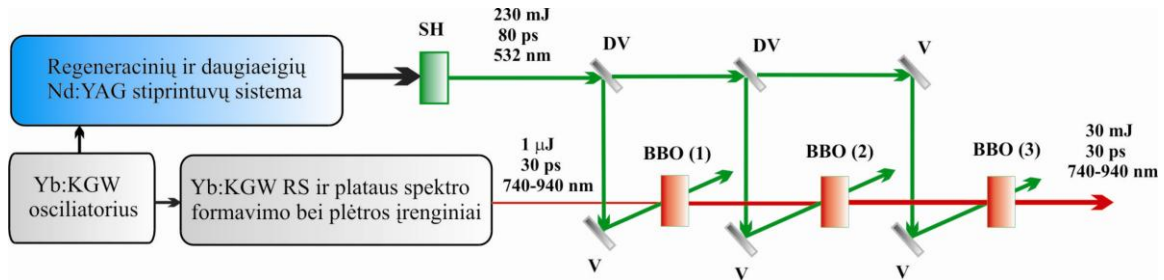


6.13 pav. Pirmosios harmonikos impulsų gaubtinės iki ir po sąveikos AH1 generatoriuje ir antrosios harmonikos impulso gaubtinė po sąveikos AH2 generatoriuje.

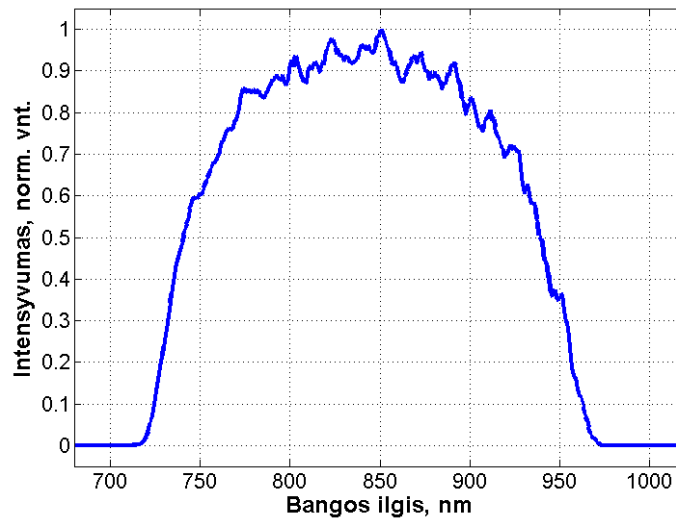
Šiame darbe aprašyta Nd:YAG lazerinė sistema buvo panaudota didelės energijos OPCPA sistemos kaupimui. Plačiau ši parametrinio stiprinimo sistema pristatyta kituose darbuose [124, 125], o čia apžvelgsime tik pagrindines jos sudedamąsias dalis ir išvadinių impulsų parametrus.

Nekolinearus parametrinis stiprinimas realizuotas trijose pakopose, kuriose naudoti BBO kristalai (6.14 pav). Atitinkamai Nd:YAG stiprintuvo antrosios harmonikos spinduliuotė taip pat buvo padalyta į tris atskirus kanalus, parenkant

kiekviename jų pluošto diametrą efektyviai stiprinimui užtikrinti. Į pirmąją stiprinimo pakopą nukreipiamo AH impulso energija yra 2,8 mJ. Atitinkamai į antrąją ir trečiąją 9 mJ ir 220 mJ. Moduluotos fazės signalas sustiprintas iki 30 mJ energijos. Sustiprinto signalo spektro plotis (6.15 pav.) atitinka ribinę (įvertintą teoriškai) 9,3 fs suspausto impulso trukmę.



6. 14 pav. Trijų pakopų optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprinimo schema: SH – antrosios harmonikos kristalas, BBO (1) – BBO (3) – parametrinio stiprinimo kristalai, V – veidrodžiai, DV – dvibangiai veidrodžiai.



6.15 pav. Išvadinio impulso, sustiprinto pikosekundiniame parametriniame stiprintuve, spektras, kai impulso energija ≈ 30 mJ [124].

Čia pateikti rezultatai buvo realizuoti esant mažesnei nei 300 mJ AH energijai (≈ 230 mJ), sąlygotai Nd:YAG stiprintuvo lempų degradavimo. Be to, tuo metu dar nebuvo įgyvendinta ketvirtame disertacijos skyriuje aprašoma plokščios

impulso gaubtinės formavimo metodika. Ateityje planuojama suformuotais plokščios gaubtinės AH impulsais kaupinti pirmašias dvi parametrinio stiprinimo pakopas ir taip išvengti stiprinamo signalo spektro siaurinimo. Tuo tarpu Gauso formos laikinės gaubtinės antrosios harmonikos impulsai, sugeneruoti pirmos pakopos AH1 kristale, būtų nukreipti į trečią stiprinimo pakopą. Tokiu būdu planuojama dar labiau pagerinti sustiprinto išvadinio moduluotos fazės signalo energinius ir spektrinius parametrus.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Darbe ištirtas pikosekundinių impulsų formavimas Nd:YAG regeneraciniuose stiprintuvuose naudojant du Fabri-Pero interferometrus ir užkratui naudojant ~60 fs trukmės Yb:KGW impulsus. Atlikus skaitmeninį regeneracinio stiprinimo modeliavimą, nustatyta, kad išvadinių impulsų gaubtinės moduliacijos vertė mažiausia, kai antrojo etalono storis artimas pusei kito etalono storio.
2. Eksperimentiškai realizuotas femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsų 10^7 kartų stiprinimas dvipakopiame Nd:YAG regeneraciniame stiprintuve su Fabri-Pero interferometrais kartu formuojant ~100 ps trukmės glotnios gaubtinės išvadinius impulsus.
3. Darbe pirma kartą pademonstruotas medžiagos kvadratinio netiesiškumo sąlygojamo fundamentinės spinduliuotės poliarizacijos sukimo išderintame antrosios harmonikos generatoriuje efekto panaudojimas santykinai mažo smailinio intensyvumo impulsų kontrasto gerinimui. Eksperimentiškai parodyta, kad naudojant II sąveikos tipo KTP kristalą $<1 \text{ GW/cm}^2$ intensyvumo impulsų kontrasto gerinimo faktorius gali siekti 140 kartų.
4. Netiesinis intensyvumų filtras, įdėtas tarp regeneracinio stiprintuvo pakopų, leidžia padidinti sustiprintų pikosekundinių impulsų laikinį kontrastą neprarandant išvadinių impulsų energijos. Į regeneracinius Nd:YAG stiprintuvus nukreipiant ~10 pJ energijos užkratą iš Yb:KGW osciliatoriaus, ASE intensyvumas išvadinėje spinduliuotėje buvo sumažintas nuo 3×10^{-6} iki $1,5 \times 10^{-8}$ lygio. Kai užkratui naudojami fotoninį šviesolaidį prasklidę Ti:safyro osciliatoriaus ~0,1 pJ energijos impulsai, santykinis ASE intensyvumas buvo sumažintas nuo 2×10^{-4} iki 10^{-6} .
5. Disertacijoje eksperimentiškai ir teoriškai parodyta, kad 45–50 % energiniu efektyvumu generuojant antrąją harmoniką DKDP kristale 1064 nm bangos ilgio ir 75 ps trukmės Gauso laikinės formos impulsai tribangės sąveikos

metu transformuojasi į hipergausinės formos laikinio profilio impulsus, kurių plokščios viršūnės gaubtinės sritis viršija 100 ps trukmės intervalą. Didinant antrosios harmonikos generacijos efektyvumą, centrinėje fundamentinių impulsų gaubtinės srityje formuojasi įduba. Analogiška impulsų formos kaita stebėta antrosios harmonikos generacijai naudojant LBO kristalą, kaupinamą 56 ps trukmės impulsais.

6. Kaupinant antros pakopos harmonikų generatorių plokščios viršūnės laikinės hipergausinės formos gaubtinės pirmosios harmonikos impulsu, išvadinio AH impulso trukmė ir plokščios viršūnės sritis atitinka kaupinimo impulso formą ~95 % tikslumu, kai keitimas į AH antroje pakopoje viršija 30 %. Tokios formos impulsų panaudojimas OPCPA sistemų kaupinimui leistų geriau pasinaudoti šios metodikos privalumais.
7. Tiriant plokščios viršūnės formos impulsų stiprinimą dviejų lėkių lazeriniais diodais kaupinamame Nd:YAG stiprintuve, nustatyta, kad sustiprinus impulsą iki ~8 kartų ir pasiekus išvadinės spinduliuotės intensyvumą iki $I_{0,5}=1,3 \text{ GW/cm}^2$ bei energijos srauto vertes iki $F_{0,5}=0,128 \text{ J/cm}^2$, stiprinamų impulsų forma matavimo paklaidų ribose nesikeičia.
8. Sukurta santykinai didelės išvadinės energijos pikosekundinė Nd:YAG stiprintuvų sistema OPCPA sistemos kaupinimui. Ji yra optiškai sinchronizuota su užduodančio femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsais, turi ~300 mJ, 75 ps trukmės Gauso impulsų ir 100 mJ, > 100 ps trukmės hipergausinės laikinės formos impulsų išvadus. Naudojantis šia sistema pademonstruotas ~10 fs trukmę atitinkančio spektro impulsų stiprinimas iki 30 mJ energijos.

Literatūra

- [1] W. E. Lamb, Theory of an optical laser, *Phys. Rev.* **134**(6A), A1429-A1450 (1964).
- [2] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation, *Appl. Phys. Lett.* **5**(1), 4-5 (1964).
- [3] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg, Single-Cycle Nonlinear Optics, *Science* **320**(5883), 1614-1617 (2008).
- [4] C. J. Bardeen, Q. Wang, C. V. Shank, Selective Excitation of Vibrational Wave Packet Motion Using Chirped Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **75**(19), 3410-3413 (1995).
- [5] B. Kohler, V. V. Yakovlev, J. Che, J. L. Krause, M. Messina, K. R. Wilson, N. Schwentner, R. M. Whitnell, Y. Yan, Quantum Control of Wave Packet Evolution with Tailored Femtosecond Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **74**(17), 3360-3363 (1995).
- [6] A. H. Zewail, Femtochemistry: Recent Progress in Studies of Dynamics and Control of Reactions and Their Transition States, *J. Phys. Chem.* **100**(31), 12701-12724 (1996).
- [7] A. H. Zewail, Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond using ultrafast lasers, *Angew. Chem., Int. Ed. Engl.* **39**(15), 2586-2631 (2000).
- [8] A. H. Zewail, Femtochemistry: Past, present, and future, *Pure Appl. Chem.* **72**(12), 2219-2231 (2000).
- [9] T. Brabec and F. Krausz, Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics, *Rev. Mod. Phys.* **72**(2), 545-591 (2000).
- [10] G. Mourou, T. Tajima, S.V. Bulanov, Optics in the relativistic regime, *Rev. Mod. Phys.* **78**(2), 309-371 (2006).
- [11] M. Geissler, J. Schreiber, and J. Meyer-ter-Vehn, Bubble acceleration of electrons with few-cycle laser pulses, *New J. Phys.* **8**, 186-199 (2006).
- [12] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum and F. Krausz, X-ray pulses approaching the attosecond frontier, *Science* **291**(5510), 1923-1927 (2001).

- [13] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz and U. Kleineberg, Single-cycle nonlinear optics, *Science* **320**(5883), 1614-1617 (2008).
- [14] F. Reiter, R. Graf, E. E. Serebryannikov, W. Schweinberger, M. Fieß, M. Schultze, A. M. Azzeer, R. Kienberger, F. Krausz, A. M. Zheltikov, and E. Goulielmakis, Route to attosecond nonlinear spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **105**(17), 243902-243906 (2010).
- [15] T. Rathje, N. Johnson, M. Möller, F. Süßmann, D. Adolph, M. Kübel, R. Kienberger, M. F. Kling, G. G. Paulus, and A. M. Sayler, Review of attosecond resolved measurement and control via carrier-envelope phase tagging with above-threshold ionization, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45**(7), 4003-40017 (2012).
- [16] D. Strickland and G. Morou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56**(3), 219-221 (1985).
- [17] J. P. Zhou, C. P. Huang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Amplification of 26-fs, 2-TW pulses near the gain-narrowing limit in Ti:sapphire, *Opt. Lett.* **20**(1), 64-66 (1995).
- [18] C. P. J. Barty, T. Guo, C. Le Blanc, F. Raksi, C. R. Petrucek, J. Squier, K. R. Wilson, V. Yakovlev, K. Yamakawa, Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **21**(9), 668-670 (1996).
- [19] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz, Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate, *Opt. Lett.* **22**(20), 1562-1564 (1997).
- [20] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania and F. Krausz, Compression of high-energy laser pulses below 5 fs, *Opt. Lett.* **22**(8), 522-524 (1997).
- [21] J. H. Sung, J. Y. Park, T. Imran, Y. S. Lee, and C. H. Nam, Generation of 0.2-TW 5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped mirror compressor, *Appl. Phys. B* **82**(1), 5-8 (2006).
- [22] S. Backus, R. Bartels, S. Thompson, R. Dollinger, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, High-efficiency, single-stage 7-kHz high-average-power ultrafast laser system, *Opt. Lett.* **26**(7), 465-467 (2001).
- [23] G. Tempea, T. Brabec, Theory of self-focusing in a hollow waveguide, *Opt. Lett.* **23**(10), 762-764 (1998).
- [24] N. Milosevic, G. Tempea, and T. Brabec, Optical pulse compression: bulk media versus hollow waveguides, *Opt. Lett.* **25**(9), 672-674 (2000).

- [25] S. A. Akhmanov and R. V. Khokhlov, Concerning one possibility of amplification of light waves, *Sov. Phys. JETP* **16**, 252-257 (1963).
- [26] S. A. Akhmanov, V. V. Fadeev, R. V. Khokhlov, A. I. Kovrigin, A. P. Piskarskas, Observation of parametric amplification in the optical range, *JETP Lett.* **2**, 191-193 (1965).
- [27] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, N. Miyanaga, Y. Izawa and T. Yamanaka, High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal, *Opt. Lett.* **28**(4), 257-259 (2003).
- [28] L. J. Waxer, V. Bagnoud, L. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth and J. D. Zuegel, High-conversion-efficiency optical parametric chirped-pulse amplification system using spatiotemporally shaped pump pulses, *Opt. Lett.* **28**(14), 1245-1247 (2003).
- [29] T. J. Driscoll, G. M. Gale, and F. Hache, Ti:sapphire second-harmonic pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **110**(4-6), 638-644 (1994).
- [30] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **20**(14), 1562-1564 (1995).
- [31] T. Wilhelm, J. Piel, E. Riedle, Sub-20 fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter, *Opt. Lett.* **22**(19), 1444-1496 (1997).
- [32] A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27**(5), 306-308 (2002).
- [33] A. Baltuska and T. Kobayashi, Adaptive shaping of two-cycle visible pulses using a flexible mirror, *Appl. Phys. B*, **75**(4-5), 427-443 (2002).
- [34] C. Vozzi, F. Calegari, E. Benedetti, S. Gasilov, G. Sansone, G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, and S. Stagira, Millijoule-level phase-stabilized few-optical-cycle infrared parametric source, *Opt. Lett.* **32**(20), 2957-2959 (2007).
- [35] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. P. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88**(4-6), 437-440 (1992).
- [36] A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, Trends in chirped pulse optical parametric amplification, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**(2), 163-172 (2006).
- [37] I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and K. Osvay, Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification, *Appl. Opt.* **39**(15), 2422-2427 (2000).

- [38] S. Witte, R. T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **13**(13), 4903-4908 (2005)
- [39] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **34**(16), 2459-2461 (2009).
- [40] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. V. Katin, E. A. Khazanov, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Mal'shakov, M. A. Martyanov, O. V. Palashov, A. K. Poteomkin, A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, and I. V. Yakovlev, Compact 0.56 petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals, *Laser Phys. Lett.* **4**(6), 421-427 (2007).
- [41] O. Chekhlov, E. J. Divall, K. Ertel, S. J. Hawkes, C. J. Hooker, I. N. Ross, P. Matousek, C. Hernandez-Gomez, I. Musgrave, Y. Tang, T. Winstone, D. Neely, R. Clarke, P. Foster, S. J. Hancock, B. E. Wyborn, and J. L. Collier, Development of petawatt laser amplification systems at the Central Laser Facility, *Proc. SPIE* **6735**, 67350J-1 – 67350J-7 (2007).
- [42] S. Adachi, N. Ishii, T. Kanai, A. Kosuge, J. Itatani, Y. Kobayashi, D. Yoshitomi, K. Torizuka and S. Watanabe, 5-fs, multi-mJ, CEP-locked parametric chirped-pulse amplifier pumped by a 450-nm source at 1 kHz, *Optics express* **16**(19), 14341-14352 (2008).
- [43] D. C. Brown, J. M. Singley, K. Kowalewski, J. Guelzow, and V. Vitali, High sustained average power cw and ultrafast Yb:YAG near-diffraction-limited cryogenic solid-state laser, *Opt. express* **18**(24), 24770-24792 (2010).
- [44] S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, C. Jocher, J. Limpert and A. Tünnermann, High-repetition-rate sub-5-fs pulses with 12 GW peak power from fiber-amplifier-pumped optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **36**(3), 313-315 (2011).
- [45] F. Tavella, A. Willner, J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, S. Dusterer, T. Tschentscher, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, A. Tünnermann, J. Rossbach, Fiber-amplifier pumped high average power few-cycle pulse non-collinear OPCPA, *Opt. express* **18**(5), 4689-4694 (2010).
- [46] M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang and U. Morgner, CEP stable, high repetition rate, two-cycle pulses from an OPCPA system with μJ pulse energies, in *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD)* (Optical Society of America, 2011), paper AMD2.
- [47] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Dusterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, A. Tünnermann, High average and peak

power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped OPCPA system, *Opt. Express* **18**(12), 12719-12726 (2010).

[48] B. A. Reagan, A. H. Curtis, K. A. Wernsing, F. J. Furch, B. M. Luther and J. J. Rocca, Development of high energy diode-pumped thick-disk Yb:YAG Chirped-Pulse Amplification lasers, *IEEE J Quantum Electronics* **48**(6), 827-835 (2012).

[49] A. H. Curtis, B. A. Reagan, K. A. Wernsing, F. J. Furch, B. M. Luther, and J. J. Rocca, Demonstration of a compact 100 Hz, 0.1 J, diode-pumped picosecond laser, *Opt. Lett.* **36**(11), 2164-2166 (2011).

[50] S. Klingebiel, C Wandt, C. Skrobol, I. Ahmad, S. A. Trushin, Z. Major, F. Krausz and S. Karsch, High energy picosecond Yb:YAG CPA system at 10 Hz repetition rate for pumping optical parametric amplifiers, *Opt. Express.* **19**(6), 5357-5363 (2011).

[51] Z. Major, S.A. Trushin, I. Ahmad, M. Siebold, F. Krausz, S. Karsh, Basic Concepts and Current Status of the Petawatt Field Synthesizer A New Approach to Ultrahigh Field Generation, *The Review of Laser Engineering* **37**(6), 431-436 (2009).

[52] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge and S. Watanabe, 1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz, *Opt. Lett.* **32**(7), 2487-2489 (2007).

[53] M. Hemmer, A. Vaupel, M. Wohlmuth, M. Richardson, OPCPA pump laser based on a regenerative amplifier with volume Bragg grating spectral filtering, *Appl. Phys. B* **106**(3), 599-603 (2012).

[54] N. Ishii, C. Y. Teisset, T. Fuji, A. Baltuška, F. Krausz, Seeding of an eleven femtosecond amplifier and its Nd picosecond pump laser from a single broadband Ti:sapphire oscillator, *IEEE J. Quantum Electron.* **12**(2), 173-180 (2006).

[55] X. Yang, Z. Xu, Y. Leng, H. Lu, L. Lin, Z. Zhang, R. Li, W. Zhang, D. Yin and B. Tang, Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Lett.* **27**(13), 1135-1137 (2002).

[56] H. Zeng, J. Wu, H. Xu, K. Wu, Generation of accurately synchronized pump source for optical parametric chirped pulse amplification, *Appl. Phys. B* **79**(7), 837-839 (2004).

[57] F. M. Mitschke and L. F. Mollenauer, Discovery of the soliton self-frequency shift, *Opt. Lett.* **11**(10), 659-661 (1986).

[58] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. M. Zheltikov and F. Krausz, Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA, *Opt. Express* **13**(17), 6550-6557 (2005).

- [59] F. Tavella, A. Marcinkevičius and F. Krausz, 90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses, *Opt. express* **14**(26), 12822-12827 (2006).
- [60] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius and F. Krausz, Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier, *Opt. Lett.* **32**(15), 2227-2229 (2007).
- [61] C. Furst, A. Leitenstorfer, and A. Laubereau, Mechanism for self-synchronization of femtosecond pulses in a two-color Ti:Sapphire laser, *IEEE J. Quantum Electronics* **2**(3), 473-479 (1996).
- [62] D. Yoshitomi, X. Zhou, Y. Kobayashi, H. Takada, Long-term stable passive synchronization of 50 μ J femtosecond Yb-doped fiber chirped-pulse amplifier with a mode-locked Ti:sapphire laser, *Opt. Express* **18**(25), 26027-26036 (2010).
- [63] M. Rusu, R. Herda, O. G. Okhotnikov, Passively synchronized two-color mode-locked fiber system based on master-slave lasers geometry, *Opt. Express* **12**(20), 4719-4724 (2004).
- [64] D. Yoshitomi, Y. Kobayashi, M. Kakehata, H. Takada, K. Torizuka, T. Onuma, H. Yokoi, T. Sekiguchi, S. Nakamura, Ultralow-jitter passive timing stabilization of a mode-locked Er-doped fiber laser by injection of an optical pulse train, *Opt. Lett.* **31**(22), 3243-3245 (2006).
- [65] E. V. Katin, V. V. Lozhkarev, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, Synchronisation of a femtosecond laser and a Q-switched laser to within 50 ps, *Quantum Electronics* **33**(9), 836-840 (2003).
- [66] R. Th. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, and K. S. E. Eikema, High-power parametric amplification of 11.8-fs laser pulses with carrier-envelope phase control, *Opt. Lett.* **30**(1), 78-80 (2005).
- [67] S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, K. S. E. Eikema, A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **14**(18), 8168-8177 (2006).
- [68] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevičius, R. Danielius, A. Piskarskas, Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses, *Opt. Lett.* **30**(5), 567-569 (2005).
- [69] A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator, *Opt. Lett.* **31**(1), 125-127 (2006).
- [70] C. Schrieber, S. Lochbrunner, P. Krok, and E. Riedlel, Tunable pulses from below 300 to 970 nm with durations down to 14 fs based on a 2 MHz ytterbium-doped fiber system, *Opt. Lett.* **33**(2), 192-194 (2008).

- [71] O. D. Mücke, D. Sidorov, P. Dombi, A. Pugžlys, S. Ališauskas, V. Smilgevičius, N. Forget, J. Pocius, L. Giniūnas, R. Danielius, and A. Baltuška, 10-mJ Optically Synchronized CEP-Stable Chirped Parametric Amplifier at 1.5 μm , *Optics and Spectroscopy*, **108**(3), 456-462 (2010).
- [72] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M. C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, 290 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **36**(15), 2755-2757 (2011).
- [73] R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, A. P. Piskarskas, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, *Opt. Express* **19**(4), 3519-3524 (2010).
- [74] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. C. New, K. Osvay, Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification, *J. Opt. Soc. Am. B.* **19**(12), 2945-2956 (2002).
- [75] G. Cerullo and S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1-18 (2003).
- [76] J. Moses, C. Manzoni, S. W. Huang, G. Cerullo, F. X. Kaertner, Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA, *Opt. Express.* **17**(7), 5540-5555 (2009).
- [77] V. Pyragaite, A. Stabinis, R. Butkus, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Parametric amplification of chirped optical pulses under pump depletion, *Opt. Commun.* **283**(6), 1144-1151 (2010).
- [78] J. A. Fülöp, Z. Major, B. Horváth, F. Tavella, A. Baltuška, F. Krausz, Shaping of picosecond pulses for pumping optical parametric amplification, *Appl. Phys. B* **87**(1), 79-84 (2007).
- [79] F. Tavella, Y. Nomura, L. Veisz, V. Pervak, A. Marcinkevičius and F. Krausz, Dispersion management for a sub-10-fs, 10 TW optical parametric chirped-pulse amplifier, *Opt. Lett.* **32**(15), 2227-2229 (2007).
- [80] J. Rothhardt, S. Hädrich, T. Gottschall, J. Limpert, A. Tünnermann, M. Rothhardt, M. Becker, S. Brückner and H. Bartelt, Shaping of picosecond pulses for pumping optical parametric amplification, *Opt. Express* **17**(18), 16332-16341 (2009).
- [81] C. Dorrer, Analysis of pump-induced temporal contrast degradation in optical parametric chirped-pulse amplification, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(12), 3047-3057 (2007).

- [82] I. N. Ross, G. H. C. New, P. K. Bates, Contrast limitation due to pump noise in an optical parametric chirped pulse amplification system, *Opt. Commun.* **273**(2), 510-514 (2007).
- [83] M. D. Skeldon and S. T. Bui, Temporal mode structure of a regenerative amplifier with intracavity etalons, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**(4), 677-683 (1993).
- [84] M. Nantel, J. Itatani, A. C. Tien, J. Faure, D. Kaplan, T. Buma, P. Van Rompay, P. Pronko, D. Umstadter, and G. Mourou, Temporal Contrast in Ti:Sapphire Lasers: Characterization and Control *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4**(2), 449-458 (1998).
- [85] H. Kiriyama, M. Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, M. Tanoue, A. Akutsu, H. Okada, T. Motomura, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagisaka, J. Ma, I. Daido, H. Kotaki, H. Daido, S. Bulanov, T. Kimura, T. Tajima, Generation of high-contrast and high-intensity laser pulses using an OPCPA preamplifier in a double CPA, Ti:sapphire laser system, *Opt. Commun.* **282**(4), 625-628 (2009).
- [86] A. Jullien, S. Kourtev, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Satiel, Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme, *Appl. Phys. B* **84**(3), 409-414 (2006)
- [87] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Satiel, 10^{10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation, *Opt. Lett.* **30**(8), 920-922 (2005).
- [88] A. Jullien, J. P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Satiel, Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening, *Opt. Lett.* **33**(20), 2353-2355 (2008).
- [89] C. Zhang, J. Wang, C. Li Chuang, X. Chen, Y. Leng, L. Lin, R. Li, Z. Xu, Chin, Pulse Temporal Cleaner Based on Nonlinear Ellipse Rotation by Using BK7 Glass Plate, *Chin. Phys. Lett.* **25**(7), 2504-2507 (2008).
- [90] A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. P. Chambaret, P. Oliveira, T. Auguste, F. Falcoz, High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence, *Opt. Lett.* **29**(18), 2184-2186 (2004).
- [91] D. Homoelle, Alexander L. Gaeta, V. Yanovsky, G. Mourou, Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide, *Opt. Lett.* **27**(18), 1646-1654 (2002).
- [92] M. Mohebbi, Nonlinear ellipse rotation of high energy femtosecond optical pulses for pulse contrast enhancement, *Optical and Quantum Electronics* **36**(4), 383-387 (2004).
- [93] K. Sala and M. C. Richardson, A passive nonresonant technique for pulse contrast enhancement and gain isolation, *J. Appl. Phys.* **49**(4), 2268-2277 (1978).

- [94] J. Tapié and G. Mourou, Shaping of clean, femtosecond pulses at 1.053 μm for chirped-pulse amplification *Opt. Lett.* **17**(2), 136-138 (1992)
- [95] L. Lefort , A. Barthelemy, Intensity-dependent polarization rotation associated with type II phase-matched second-harmonic generation: application to self-induced transparency, *Opt.Lett.* **20**(17),1749-1751 (1995).
- [96] L. Leford, A. Barthelemy, All-optical transistor action by polarisation rotation during type-II phase-matched second harmonic generation, *Electron. Lett.* **31**(11), 910-911 (1995).
- [97] S. Louis, V. Couderc, F. Louradour, A. Barthelemy, Nonlinear polarization evolution in type I and type II second-harmonic-generation crystals applied to the mode locking of a pulsed Nd:YAG laser, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**(2), 139-143 (2001).
- [98] F. Louradour, A. Mugnier, A. Albert, V. Couderc, A. Barthelemy, Numerical study of quadratic polarization switching mode locking applied to femtosecond pulse generation, *Opt. Commun.* **188**(5-6), 333-344 (2001).
- [99] J. Yu, Quasistationary pulse generation in flash-lamp-pumped $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ laser mode locked through quadratic polarization switching, *Appl. Phys. Lett.* **89**(18), 71-73 (2006).
- [100] S. Saltiel, K. Koynov, I. Buchvarov, Analytical formulae for the optimization of the process of low-power phase modulation in a quadratic nonlinear medium, *Appl. Phys. B* **63**(1), 39-42 (1996).
- [101] S. Witte, K. Eikema, Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **18**(1), 296-307 (2012).
- [102] D. A. Jaroszynski, T. A. King, Subnanosecond pulse generation of 193 nm radiation by pulse slicing, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **16**(9), 862-865 (1983).
- [103] M. D. Skeldon, A High-Bandwidth Electrical Waveform Generator Based on an Aperture-Coupled Stripline, *Rev. Sci. Instrum.* **71**(9), 3559-3566 (2000).
- [104] M. M. Wefers, K. A. Nelson, Analysis of programmable ultrashort waveform generation using liquid crystal spatial light modulators, *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.* **12**(7), 1343-1362 (1995).
- [105] A. M. Weiner, Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators, *Rev. Sci. Instrum.* **71**(5), 1929-1960 (2000).
- [106] J. Kang, W. Zhang, H. Wei, S. Chen, and J. Zhu, Pulse re-shaping by using a liquid crystal spatial light modulator and deflector for producing a specific waveform, *Chinese Opt. Lett.* **4**(3), 184-186 (2006).
- [107] S. Cialdi, F. Castelli and I. Boscolo, Rectangular pulse formation in a laser harmonic generation, *Appl. Phys. B* **82**(3), 383-389 (2006).

- [108] M. A. Dugan, J. X. Tull, W. S. Warren, High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses, *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys.* **14**(9), 2348-2358 (1997).
- [109] D. Kaplan, P. Tournois, Theory and performance of the acousto optic programmable dispersive filter used for femtosecond laser pulse shaping, *J. Phys. IV* **12**(4), 69-75 (2002).
- [110] T. Balčiūnas, G. Y. Fan, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, A. Baltuška, High-power top-hat pulses from a Yb master oscillator power amplifier for efficient optical parametric amplifier pumping, *Opt. Lett.* **37**(13), 2547-2549 (2012).
- [111] C. E. Thomas, L. D. Siebert, Pulse shape generator for laser fusion, *Appl. Opt.* **15**(2), 462-465 (1976).
- [112] W. E. Martin, D. Milam, Interpulse interference and passive laser pulse shapers, *Appl. Opt.* **15**(2), 3054-3061 (1976).
- [113] C. W. Siders, J. L. W. Siders, A. J. Taylor, S.-G. Park and A. M. Weiner, Efficient High-Energy Pulse Train Generation using a 2n -Pulse Michelson Interferometer, *Appl. Opt.* **37**(22), 5302-5305 (1998).
- [114] J. C. Diels, W. Rudolph, Ultrashort laser pulse phenomena, Academic Press, Inc. New York, 178 (2006).
- [115] A. Dementjev, V. Girdauskas, O. Vrublevskaja, and R. Kazragyte, Numerical investigation of influence of the nonlinear refraction index upon the second harmonic generation, *Lithuanian Journal of Physics* **42**(4), 263-274 (2002).
- [116] G. Arisholm, General numerical methods for simulating second-order nonlinear interactions in birefringent media, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**(10), 2543-2549 (1997).
- [117] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst, and K. Eikema, Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system, *Appl. Phys. B* **87**(4), 677-684 (2007).
- [118] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramirez-Gongora, M. Kolesik, Practitioners guide to laser pulse propagation models and simulation, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**(1), 5-76 (2011).
- [119] V. V. Lozhkarev, G. I. Freidman, V. N. Ginzburg, E. A. Khazanov, O. V. Palashov, A. M. Sergeev, and I. V. Yakovlev, Study of broadband optical parametric chirped pulse amplification in a DKDP crystal pumped by the second harmonic of a Nd:YLF laser, *Laser Phys.* **15**(9), 1319-1333 (2005).
- [120] C. R. Mendonca, L. Misoguti, S. C. Zilio, Second harmonic pulse distortion by imperfect phase matching, *Opt. Commun.* **174**(5-6), 481-486 (2000).

- [121] D. Majus, O. Jedrkiewicz, M. Molteni, P. Ragazzi, P. Di Trapani, G. Tamošauskas, Spatio-temporal characterization of self-formed hollow light pulses in the pump depletion regime of second harmonic generation, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**(1), 77-87 (2011).
- [122] V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, J. D. Zuegel, 5 Hz, >250 mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053 nm, *Opt. Lett.* **30**(14), 1843-1845 (2005).
- [123] J. M. Auerbach and V. P. Karpenko, Serrated-aperture apodizers for high-energy laser systems, *Appl. Opt.* **33**(15), 3178-3183 (1994).
- [124] A. Varanavičius, J. Adamonis, R. Antipenkov, A. P. Piskarskas, Teravatų galios kelių optinių ciklų impulsų parametrinio stiprinimo sistema lazeriniam kompleksui NAGLIS, 39-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2011), S1
- [125] J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavicius, High energy Yb:KGW and Nd:YAG laser pumped OPCPA system for 10 fs pulse generation at 800 nm, Lithuanian-Belarussian seminar “Laser and optical nonlinearity” Minsk (2011)