

VILNIAUS UNIVERSITETAS

FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRO
FIZIKOS INSTITUTAS

Roman Antipenkov

DIDELĖS IŠVADINĖS ENERGIJOS PLATAUS SPEKTRO
ČIRPUOTŲ IMPULSŲ OPTINIS PARAMETRINIS STIPRINIMAS

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, fizika (02 P)

Vilnius, 2011

Disertacija rengta 2006 – 2010 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas:

prof. habil. dr. Algis Petras Piskarskas

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

Konsultantas:

dr. Arūnas Varanavičius

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

Turinys

Pavadinimų trumpinių ir žyminių sąrašas	6
Įvadas	7
Disertacijos darbo tikslas	8
Ginamieji teiginiai	11
Publikacijų sąrašas.....	14
1. Daugiapakopės femtosekundinio ir pikosekundinio hibridinio kaupinimo OPCPA sistemos koncepcija.....	17
1.1. Disertacinio darbo krypties problematika	19
1.2. Pagrindinė sistemos architektūra	24
2. Kaupinimo lazerių tobulinimas ir charakterizavimas	28
2.1. Didelės vidutinės galios diodais kaupinamas Yb:KGW regeneratyvinis stiprintuvas	28
2.2. Kaupinimo lazerių charakterizavimas	41
3. Femtosekundiniais impulsais kaupinamo parametrinio šviesos stiprintuvo kūrimas ir optimizavimas.....	53
3.1. Baltos šviesos kontinuumo generavimas skaidriose kietosiose medžiagose.....	55
3.2. Parametrinio stiprinimo modeliavimas trumpų impulsų sąlygomis	59
3.3. Femtosekundinio kaupinimo nekolinearios konfigūracijos dvipakopio parametrinio stiprintuvo tyrimas	67
3.4. Nekolinearaus parametrinio stiprintuvo optimizavimas plačios spektrinės juostos signalo stiprinimui.....	71
3.5. Nekolinearaus parametrinio stiprinimo įtakojamų signalinio pluošto erdviųjų charakteristikų tyrimas.....	76
3.6. Impulsų spūda ir charakterizavimas	84
4. Didelių energijų trijų pakopų optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprintuvo tyrimas	90

4.1. Impulso plėtimo ir spūdos modeliavimas	90
4.2. Didelės energijos daugiapakopio parametrinio stiprintuvo tyrimas	97
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	102
Literatūros sąrašas	104

Padėka

Visų pirma norėčiau padėkoti savo moksliniam vadovui prof. A. P. Piskarskui už doktorantūros metais suteiktą paramą ir patarimus.

Taip pat esu labai dėkingas A. Varanavičiui už dalijimąsi išmintimi, diskusijas apie fiziką ir ne tik, ir puikius metus, kuriuos dirbome kartu.

Labai dėkoju kolegoms J. Adamoniui, V. Martinėnaitei ir A. Zaukevičiui, kurie visapusiškai prisidėjo prie šio darbo.

Taip pat norėčiau padėkoti prof. G. Valiuliui, prof. A. Stabiniui ir V. Pyragaitėi už vaisingas diskusijas apie netiesinę optiką.

Taip pat turėčiau padėkoti M. Vengriui už patarimus ir konsultacijas konstruojant FROG prietaisą.

Taip pat esu dėkingas visiems kolegoms Kvantinės elektronikos katedroje ir Lazerinių tyrimų centre, su kuriais teko garbė dirbti.

Esu labai dėkingas daugeliui žmonių iš MGF UAB “Šviesos konversija”, ypač R. Danieliui, L. Giniūnui ir J. Pociui už mokslines idėjas, pagalbą interpretuojant rezultatus, dalinimąsi žiniomis ir technologinėmis inovacijomis.

Taip pat esu dėkingas tiems, kurie galbūt nėra čia paminėti, už galimybę dirbti kartu bei visą Jūsų pagalbą ir paramą.

Ir, be abejo, esu labai dėkingas savo šeimai, giminaičiams ir ypač savo žmonai Indrei už kantrybę ir paramą mano studijų metais.

Pavadinimų trumpinių ir žyminių sąrašas

AE – aktyvusis lazerio elementas;

ASE – sustiprinta spontaninė emisija;

KGW – kalio gadolinio volframatas ($\text{KGd}[\text{WO}_4]_2$);

YAG – itrio aliuminio granatas ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$);

CPA – čirpuotų impulsų stiprinimas (angl. *Chirped Pulse Amplification*);

(N)OPA – (nekolinearus) parametrinis šviesos stiprinimas (angl. *(Noncollinear) Optical Parametric Amplification*);

OPCPA – optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimas (angl. *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*);

AH, TH – antros arba trečios harmonikos spinduliuotė;

AHG, THG – antros arba trečios harmonikos generatorius / generavimas;

WLC – baltos šviesos kontinuumas (angl. *white light continuum*);

GVD – grupinių greičių dispersija (angl. *Group Velocity Dispersion*);

GDD – grupinių vėlinimų dispersija (angl. *Group Delay Dispersion*);

TOD – trečios eilės dispersija (angl. *Third Order Dispersion*);

FOD – ketvirtos eilės dispersija (angl. *Fourth Order Dispersion*);

FWHM – pilnas plotis pusės didžiausios amplitudės lygyje (angl. *Full Width at Half Maximum*);

AOPDF – akusto-optinis programuojamas dispersinis filtras;

R – atspindžio koeficientas, nurodantis atspindėtos spinduliuotės dalį;

r – geometrinis spindulys, radiusas;

f – optinio elemento židinio nuotolis;

Lazerinių medžiagų ir jų legiravimo žymėjimui šiame darbe naudojami tarptautinėje mokslo spaudoje priimti trumpiniai (Pvz., neodimiu legiruotas itrio aliuminio granatas žymimas Nd:YAG).

Ivadas

Praėjus 50 metų nuo pirmojo lazerio sukūrimo [1], darosi akivaizdu, kad tai buvo vienas reikšmingiausių praėjusio šimtmečio atradimų. Lazerių technologijos tobulėja, užkariauja vis naujas taikymo sritis, atrandami nauji lazerių spinduliuotės panaudojimo būdai. Lazeriai sėkmingai taikomi informacinių technologijų ir komunikacijų srityje, gamybos pramonėje, medžiagų apdirbimui, taip pat metrologijoje ir biomedicinoje. Ypač reikšmingą vietą lazeris užėmė mokslo pasaulyje: unikalios koherentinės spinduliuotės savybės lėmė naujų spektroskopijos ir mikroskopijos šakų atsiradimą, lazeriai taikomi optinės medžiagų pažaidos, šviesos ir medžiagos sąveikos, netiesinio medžiagų atsako tyrimams, naujų fotonikos komponentų kūrimui.

Plėtojantis lazerių ir netiesinės optikos mokslui ženkliai išaugo koherentinės spinduliuotės intensyvumas. Čia lemiamą vaidmenį atliko moduluotos fazės impulsų stiprinimo (angl. *chirped pulse amplification* – CPA) [2] ir moduluotos fazės impulsų optinio parametrinio stiprinimo (angl. *optical parametric chirped pulse amplification* – OPCPA) [3, 4] metodų išradimas ir vystymas. Lietuviškoje terminijoje laikinei fazės moduliacijai apibūdinti dažnai naudojamas žodis „čirpas“, o moduluotos fazės impulsai vadinami „čirpuotais“ [5]. Patogumo dėlei šie terminai bus naudojami ir šioje disertacijoje.

Pasiekus teravatų (TW) eilės smailinę ultratrumpųjų lazerinių impulsų galią atsirado nauji taikymai stiprių laukų fizikos srityje [6], aukštų eilių harmonikų ir pavienių atosekundinių impulsų generacijai [7], reliatyvistinės optikos efektų, veikiant kelių optinių ciklų trukmės impulsams, tyrimams [8], elementarių dalelių greitinimui intensyvių šviesos impulsų lauke [9] ir pan. Todėl kompaktiškų ir patikimų TW galios laboratorinių lazerinių sistemų kūrimas yra labai svarbus uždavinys, nes tokių sistemų prieinamumas užtikrintų aukščiau išvardintų naujų mokslinių tyrimų krypčių spartesnę vystymąsi.

Disertacijos darbo tikslas

Pagrindinis šios disertacijos darbo tikslas – ištirti femtosekundinės ir pikosekundinės trukmės impulsų stiprinimą optiniuose parametriniuose stiprintuvuose, užkratui naudojant itin plataus spektro signalą, ir, remiantis šių tyrimų rezultatais, sukurti ir optimizuoti moduluotos fazės impulsų parametrinio stiprinimo sistemą, užtikrinančią patikimą teravatų smailinės galios impulsų formavimą.

Disertacijos uždaviniai

Siekiant įgyvendinti disertacijos darbo tikslą buvo iškelti ir sprendžiami šie uždaviniai:

- Didelės galios dviejų aktyvių Yb:KGW elementų regeneratyvinio stiprintuvo konstravimas ir tyrimas. Femtosekundinio Yb:KGW lazerio ir pikosekundinių Nd:YAG lazerių laikinių ir erdvinį charakteristikų bei impulsų laikinio kontrasto tyrimai. Yb:KGW osciliatoriaus ir Nd:YAG stiprintuvo patikimos optinės sinchronizacijos užtikrinimas bei optimizavimas.
- Plataus spektro užkrato formavimas, generuojant baltos šviesos kontinuumo spinduliuotę kieto kūno terpėje.
- Plačios dažnių juostos parametrinio šviesos impulsų stiprinimo tyrimas ir optimalių sąlygų radimas. Nekolinearaus kaupinimo įtakos sustiprintų impulsų erdvinėms ir laikinėms charakteristikoms tyrimas.
- Sistemos elementų įnešamos dispersijos skaitmeninis modeliavimas ir impulsų plėtimo spūdos schemų optimizavimas. Impulso fazės charakterizavimas ir aukštesnių eilių dispersijos kompensavimas.

Disertacijos struktūra

Disertacijos darbo medžiaga išdėstyta keturiuose skyriuose, po kurių seka išvados ir rezultatų apibendrinimas.

Pirmame skyriuje yra pateikiama bendra TW smailinės galios sistemos koncepcija, aptariami tokios sistemos privalumai ir trūkumai, apžvelgiami kitų mokslinių grupių pasiekimai kuriant panašių išvado parametrų sistemas.

Antrame skyriuje aprašomas metodas, leidžiantis didinti regeneratyvinių stiprintuvų išvadinę galią bei pateikiami dviejų aktyvių elementų regeneratyvinio stiprintuvo tyrimų rezultatai. Taip pat aprašomi Yb:KGW ir Nd:YAG lazeriai, naudoti kaupinimo impulsų formavimui, pateikiami jų charakterizavimo ir optimizavimo rezultatai.

Trečias skyrius yra skirtas baltos šviesos kontinuumo generavimo ir plataus spektro signalų parametrinio stiprinimo tyrimams, kaupinimui naudojant Yb:KGW femtosekundinio lazerio spinduliuotę. Šiame skyriuje pateikiami > 200 nm spektro pločio impulsų parametrinio stiprinimo energinių, erdvinių, spektrinių charakteristikų teorinių ir eksperimentinių tyrimų rezultatai, aprašomi sustiprintų impulsų spūdos eksperimentai.

Ketvirtame skyriuje pateikiami plataus spektro impulsų laikinės plėtros ir jų spūdos sudėtingose dispersinėse sistemose skaitmeninio modeliavimo rezultatai, pateikiami plačios spektrinės juostos parametrinio stiprintuvo, kaupinamo pikosekundiniais kelių šimtų milidžaulių energijos impulsais, eksperimentinio tyrimo rezultatai.

Paskutiniame skyriuje apibendrinami atliktų tyrimų rezultatai ir pateikiamos disertacijos išvados.

Mokslinis naujumas

Šiame darbe ištirta regeneratyvinių stiprintuvų vidutinės išvadinės galios didinimo galimybė taikant kelių aktyviųjų elementų optinės grandinės panaudojimo metodą. Pademonstruotas femtosekundinių impulsų stiprinimas šio metodo pagrindu sukonstruotame dviejų Yb:KGW aktyvių elementų regeneratyviniame stiprintuve, užtikrinant rekordinę vidutinę išvado galią.

Atlikta optinė Yb:KGW ir Nd:YAG stiprintuvų sinchronizacija panaudojant poliarizacinį spektro atskyrimą, tokiu būdu užtikrinant didžiausią energiją abiejų stiprintuvų užkratui.

Pademonstruota Yb:KGW femtosekundiniu lazeriu kaupinamos baltos šviesos kontinuumo generavimo ir nekolinearaus kaupinimo optinio parametrinio stiprinimo sistema, kurios išvadinių impulsų energiją siekia 20 μ J, o impulsai suspaudžiami iki mažesnės nei 10 fs trukmės ties 800 nm bangos ilgiu. Darbe parodyta, kad nekolinearaus parametrinio stiprinimo atveju moduluotos fazės impulsas patiria erdvinius spektro iškraipymus, kurie daugiausia pasireiškia kaip „erdvinis čirpas“.

Darbe pasiūlyta ir pritaikyta hibridinio kaupinimo koncepcija, kuomet stiprinimų impulsų trukmė yra nuosekliai didinama keliose parametrinio stiprinimo pakopose, taip užtikrinant optimalų užkrato intensyvumą, pasiekiant didelę impulso energiją ir sudarant prielaidas didelio energinio kontrasto itin trumpų impulsų formavimui.

Disertacinio darbo praktinė nauda

Darbe pasiūlytoji ir įgyvendintoji kelių aktyvių elementų optinės grandinės koncepcija gali būti pritaikyta komercinių lazerinių sistemų išvadinės galios didinimui.

Parodyta, kad sukonstruota kompaktišku Yb:KGW femtosekundiniu lazeriu kaupinama plataus spektro generavimo ir parametrinio stiprinimo sistema, generuojanti mažesnės nei 10 fs trukmės impulsus yra gera alternatyva šiuo metu plačiai naudojamiems Ti:safyro lazerinėms sistemoms.

Sukurtas lazerinis kompleksas, galintis generuoti kelių TW smailinės galios impulsus, skirtas plačiam fizikos ir technologijos mokslų uždavinių ratui spręsti. Pasiūlyta lazerinės sistemos architektūra užtikrina sistemos kompaktiškumą bei ilgalaikį stabilumą. Sistemoje išvengiama šviesolaidinių elementų naudojimo, kas užtikrina didesnę sistemos atsparumą mechaniniam ir šilumos poveikiui.

Didelė dalis šiame darbe pateiktų rezultatų bei technologinių naujovių bus panaudota kuriant nacionalinės ir tarptautinės prieigos daugiafunkcinį itin trumpų impulsų lazerinį kompleksą „NAGLIS“.

Ginamieji teiginiai

1. Kelių nuoseklių aktyvių elementų optinės grandinės panaudojimas regeneratyviniame stiprintuve leidžia sumažinti aktyviosios terpės šiluminę apkrovą, lemiančią termooptinius stiprinamos spinduliuotės iškraipymus, ir tokiu būdu įgalina padidinti vidutinę išvadinę stiprintuvo galią, išlaikant aukštą pluošto kokybę ($M^2 < 1,5$). Dviejų Yb:KGW aktyviųjų elementų, kaupinamų lazeriniais diodais (suminė kaupinimo galia 200 W), simetrinio rezonatoriaus konfigūracijos regeneratyvinio stiprintuvo išvado vidutinė galia siekia 30 W, o sustiprintos spinduliuotės spektras yra pakankamas formuoti trumpesnius nei 300 fs trukmės impulsus.
2. Femtosekundinio kontinuumo, generuojamo safyro kristale Yb:KGW lazerio spinduliuote (bangos ilgis 1030 nm), nekolinearus parametrinis stiprinimas BBO kristale kaupinamame Yb:KGW lazerio antrąja harmonika įgalina formuoti plataus spektro dešimčių mikrodžaulių energijos impulsus 680 – 950 nm bangos ilgių srityje, kurie, pasitelkus impulsų fazės derinimo įrenginį, yra suspaudžiami iki mažesnės nei 10 fs trukmės. Tokia metodika leidžia išvengti aibės sunkumų palyginti su tradicine, kurioje naudojama Ti:safyro femtosekundinio lazerio spinduliuotė (bangos ilgis 800 nm).
3. Parametriškai stiprinant ženkliai fazinės moduliacijos impulsą plačiajuosčio nekolinearaus sinchronizmo sąlygomis nesutapatintų kaupinimo ir signalinio impulsų amplitudinių frontų atveju atsirandančiuose stiprinamos spinduliuotės erdviniuose spektro iškraipymuose vyrauja pluošto erdvinė dispersija. Esant signalinio impulso „čirpo“ parametrai $\gamma \approx 20$, o skersinio ir išilginio matmenų santykiui ~ 10 , parametrinio stiprintuvo išvade impulsinio pluošto erdvinė dispersija $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda}$ siekia $\sim 1 \mu\text{m}/\text{nm}$, tuo tarpu kampinė dispersija yra nykstamai maža.

4. Daugiapakopės hibridinio kaupinimo OPCPA sistemos koncepcija, kurios esmė yra tai, kad plataus spektro femtosekundinio baltos šviesos kontinuumo signalas yra nuosekliai stiprinamas nekolinearaus parametrinio stiprinimo pakopose pažingsniui didinant impulsų trukmę, yra perspektyvi aukšto kontrasto TW smailinės galios impulsams formuoti ir yra gera alternatyva OPCPA sistemoms, kuriose naudojami Ti:safyro lazeriai. Šios koncepcijos pagrindu sukurtoje sistemoje, kurioje buvo naudojami optiškai sinchronizuoti femtosekundinis Yb:KGW ir pikosekundinis Nd:YAG lazeriai, ~10 nJ energijos kontinuumo impulsai buvo sustiprinti iki 30 mJ, o sustiprintų impulsų spektro plotis leidžia juos spausti iki 9,3 fs trukmės.

Autoriaus indėlis

Autorius atliko arba padėjo atlikti visus šiame darbe pateikiamus eksperimentinius tyrimus ir gautų duomenų analizę, impulsų plėtimo ir spūdos skaitmeninį modeliavimą, dalyvavo formuluojant hipotezes ir išvadas, ruošiant publikacijas, pristatant pranešimus nacionalinėse ir tarptautinėse konferencijose.

Publikacijų bendraautorių indėliai

A. P. Piskarskas formulavo naujas idėjas ir uždavinius, dalyvavo interpretuojant rezultatus, rengiant publikacijas ir pranešimus konferencijose.

A. Varanavičius dalyvavo keliant hipotezes ir vystant naujas koncepcijas, interpretuojant gautus rezultatus, teikė siūlymus eksperimentų optimizavimui, dalyvavo rengiant publikacijas ir pranešimus konferencijose.

A. P. Stabinis ir **V. Pyragaitė** atliko atskirų parametrinės sąveikos atvejų modeliavimą ir išvedė analitines sprendinių išraiškas, konsultavo kvantinių triukšmų stiprinimo klausimais, dalyvavo rengiant publikacijas.

A. Zaukevičius atliko trimatį skaitmeninį nekolinearaus parametrinio stiprinimo modeliavimą femtosekundinio kaupinimo atveju, dalyvavo nagrinėjant pakreipto fronto impulsų erdvinio čirpo ir kampinės dispersijos atsiradimo sąlygas.

R. Butkus konsultavo dėl dispersijos kompensavimo ir plataus spektro parametrinio stiprinimo praktinių aspektų, dalyvavo rengiant publikacijas.

D. Stučinskas dalyvavo atliekant šiluminio lęšio lazerių aktyviajame elemente tyrimus, tikrinant atermalinių Yb:KGW kristalų naudojimo bei kelių aktyvių elemento lazerio koncepcijas, ruošiant publikacijas ir pranešimus konferencijose.

Publikacijų sąrašas

Publikacijos, tiesiogiai susijusios su disertacijos medžiaga:

1. D. Stučinskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, 30 W dual active element Yb:KGW regenerative amplifier for amplification of sub - 500fs pulses, Proc. of SPIE **6731**, 67312Y (2007).
2. D. Stučinskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW laser, Lith J Phys **50** (2), 191-199 (2010).
3. V. Pyragaitė, A. Stabinis, R. Butkus, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Parametric amplification of chirped optical pulses under pump depletion, Optics Communications **283** (6), 1144-1151 (2010).
4. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, A. Piskarskas, Femtosecond Yb:KGW MOPA driven broadband NOPA as a frontend for TW few-cycle pulse systems, (*priimta spaudai į „Optics Express“*).

Kitos publikacijos:

5. R. Antipenkov, D. Stučinskas, A. Varanavičius, ~5 W output power Q-switched Yb:YAG laser with elliptical mode geometry, Proc. of SPIE **6731**, 67312Z (2007).
6. R. Antipenkov, D. Stučinskas, A. Varanavičius, CW and Q-switched performance of end-pumped Yb:YAG laser with elliptical mode geometry, Lith J Phys **49** (2), 163-170 (2009).
7. D. Stučinskas, A. Varanavičius, R. Antipenkov, M. Grishin, J. Kodz, A. Melninkaitis, A. Vanagas, Thermal lens compensation in high average power diode pumped Nd:YVO₄ laser using aspheric mirror, Lith J Phys **49** (4), 433-438 (2009).

Pranešimai konferencijose

1. R. Antipenkov, D. Stučinskas, A. Varanavičius, ~5 W Output Power Q-Switched Yb:YAG Laser With Elliptical Mode Geometry, ICONO/LAT 2007 conference, Minsk (2007), L01-57.

2. R. Antipenkov, D. Stučinskas, A. Varanavičius, 30 W dual active element Yb:KGW regenerative amplifier for amplification of sub-500 fs pulses, ICONO/LAT 2007 conference, Minsk (2007), L01-56.
3. D. Stučinskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Didelės vidutinės galios Yb:KGW regeneratyvinis stiprintuvas femtosekundinių impulsų stiprinimui, 37-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2007), S4-18.
4. R. Antipenkov, D. Stučinskas, A. Varanavičius, Išilginio diodinio kaupinimo elipsinės modos Yb:YAG lazeris, 37-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2007), S4-31.
5. G. Kuncė, R. Antipenkov, N. Leonyuk, V. Maltsev, A. Varanavičius, V. Sirutkaitis, Lazerinio Yb:YAl₃(BO₃)₄ kristalo generacinių savybių tyrimas, 37-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2007), S4-25.
6. D. Stučinskas, R. Antipenkov, A. Varanavičius, Termolėšio tyrimas diodinio kaupinimo Yb:KGW lazeriuose su skirtingos optinės orientacijos aktyviais elementais, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-31.
7. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, Superkontinuumo spinduliuotės, generuojamos femtosekundiniais impulsais safyro bei lydyto kvarco bandiniuose, sklidimo parametrų tyrimas, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-63.
8. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, Pikosekundinė didelės galios Nd:IAG stiprinimo sistema moduluotos fazės impulsų parametrinio stiprintuvo kaupinimui, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-65.
9. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. Zaukevičius, G. Valiulis, A. P. Piskarskas, 512 nm spinduliuote kaupinamas optinis parametrinis stiprintuvas itin plataus spektro femtosekundinių impulsų stiprinimui, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-62.
10. J. Adamonis, A. Varanavičius, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, Dvipakopis pikosekundinis Nd:IAG regeneratyvinis stiprintuvas su femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsų užkratu, 38-th Lithuanian National Physics Conference, Vilnius (2009), S4-64.

11. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, Generation of ultra-broadband pulses in 512 nm pumped femtosecond NOPA setup, Northern Optics 2009, Vilnius (2009), P1-14.
12. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavicius, Picosecond Nd:YAG amplification system for pumping of high energy OPCPA, Northern Optics 2009, Vilnius (2009), P1-15.
13. J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavicius, Picosecond high power Nd:YAG amplifier system for OPCPA pump, XVIII Lithuanian – Belarussian seminar “Lasers and optical nonlinearity”, Vilnius (2009).
14. R. Antipenkov, A. Varanavičius, A. P. Piskarskas, Generation of ultra-broadband pulses in 512 nm pumped femtosecond NOPA setup, XVIII Lithuanian – Belarussian seminar “Lasers and optical nonlinearity”, Vilnius (2009).
15. J. Adamonis, R. Antipenkov, Kolenda, A. Michailovas, A. Piskarskas, A. Varanavicius, Picosecond high power Nd:YAG amplifier system for OPCPA pump, 14th Laser Optics conference, St.Petersburg, Russia (2010) WeR1-p44.
16. 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.
17. R. Antipenkov, A. Varanavicius, J. Adamonis, A. 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.

1. Daugiapakopės femtosekundinio ir pikosekundinio hibridinio kaupinimo OPCPA sistemos koncepcija

Patikimų lazerinės spinduliuotės šaltinių, generuojančių išskirtinių parametru šviesos impulsus, kūrimas ir tobulinimas yra vienas svarbiausių veiksnių, lemiančių fundamentinių ir taikomųjų tyrimų plėtrą jau esamose ir naujai atsiveriančiose mokslo srityse. Didžiąją dalį ultratrumpųjų optinių impulsų mokslinių taikymų galima suskirstyti į dvi grupes. Pirmajai grupei galima būtų priskirti spektroskopijos taikymus, kuriuose ultratrumpieji impulsai naudojami tirti itin sparčius fizikinius vyksmus ar chemines reakcijas, kuomet nuo vieną ar kitą procesą inicijuojančio impulso trukmės priklauso tiriamos sistemos atsakas. Bendruoju atveju, siekiant tirti spartesnius vyksmus ir jų stadijas, reikalingi vis trumpesni impulsai. Dažnai tokie tyrimai atliekami daugelio šūvių režime kaupiant statistinius duomenis, todėl yra pageidautinas didesnis impulsų pasikartojimo dažnis, o impulsų energija gali būti pakankamai maža. Šiuo metu jau yra sukurtos ir plačiai taikomos mažos ir vidutinės smailinės galios lazerinės sistemos generuojančios ribinės trukmės impulsus [10].

Antrai grupei priklausytų taikymai, reikalaujantys ypatingai didelių lazerinės spinduliuotės intensyvumų, kuomet fizikiniams reiškiniams tirti ar procesams inicijuoti naudojami ypač stiprūs elektriniai elektromagnetinės spinduliuotės laukai (pavyzdžiui, elektronų greitinimas optiniu impulsu [11-13]) arba kuomet tiriamų procesų energiniai keitimai yra ypač maži arba dirbama vieno šūvio režime (pavyzdžiui, Rentgeno diapazono spinduliuotės generavimas naudojant kietakūnius taikinius arba dešimčių nanometrų storio plėveles [14-17]).

Vienas iš pagrindinių veiksnių, ribojančių stiprinamų impulsų energiją, yra medžiagos ir naudojamų elementų dielektrinių dangų optinė pažaida. Moduluotų fazės impulsų stiprinimo metodika, pasiūlyta 1985 metais, leido padidinti didžiausią pasiekiamą impulsų energiją ir smailinę galią [2]. Šio metodo principas yra gana paprastas – trumpas impulsas prieš stiprinimą yra

išplečiamas laike, tuomet sustiprinamas lazeriniame stiprintuve ir po stiprinimo vėl suspaudžiamas iki artimos pradinei trukmės. 1992 m. Vilniaus universiteto mokslininkų pasiūlytas OPCPA metodas [3] atvėrė kelius formuoti ne tik didelės energijos, bet ir itin mažos trukmės (atitinkančios kelių optinių ciklų periodą) impulsus. Be to, šis metodas turi daugiau privalumų, lyginant su CPA – parametrinis stiprinimas pasižymi aukštu vienos eigos stiprinimo koeficientu ir nykstamai mažais generuojamos šilumos kiekiais netiesiniame kristale. Šiuo metu didelio intensyvumo impulsus generuojančios sistemos kuriamos tiek CPA, tiek OPCPA pagrindu, o kai kuriose sistemose naudojamos abi metodikos [18-20].

Šioje vietoje derėtų atskirti unikalias lazerines sistemas, generuojančias petavatų ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) eilės smailinės galios impulsus, kurios užima ištikus pastatus ir turi atskirą infrastruktūrą (pavyzdžiui, „Vulcan“ ir „Astra Gemini“, Rutherford Appleton Lab, Jungtinė Karalystė; „Texas Petawatt Laser“, Teksaso Univesitetas, JAV; „National Ignition Facility“, Lawrence Livermore National Laboratory, JAV; „PETAL“, Prancūzija ir t.t.). Tokiose sistemose paprastai generuojami milžiniškų energijų, bet pakankami ilgų trukmių impulsai, kurie gali būti skirti, pavyzdžiui, termobranduolinei reakcijai inicijuoti. Tuo tarpu kompaktiškose, mokslinių laboratorijų klasės sistemose, telpančiose ant kelių optinių stalų, pasiekiamos dešimčių ar net šimtų teravatų ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$) eilės smailinės impulsų galios, suspaudus juos iki trukmių, kurios atitinka vos kelis šviesos elektrinio lauko svyravimų ciklus. Šių didelės galios impulsų sąveikos su medžiaga tyrimai pastaruoju metu kelia vis didesnį susidomėjimą, o tokius impulsus generuojančių sistemų vystymas yra svarbus tolesniam šios mokslo šakos progresui.

Reikia paminėti, kad pradedant šį disertacinį darbą jau buvo paskelbtos dvi publikacijos, kuriose pranešama apie darbus, kuriant kompaktines kelių ciklų trukmės teravatų smailinės galios impulsų sistemas. 2005 metais buvo paskelbtas bendras Makso-Planko universiteto, Vienos technikos universiteto ir Vilniaus universiteto grupių darbas, kuriame buvo pademonstruota 5 mJ energijos ir 10 fs trukmės impulsus generuojanti OPCPA sistema [21]. Šioje

sistemoje buvo pasiūlyta po stiprinimo spausti impulsus normalios dispersijos medžiagoje, o plėsti neigiamos dispersijos gardelių plėstuve. Impulsų spūdai užtikrinti šiame darbe buvo naudojamas akusto-optinis programuojamas dispersinis filtras Dazzler. Kiek vėliau, 2006 metais, pasirodė publikacija, kurioje aprašoma Vrije universitete sukurta OPCPA sistema [22], generuojanti 2 TW smailinės galios impulsus. Šiuo atveju, skirtingai nuo prieš tai paminėto darbo, impulsų fazei koreguoti buvo panaudotas skystų kristalų erdvinis šviesos modulatorius. Abiejose sistemose užkratui buvo naudojami Ti:safyro osciliatoriaus impulsai, o parametrinio stiprinimo kaupimui - pikosekundinių Nd:YAG stiprintuvų antros harmonikos spinduliuotė, šiuos lazerius sinchronizuojant elektroniniu būdu.

1.1. Disertacinio darbo krypties problematika

Formuluojant darbo tikslus ir nustatant siektinus rezultatus, buvo išnagrinėti kitų mokslinių grupių pasiekimai tiriant plataus spektro signalų parametrinį stiprinimą, numatytos kelios originalios tyrimų ir OPCPA sistemos vystymo kryptys.

Visų pirma buvo atsižvelgta į naujas galimybes atvėrusį iterbiu legiruotos aktyvios terpės femtosekundinių lazerių sukūrimą [23, 24]. Taikymuose, kuriuose reikalingi kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsai, šie tiesiogiai diodais kaupinami lazeriai gali būti gera alternatyva jau porą dešimtmečių plačiai naudojamiems Ti:safyro lazeriams.

Ti:safyro lazeriai pasižymi plačia stiprinimo juosta, o sinchronizuotų modų osciliatorių generuojamų impulsų trukmės siekia 10 fs ir mažiau. Tačiau vėliau stiprinant šiuos impulsus Ti:safyro stiprintuve pasireiškia stiprinimo sąlygotas spektro siaurinimas, todėl be papildomo spektro formavimo ar plėtimo sustiprintų impulsų trukmės paprastai būna > 20 fs.

Kelių optinių ciklų trukmę atitinkančio spektro impulsai taip pat gali būti gaunami Ti:safyro lazerio ilgesnių išvadinių impulsų spektrą plečiant kontinuumo generatoriuje, o impulsų energijos padidintos naudojant

parametrinį šviesos stiprinimą. Šio būdo trūkumas yra tai, kad ties kontinuumą generuojančios spinduliuotės bangos ilgiu (~800 nm) signalinio impulso spektras pasižymi staigiais intensyvumo svyravimais ir aukštesnių eilių fazės iškraipymais [25], todėl paskui impulsų nepavyksta suspausti iki pageidaujamos trukmės. Dėl šios priežasties dažniausiai yra stiprinama ir spaudimui naudojama spektro dalis nuo ~ 550 nm iki 790 nm arba nuo 810 nm iki 950 nm. Tokios problemos galima išvengti plečiant impulsų spektrą aukšto slėgio (dažniausiai ~ 2 bar) inertinėmis dujomis pripildytame tuščiaviduriame šviesolaidyje (angl. *hollow core fiber*) [26, 27], tačiau tokiu atveju spektras pasižymi ženkliu intensyvumo moduliacija, kas savo ruožtu sąlygoja suspausto impulso laikinius satelitus [28]. Neseniai buvo pademonstruotas naujas metodas išvengti šių problemų ir gauti glotnaus spektro ir tvarkios fazės plačiajuostį impulsą ties 800 nm centriniu bangos ilgiu [29]. Pasiūlytoje konfigūracijoje iš pradžių generuojamas baltos šviesos kontinuumas naudojant Ti:safyro lazerio fundamentinę spinduliuotę ir parametriškai sustiprinama 1,3 μm bangos ilgio spinduliuotės dalis, kuri panaudojama vėl generuoti kontinuumą. Tuomet šis kontinuumo signalas parametriškai stiprinamas Ti:safyro antros harmonikos spinduliuote spektro srityje nuo 690 iki 930 nm ir impulsas spaudžiamas iki ~ 7 fs trukmės. Tokios gana sudėtingos sistemos būtinybė galėtų atkristi, kontinuumo generavimui panaudojus femtosekundinio Yb:KGW lazerio impulsus ~ 1 μm bangos ilgių srityje. Tačiau nebuvo žinoma, ar 300 fs trukmės Yb:KGW lazerio generuojami impulsai yra tinkami generuoti tvarkios fazės plataus spektro kontinuumo spinduliuotę. Ankstesni kontinuumo generavimo tyrimai naudojant iterbio jonais legiruočių lazerių spinduliuotę buvo atlikti arba su žymiai trumpesniais impulsais [30], arba esant žymiai didesniems impulso pasikartojimo dažnumams, dėl ko kristalas statiniame režime buvo pažeidžiamas [31]. Todėl šioje disertacijoje buvo numatyta tyrimų kryptis, kuri siejasi su plataus spektro užkrato signalo formavimu.

Kitas svarbus lazerinių sistemų, generuojančių didelio intensyvumo impulsus, kūrimo aspektas yra aukšto impulsų kontrasto užtikrinimas. Spinduliuotės laikinis kontrastas paprastai apibrėžiamas kaip foninės

spinduliuotės ar satelitinių impulsų intensyvumo santykis su pagrindinio impulso smailės intensyvumu. Taip pat kartais naudojama energijos kontrasto sąvoka - fono integralinės energijos ir impulso energijos santykis. Tačiau šiame darbe dažniausiai bus naudojama laikinio kontrasto sąvoka, kurią trumpumo dėlei vadinsime tiesiog kontrastu.

Daugelyje stiprių laukų ir plazmos fizikos eksperimentų, tokių kaip aukštų harmonikų generacija naudojant kietakūnius bandinius [15] ar jonų greitinimas lazerio impulsais naudojant plonų plėvelių taikinius [17], didelės smailinės galios sistemų išvadiniams impulsams keliami itin aukšto laikinio kontrasto reikalavimai. Pavyzdžiui, kai stiprinamų impulsų intensyvumas siekia 10^{16} W/cm² ir daugiau, lauko intensyvumas prieš impulsą turėtų būti bent 10^7 - 10^{10} kartų mažesnis, kad nepaveiktų taikinio prieš atsklandant pagrindiniam impulsui [32, 33]. Lazerinės sistemos, naudojančios čirpuotų impulsų stiprinimo technologiją, paprastai pasižymi 10^6 - 10^7 laikiniu kontrastu [32, 34], todėl be papildomų kontrasto gerinimo priemonių yra netinkamos tokiems eksperimentams atlikti. Pagrindinė žemo kontrasto priežastis šiose sistemose yra sustiprinta spontaninė emisija (ASE, angl. *amplified spontaneous emission*), todėl geresnį kontrastą galėtų užtikrinti didesnės energijos užkrato naudojimas [35], tačiau tai ne visuomet yra įmanoma. Yra pasiūlyta keletas metodų spinduliuotės kontrastui gerinti, pavyzdžiui, filtravimas naudojant stataus laikinio fronto Pokelso narvelius, „plazmos veidrodžius“ [36], antros ar trečios eilės medžiagos netiesiškumą naudojančias filtravimo schemas [37, 38]. Šiais būdais kontrastą pavyksta pagerinti iki 10^8 - 10^{10} eilės, tačiau sistema tampa sudėtingesnė, dažnai prarandama ženkli energijos dalis.

Naudojant parametrinio šviesos stiprinimo sistemas, ASE vaidmenį atlieka parametrinė šviesos generacija (PŠG) – kvantinio triukšmo stiprinimas kaupinimo impulso lauke. Literatūroje šis efektas dažniausiai vadinamas parametrine superfluorescencija. Skirtingai nei ASE atsiradimas lazerių stiprintuvuose, PŠG vyksta tik toje erdvės srityje ir laiko momentu, kuriuos apima kaupinimo spinduliuotė. OPCPA įrenginiuose, priklausomai nuo sistemos konfigūracijos ir siekiamos energijos, PŠG apima laikinį intervalą

kurio trukmė yra nuo kelių šimtų femtosekundžių iki kelių nanosekundžių trukmės. Šiuo metu OPCPA sistemose pasiektos laikinio kontrasto vertės nenaudojant papildomų kontrasto gerinimo įrenginių yra 10^{-8} - 10^{-11} eilės [39, 40].

Naudojant kelių pakopų parametrinius stiprintuvus vyksta dalinis triukšminės spinduliuotės laikinis ir erdvinis filtravimas, nes sekančiose pakopose stiprinama tik ta dalis parametrinės superfluorescencijos, kuri pakliūna į kaupinimo impulso lauką [41]. Todėl norint įvertinti OPCPA sistemos kontrastą, reikėtų įskaičiuoti tik tą superfluorescencijos dalį, kuri sklinda tuo pačiu kampu, kaip ir signalinis impulsas. Be to, yra parodyta, kad parametrinio stiprintuvo išvadinių impulsų kontrastas priklauso ir nuo stiprinimo koeficiento – esant mažesniai stiprinimui, generuojama mažiau parametrinės superfluorescencijos [42, 43]. Todėl yra naudingas kelių mažesnio stiprinimo pakopų naudojimas vietoje vienos aukšto stiprinimo koeficiento pakopos, pasiekiant tas pačias išvadinio impulso energijas.

Taip pat reikia pažymėti trumpesnių impulsų naudojimo pirmose stiprinimo pakopose privalumą aukštam kontrastui pasiekti [44]. Išplėtus impulsą laike, sumažėja jo intensyvumas, o kartu signalo ir kvantinio triukšmo intensyvumų santykis. Todėl esant tokios pat energijos užkratui, trumpus impulsus naudojančios sistemos energijos kontrastas turėtų būti geresnis, lyginant su mažesnio intensyvumo ilgų impulsų stiprinimo atveju. Be to, naudojant mažesnės trukmės kaupinimo ir signalo impulsus, atitinkamai sutrumpėja laiko tarpas parametrinei superfluorescencijai generuoti. Taip pat neseniai buvo eksperimentiškai pademonstruota, kad femtosekundinių impulsų naudojimas parametrinio stiprintuvo kaupinimui pagerina laikinį sustiprintų impulsų kontrastą pikosekundinio fono atžvilgiu ir laikinis kontrastas padidėja tiek kartų, koks yra stiprinimo koeficientas [45].

Siekiant aukšto ultratrumpųjų impulsų OPCPA sistemų išvadinio impulso laikinio kontrasto, taip pat reikia užtikrinti glotnią kaupinimo impulso gaubtinę. Literatūroje yra parodyta, kad, parametriškai stiprinant čirpuotus impulsus, laikinė kaupinimo impulso intensyvumo moduliacija sąlygoja

moduliuotą sustiprinto signalo spektrą [46], kas savo ruožtu atsispindi suspausto signalinio impulso laikinėje charakteristikoje. Šiuo atveju įtakos turi ir ASE sąlygota smulki laikinė kaupinimo impulso moduliacija. Kelių parametrinio stiprinimo pakopų naudojimas gali sumažinti šį efektą ir „užglotninti“ stiprinamo impulso spektrą, parinkus tinkamus santykinis signalo ir kaupinimo impulsų vėlinimus [42].

Atsižvelgus į aukščiau išdėstytus argumentus buvo pasirinkta daugiapakopio parametrinio stiprinimo konfigūracija, pasižyminti sąlyginai mažu stiprinimu atskirose pakopose (10^1 - 10^3 kartų). Taip pat parametrinio stiprinimo pakopas nuspręsta suskirstyti į femtosekundinės ir pikosekundinės kaupinimo trukmės modulius. Be to, dėmesys buvo kreipiamas parametrinių stiprintuvų kaupinimo šaltinių minimalaus ASE lygio užtikrinimui.

Siekiant didesnių sustiprintų impulsų energijų, parametriniam stiprintuvui kaupinti naudojama Nd:YAG lazerių antros harmonikos spinduliuotė. Naudojant šiuos lazerius bendroje sistemoje su Ti:safyro lazeriu, dažnai susiduriama su jų sinchronizavimo problema dėl skirtingo šių lazerių generuojamo bangos ilgio. Dažniausiai tai išsprendžiama naudojant sudėtingą tikslaus elektroninio sinchronizavimo sistemą [21, 47], arba plečiant Ti:safyro lazerio spinduliuotės spektrą fotoninių kristalų šviesolaidyje ir naudojant dalį šios spinduliuotės Nd:YAG stiprintuvo užkratui [48]. Tačiau pirmuoju atveju atsiranda laikinis nestabilumas, apspręstas riboto elektronikos tikslumo, o antruoju atveju sistema tampa jautri mechaniniams virpesiams ir impulso intensyvumo svyravimams, dėl kurių gali smarkiai kisti užkrato energija Nd:YAG stiprintuvo įvade. Tai savo ruožtu gali sumažinti stiprinamų impulsų kontrastą, sąlygoti išvadinės energijos nestabilumą. Panaudojus Yb:KGW femtosekundinį lazerį, gali būti išvengiama aukščiau įvardintų sunkumų ir palyginti nesunkiai realizuojama optinė lazerių sinchronizacija dėl artimų Yb:KGW ir Nd:YAG spektrinių stiprinimo juostų.

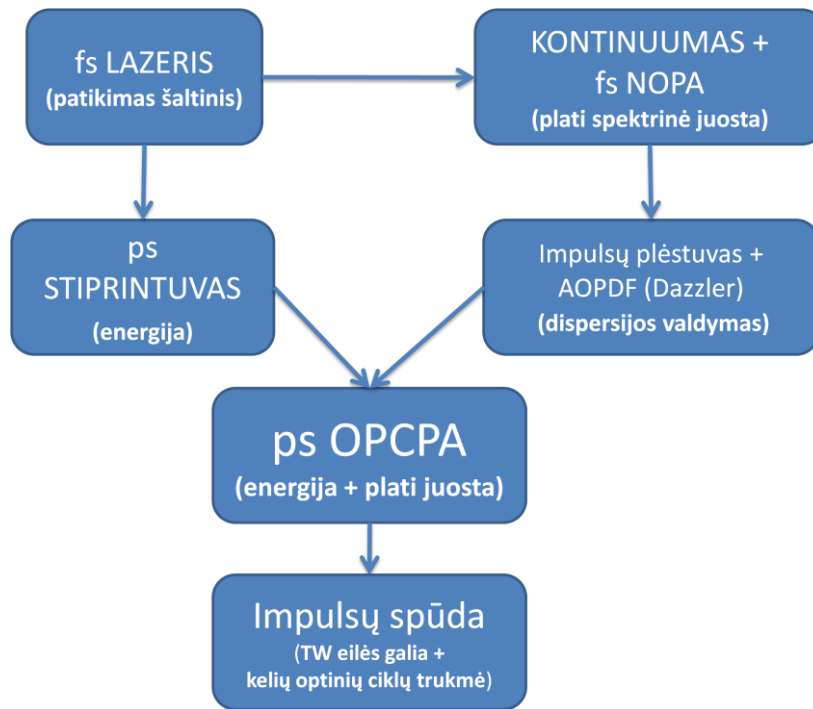
1.2. Pagrindinė sistemos architektūra

Disertacijoje atlikti tyrimai buvo nukreipti pagrindiniam praktiniam tikslui pasiekti – sukurti patikimą kompaktinę parametrinio stiprinimo sistemą kelių teravatų galios <10 fs trukmės impulsams generuoti. Sistemos kūrimo ideologija apima ir tolimesnes šios sistemos vystymo perspektyvas. Yra siekiama, kad kuriama sistema apjungtų savyje pažangiausias technologijas, pasižymėtų veikos patikimumu ir parametru stabilumu, galėtų būti tobulinama keičiant arba prijungiant naujus sistemos modulius, tokiu būdu plečiant sistemos išvadinių parametru, tokių kaip impulsų pasikartojimo dažnis, energija ir bangos ilgis, ribas.

Atsiradus rinkoje patikimoms femtosekundinėms lazerinėms sistemoms iterbio legiruotų medžiagų pagrindu (Light Conversion „PHAROS“ (Lietuva) [49], Amplitude Systemes „s-Pulse“ (Prancūzija) [50], High Q Laser „femtoREGEN“ (JAV) [51]), buvo nuspręsta pasirinkti tokią sistemą kaip pradinį sistemos modulį. Šios sistemos yra kaupinamos lazeriniais diodais, reikalauja mažiau pastangų užtikrinant jų optimalią veiką ir yra mažesnių matmenų, lyginant su Ti:safyro sistemomis. Iterbio jonais legiruotų medžiagų pagrindu sukurtų lazerių naudojimas turi dar du svarbius privalumus. Visų pirma, dėl iš dalies persiklojančių Yb:KGW ir Nd:YAG emisijos spektrų yra įmanoma patikima optinė sinchronizacija su dažnai naudojamomis didelių išvadinių energijų Nd:YAG sistemomis be papildomo užduodančio osciliatoriaus spektro plėtimo. Kitas privalumas yra tai, kad Yb:KGW lazerio antros harmonikos spinduliuotę galima panaudoti kontinuumo spinduliuotei nuo 700 iki 1000 nm bangos ilgių parametriniame stiprintuve stiprinti [52]. Todėl šio lazerio spinduliuotė galėtų būti panaudota ir plačiajuosčio kontinuumo generavimui, ir pirmųjų parametrinio stiprinimo pakopų kaupimui.

Siekiant dešimčių milidžaulių sustiprintų impulsų energijos, parametriniuose stiprintuvuose buvo numatyta naudoti BBO kristalus, kurie pasižymi dideliu atsparumu optinei pažaidai. Be to, yra parodyta, kad

egzistuoja plataus spektro parametrinio stiprinimo sąlygos BBO kristale, kaupinant 532 nm spinduliuote (Nd:YAG lazerio antra harmonika) [22]. Paskutinių OPCPA pakopų kaupinimui buvo pasirinktos šiuo metu gerai išvystytos Nd:YAG aktyvių elementų pagrindu veikiančios didelių išvadinių energijų sistemos. Bendra sistemos koncepcija yra pavaizduota 1.1 pav.



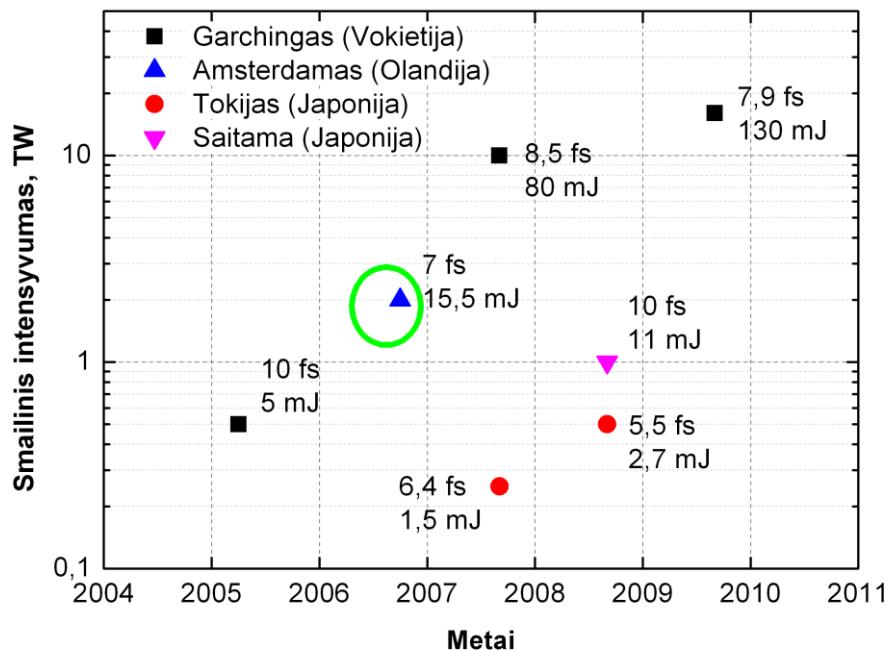
1.1 pav. Kuriamos kompaktinės TW klasės sistemos koncepcija.

Impulsų laikinio plėtimo ir spūdos būdo pasirinkimą lėmė suminių energinių nuostolių minimizavimas. Plataus spektro impulsą galima išplėsti nuo spektru ribotos trukmės iki kelių dešimčių pikosekundžių palyginti nedidelio ilgio teigiamos dispersijos medžiagoje. Paprastai tokiu atveju nuostoliai siekia iki 10 %. Tuo tarpu spaudžiant sustiprintą impulsą gardelių plėstuve paprastai prarandama iki pusės energijos. Prizmių kompresorius pasižymėtų žymiai mažesniais nuostoliais, tačiau dešimčių pikosekundžių kompensavimui prireiktų kelių metrų atstumo tarp prizmių, be to, vienos iš prizmių matmenys būtų dešimčių centimetrų eilės. Todėl nuspręsta prieš Nd:YAG lazerio pikosekundiniais impulsais kaupinamą pakopą impulsus plėsti neigiamos grupinių vėlinimų dispersijos plėstuve, o sustiprintų impulsų spūda

atlikti praleidžiant juos pro teigiamos dispersijos medžiagą. Tačiau itin plataus spektro signalų atveju impulsų plėstuvai ir spaustuvai, sukonstruoti fiksuotos dispersijos elementų pagrindu, neleidžia pilnai eliminuoti aukštesnių eilių dispersijos įtakos. Todėl sistemoje numatytas papildomo impulsų fazės koregavimo įtaiso – akusto-optinio programuojamo dispersinio filtro – panaudojimas.

Generuojamų impulsų bangos ilgis pasirinktas atsižvelgus į BBO kristalų suteikiamą galimybę stiprinti plataus spektro impulsus šioje srityje, o taip pat paliekant galimybę ateityje sujungti tokią sistemą su didelės energijos Ti:safyro čirpuotų impulsų stiprintuvais.

Disertacijoje iškeltų tikslų vykdymo metais kitos mokslinės grupės taip pat tobulino ar kūrė naujas kelių optinių ciklų impulsus generuojančias kompaktinės sistemas. Tokio tipo sistemų vystymosi retrospektyva pateikta 1.1 paveiksle.



1.2 pav. TW klasės 10 fs trukmės išvadinių impulsų sistemų vystymas. Žalias apskritimas žymi disertacijos metu kurtos sistemos tikslinius parametrus.

Anksčiau minėta kartu su Lietuvos mokslininkais sukurta sistema buvo ir toliau vystoma Makso-Planko universiteto grupės (Garchingas, Vokietija), buvo pereita nuo elektroninės impulsų sinchronizacijos prie optinės, didinama OPCPA kaupinimo spinduliuotės ir tuo pačiu išvadinių impulsų energija, ir šiuo metu maksimali šios sistemos pasiekta išvadinė smailinė galia yra lygi 16 TW [53]. Tuo tarpu Vrije universiteto (Amsterdamas, Olandija) sistema buvo vystoma kita kryptimi, siekiant kuo stabilesnės impulsų fazės *Ramsey* spektroskopijos taikymams [54]. Abi šios sistemos Vokietijoje ir Olandijoje veikė dešimčių hercų pasikartojimo dažniu, kadangi parametrinių stiprintuvų kaupinimui buvo naudojama galingų Nd:YAG lazerių antros harmonikos spinduliuotė. Tokijo universiteto grupė pasirinko kitą kelią – jie panaudojo dviejų išvadų Ti:safyro lazerinę sistemą, generuojančią 100 ps 4 mJ ir 15 mJ impulsus parametrinio stiprintuvo kaupinimui. Tokiu būdu jie padidino sistemos dažnį iki 1 kHz, o vidutinę išvadinę galią – iki ~ 2,5 W [55, 56]. Pažymėtina, kad visos šios sistemos yra sukurtos OPCPA metodikos pagrindu, kadangi regeneratyviniuose stiprintuvuose pasireiškiantis spektro siaurinimas padidina išvadinio impulso trukmę. Tačiau pasitelkus spektro formavimo metodiką RIKEN laboratorijoje (Saitama, Japonija) buvo pademonstruota ~ 10 fs impulsų trukmė ir 11 mJ energija Ti:safyro CPA sistemos išvade [57]. Bet nepaisant šio rezultato, OPCPA metodika lieka optimaliu ir patikimu būdu stiprinti ultratrumpuosius impulsus iki TW ar PW smailinių galių.

2. Kaupinimo lazerių tobulinimas ir charakterizavimas

Kaupinimo lazeriai yra vieni svarbiausių OPCPA sistemų komponentų. Šių lazerių generuojamų impulsų charakteristikos žymiu mastu lemia visos sistemos veikos patikimumą ir įtakoja parametrinių stiprintuvų veiką. Pirmame šio skyriaus poskyryje aprašyti tyrimai, skirti Yb:KGW regeneratyvinių stiprintuvų galios didinimui. Kitame poskyryje pateikti visų sistemoje naudojamų kaupinimo lazerių spinduliuotės charakterizavimo rezultatai.

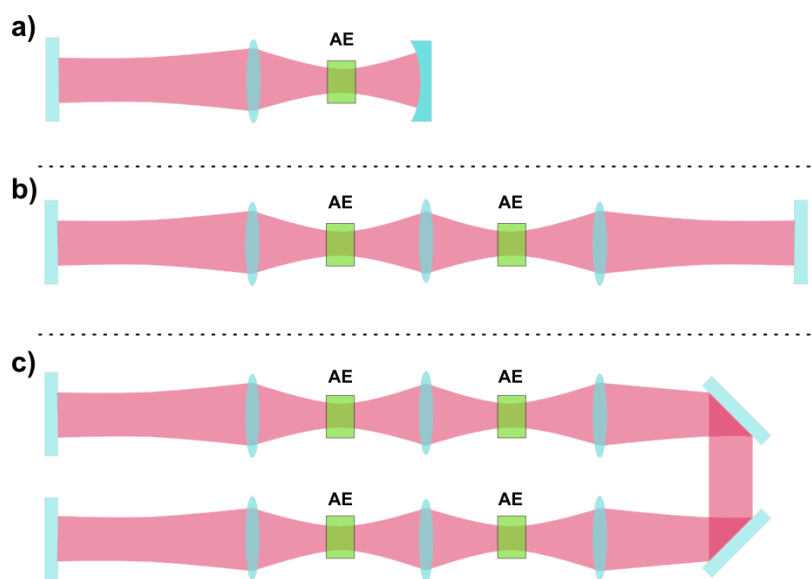
2.1. Didelės vidutinės galios diodais kaupinamas Yb:KGW regeneratyvinis stiprintuvas

Pagrindinis veiksnys, ribojantis vidutinę kietojo kūno lazerių išvadinę galią, yra šiluminė aktyvaus elemento apkrova. Dėl kvantinio defekto dalis kaupinimo spinduliuotės energijos yra išsklaidoma šilumos pavidalu. Kaistant kristalui dėl termo-optinių efektų pasireiškia šiluminio lęšio efektas, atsiranda įtempimai, kristalas gali skilti. Išilgai diodais kaupinamo Yb:KGW lazerio aktyviajame elemente susidariusio šiluminio lęšio laužiamoji geba gali siekti dešimtis dioptrijų [58], be to, lęšis dažnai yra asferinis bei astigmatinis. Anksčiau siūlyti naudoti taip vadinamos atermalinės orientacijos Yb:KGW kristalai [59] iš esmės nepateisino lūkesčių išilginio diodinio kaupinimo konfigūracijoje [60]. Todėl išvadinių impulso energijų ir vidutinės galios didinimas visų pirma remiasi į šiluminės apkrovos mažinimą.

Šiame skyriuje aprašomi tyrimai buvo atlikti siekiant padidinti regeneratyvinių stiprintuvų, sudarytų Yb³⁺ jonais legiruočių aktyvių terpių pagrindu, vidutinę išvadinę galią ir impulso energiją esant impulsų pasikartojimo dažniui >1 kHz.

Parentant kristalus ir legiravimo koncentraciją, buvo remtasi anksčiau Vilniaus universitete ir UAB MGF „Šviesos konversija“ atliktais vieno aktyvaus elemento regeneratyvinio Yb:KGW stiprintuvo tyrimo rezultatais [61]. Taip pat buvo atsižvelgta į tuo metu prieinamas kristalų šaldymo

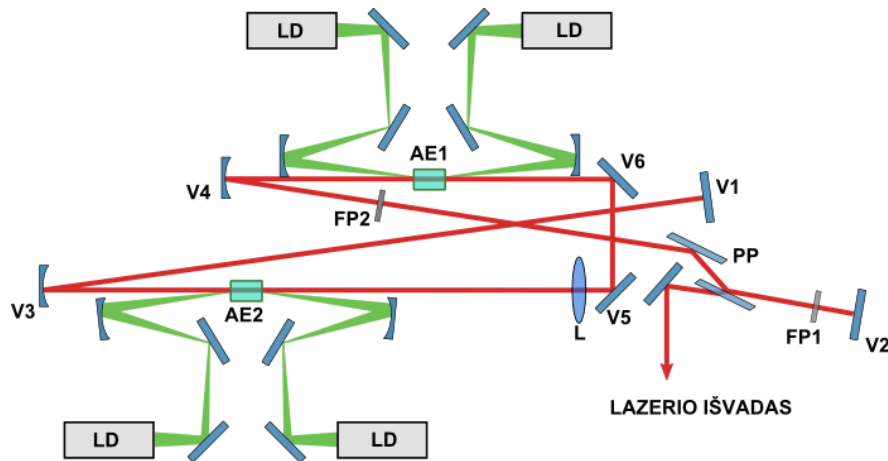
technines galimybes ir diodinio kaupinimo schemas. Lazerio rezonatoriaus schema buvo modeliuojama naudojant ABCD matricos formalumų metodą [62]. Šio metodo esmę sudaro tai, kad kiekvieno rezonatoriaus elemento įtaka pluošto sklidimui gali būti užrašyta keturių narių (A, B, C ir D) matrica. Tokiu atveju vieno pilno lėkio rezonatoriuje įtaka pluošto charakteristikoms išreiškiama kaip visų rezonatoriaus optinių elementų sandauga. Rezonatoriai laikomi stabiliais tuo atveju, kai tenkinama sąlyga $-1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1$. Stabiliaus rezonatoriaus savybė yra tai, kad bet kurioje atskaitos plokštumoje šviesos pluoštas po pilno rezonatoriaus apėjimo atsikartoja. Todėl prailginus stabilų rezonatorių simetriškai atkartojant jo struktūrą, naujai gautas rezonatorius taip pat bus stabilus. Tai galima matyti ir iš fakto, kad aukščiau užrašytą stabilumo parametražą $\frac{A+D}{2}$ pakėlus kvadratu ar aukštesniu laipsniu, stabilumo sąlyga tokiam rezonatoriui lieka galioti. Pagrindinė naujos konfigūracijos idėja yra dviejų ir daugiau aktyvių elementų naudojimas šiluminei apkrovai paskirstyti (2.1 pav.). Tokiu būdu sukonstruotoje optinėje grandinėje galima naudoti kelis aktyvius elementus, kiekvienam vienodai paskirstant kaupinimo spinduliuotę. Todėl didžiausia leistina suminė kaupinimo galia ir atitinkamai maksimali lazerio išvadinė galia išauga proporcingai rezonatoriaus „replikų“ skaičiui.



2.1 pav. Lygiavertės stabilumo atžvilgiu lazerio rezonatorių schemas: su vienu (a), dviem (b) ir keturiais (c) aktyviais elementais.

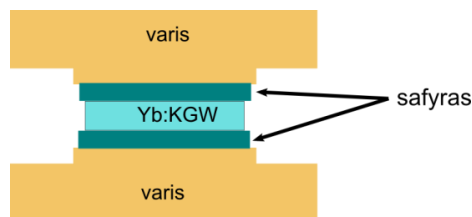
Šiluminis lęšis aktyviajame elemente yra lemiamas rezonatoriaus stabilumo ribas apsprendžiantis veiksnys, kadangi priklauso nuo daugelio parametrų. Siekiant išlaikyti rezonatoriaus stabilumą kelių aktyvių elementų konfigūracijoje, visi naudojami aktyvūs elementai turi būti identiški, vienodai kaupinami ir aušinami, visi kaupinimo pluoštai turi būti preciziškai sutapatinti su rezonatoriaus moda. Tai iškelia aukštus techninius reikalavimus aušinimo ir kaupinimo sistemoms, be to, rezonatorius pasidaro sudėtingas derinimo požiūriu. Todėl, kalbant apie šio būdo taikymo ribas regeneratyviniuose stiprintuvuose, manome, kad optimalu apsiriboti keliais aktyviais elementais.

Šios koncepcijos veiksmingumą buvo nuspręsta ištirti sukonstravus dviejų aktyvių elementų Yb:KGW regeneratyvinį stiprintuvą (2.2 pav.). Naujos konfigūracijos rezonatorių sudarė plokšti veidrodžiai V2, V5, V6 ($R = 100\%$), V1 ($R = 98\%$) ir du įgaubti veidrodžiai V3, V4 ($r = -300 \text{ mm}$, $R = 100\%$), $f=150 \text{ mm}$ židinio nuotolio sferinis lęšis L. V1 veidrodžio 2% pralaidumas leido įvertinti spinduliuotės galią rezonatoriaus viduje bei jos atžvilgiu sukalibruoti rezonatoriaus išvadinę galią. Į rezonatorių taip pat buvo patalpinti papildomi elementai: $\lambda/2$ fazinė plokštelė FP2, $\lambda/4$ fazinė plokštelė FP1 ir poliarizatorių pora PP. Fazinės plokštelės FP1 pasukimu buvo reguliuojamas išvedamos spinduliuotės kiekis, tirtai rezonatorių nuolatinės veikos režime. Yb:KGW kristalo priverstinės emisijos skerspjūviai priklauso nuo kristalo orientacijos spinduliuotės elektrinio lauko atžvilgiu, todėl lazerio veika buvo tirama dviem atvejais: kai stiprinamos spinduliuotės elektrinis laukas lygiagretus kristalografinei a ašiai ($E//a$), ir kai poliarizacijos plokštuma lygiagreti b ašiai ($E//b$). Tai buvo atlikta $\lambda/2$ fazinės plokštelės FP2 reguliuojant vienos arba kitos poliarizacijos spinduliuotės nuostolius poliarizatorių poroje PP.



2.2 pav. Dviejų Yb:KGW aktyvių elementų lazerio schema. Žymėjimai paaiškinti tekste.

Lazerio rezonatoriuje buvo patalpinti du plokštelės formos Yb:KGW kristalai. Pirmajame kristale AE1 iterbio jonų koncentracija buvo lygi 2 %, kristalo ilgis – 5 mm, o jo apertūra – $6 \times 1,4 \text{ mm}^2$. Antrojo kristalo AE2 koncentracija – 1,6 %, ilgis 6 mm, apertūra – $6 \times 1 \text{ mm}^2$. Nors kristalai yra skirtingų legiravimo koncentracijų, sugertos kaupinimo dalies ir stiprinimo koeficiento požiūriu jie yra panašūs, kadangi 20 % mažesnės koncentracijos kristalas yra 20 % ilgesnis. Palyginimui, koncentracijos ir ilgio sandaugos šiai kristalų porai yra lygios $10 \% \times \text{mm}$ ir $9,6 \% \times \text{mm}$, todėl dalyvaujančių stiprinime aktyvių Yb^{3+} jonų skaičius šiuose kristaluose skirtųsi tik apie 4 procentais. Tiesa, skirtingas kristalų paviršiaus plotas lemtų šiek tiek nevienodas aušinimo sąlygas. Idealiu atveju rezonatoriuje turėtų būti naudojama vienodų kristalų pora, tačiau eksperimento metu vienodi kristalai nebuvo prieinami. Kristalo forma ir aušinimo schema yra pavaizduotos 2.3 pav. Iš vario pagamintas radiatorius papildomai aušinamas vandeniu, o prie jo privirintos poliruotos safyro plokštelės užtikrina gerą šiluminį kontaktą tarp vario ir aktyvaus elemento.



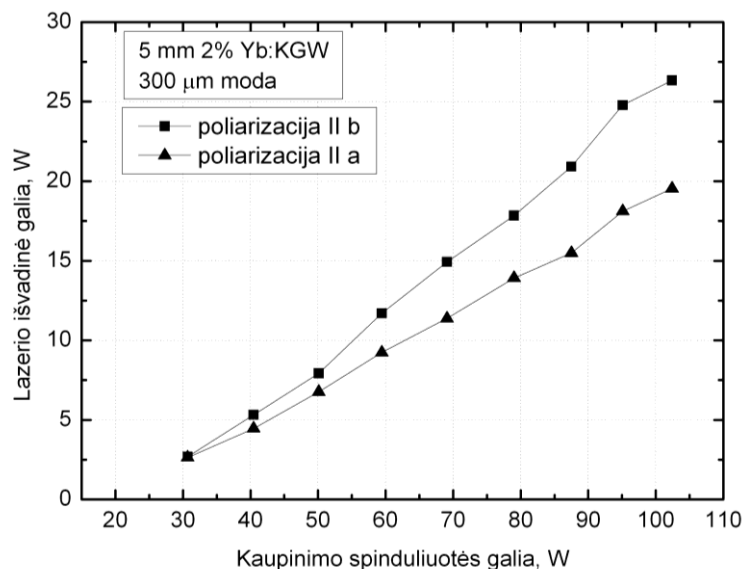
2.3 pav. Plokštelės formos aktyvaus elemento aušinimo schema.

Kiekvienas kristalas buvo kaupinamas išilgai rezonatoriuje generuojamos spinduliuotės iš abiejų kristalo galų. Išilginis kaupinimas, nors yra techniškai sudėtingesnis, tačiau užtikrina optimalią kaupinimo spinduliuotės ir rezonatoriaus modos persiklojimą, efektyvų energijos naudojimą bei gerą pluošto kokybę. Mūsų atveju kaupinimui buvo naudojami InGaAs lazerinių diodų masyvai („JENOPTIK“), kurių spinduliuotės bangos ilgis yra ~ 976 nm. Diodų masyvai buvo sujungti su pluoštų formuotuvais, kurie yra sudaryti iš mikrooptinių elementų ir pertvarko lazerinių diodų spinduliuotę taip, kad ji fokusuotųsi į simetrinę apvalios formos dėmelę. Parenkant fokusuojančią optiką, dėmelės dydį galima keisti.

Siekiant tolygiau sužadinti aktyvius jonus išilgai kristalo bei tuo pačiu efektyviai panaudoti kaupinimo spinduliuotę, buvo pasirinktas 70 kW/cm^2 kaupinimo spinduliuotės intensyvumas kiekviename kaupinimo kanale, kas atitiko $300 \text{ }\mu\text{m}$ kaupinimo dėmelės skersmenį esant 50 W kaupinimo spinduliuotės galiai. Keturių kaupinimo modulių didžiausia suminė spinduliuotės galia siekė 200 W .

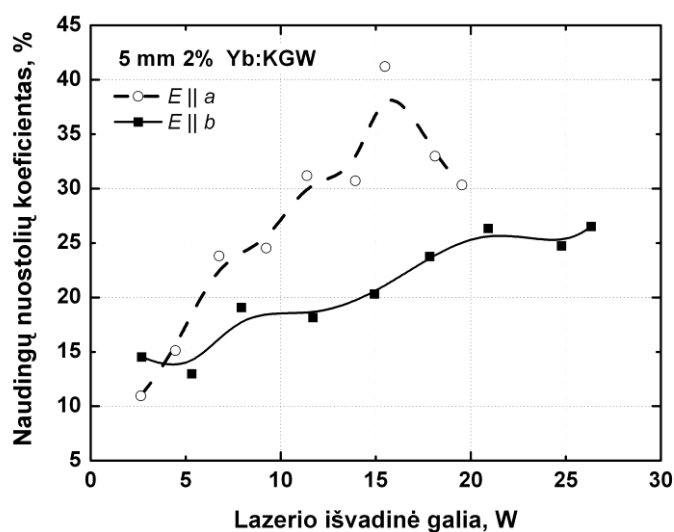
Vieno Yb:KGW aktyvaus elemento rezonatoriaus tyrimas nuolatinės veikos režime

Siekiant įvertinti dviejų AE elementų naudojimo privalumus ir trūkumus, palyginimui buvo išbandyta tik viena rezonatoriaus šaka (2.2 pav., L – V2). Buvo naudojamas tik vienas aktyvusis elementas AE1, o lęšis L pakeistas įgaubtu veidrodžiu ($r = 300 \text{ mm}$, $R=100\%$). Iš pradžių nuolatinės veikos režime buvo išmatuota lazerio išvadinės galios priklausoma nuo kaupinimo galios (2.4 pav.) bei nustatyta slenkstinė lazerio veikos kaupinimo galia 30 W .



2.4 pav. Vieno Yb:KGW aktyvaus elemento lazerio išvadinės galios priklausa nuo kaupinimo spinduliuotės galios laisvos generacijos režime.

Kai stiprinamos šviesos poliarizacija aktyviajame elemente buvo lygiagreti KGW kristalo b kristalografinėi ašiai ($E||b$), didžiausia lazerio išvadinė galia siekė ~ 26 W. Tuo tarpu $E||a$ atveju buvo registruojama ~ 25 % mažesnė išvadinė galia, nors Yb:KGW priverstinės emisijos skerspjūvis šiai poliarizacijai yra didesnis. Šios lazerinės medžiagos energinių lygmenų sandara atitinka kvazi-trijų lygmenų lazerio struktūrą, o $E||a$ atveju spindulinis šuolis vyksta į žemesnį lygmenį, lyginant su $E||b$ konfigūracija. Šis lygmuo pasižymi didesne šilumine užpilda, o tai sąlygoja mažesnę užpildos skirtumą tarp spindulinio šuolio lygmenų. Stebint generuojamos spinduliuotės modą lazerio išvade, nustatyta, kad iki ~ 15 W išvadinės galios verčių erdvinis skirstinys yra artimas Gauso formai. Toliau didinant lazerio galią atsiranda pluošto intensyvumo profilio iškraipymai.

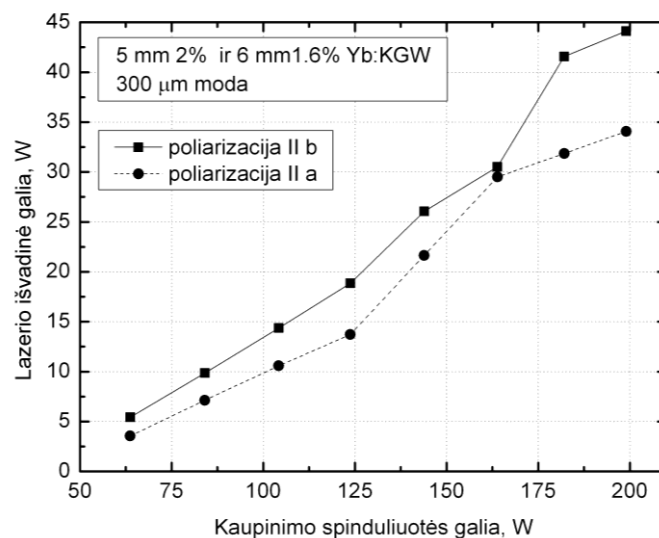


2.5 pav. Vieno Yb:KGW aktyvaus elemento lazerio optimalaus naudingų nuostolių koeficiento priklausoma nuo lazerio išvadinės galios nuolatinės veikos režime.

Didžiausia lazerio išvadinė galia pasiekama, kai stiprinimas rezonatoriaus viduje kompensuoja vidinius energijos nuostolius ir naudingus nuostolius - išvedamos iš rezonatoriaus spinduliuotės kiekį. Kuriant regeneratyvinius stiprintuvus dažnai siekiama padidinti stiprinimo koeficientą per vieną apėjimą ir taip sumažinti eigų skaičių. Žinant naudingų nuostolių koeficientą, galima palyginti stiprinimą lazerio aktyviajame elemente, todėl išmatavome optimalius naudingus nuostolius šiame lazeryje esant skirtingoms kaupinimo galioms. Tai buvo atlikta sukant ketvirčio bangos ilgio fazinę plokštelę FP1, tokiu būdu optimizuojant per poliarizatorius PP išvedamos spinduliuotės kiekį. Suminių naudingų nuostolių koeficiento vertės buvo rastos lyginant spinduliuotės galią lazerio išvade ir jos dalį už 98% atspindžio veidrodžio V2. Šio koeficiento vertės esant skirtingai lazerio išvadinei galiai yra pateiktos 2.5 paveiksle.

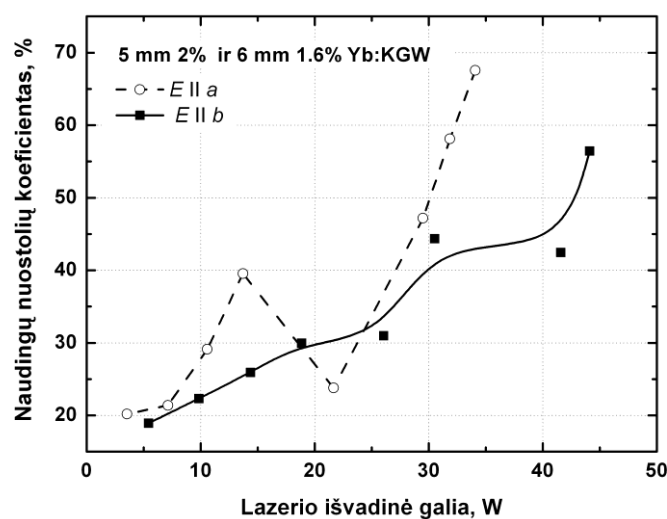
Dviejų aktyviųjų elementų Yb:KGW rezonatoriaus tyrimas nuolatinės veikos režime

Toliau buvo išbandyta pilna lazerio schema su dviem aktyviaisiais elementais (2.2 pav.). Buvo atlikti tokie patys tyrimai, kaip ir vieno AE rezonatoriaus atveju: nustatyta išvadinės galios priklausoma nuo kaupinimo galios abiejoms aktyviajame elemente stiprinamos spinduliuotės poliarizacijoms (2.6 pav.) bei atlikti naudingų nuostolių koeficiento matavimai (2.7 pav.). Maksimali išmatuota lazerio generuojama galia (44 W) buvo stebėta E||b konfigūracijoje, esant 200 W kaupinimo spinduliuotės galiai. Kaip ir vieno aktyvaus elemento atveju, generuojant šios poliarizacijos spinduliuotę nuolatinėje veikoje lazerio išvadinė galia buvo didesnė 20-30 %.



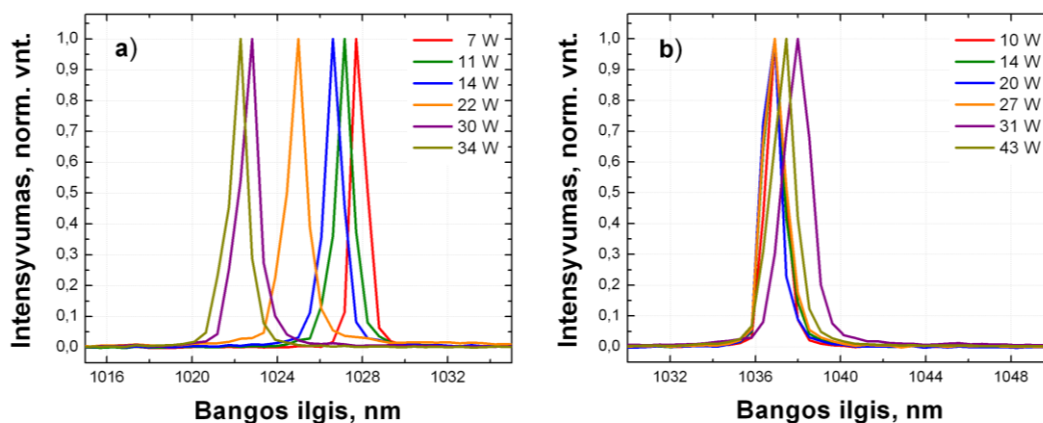
2.6 pav. Dviejų Yb:KGW kristalų lazerio išvadinės galios priklausoma nuo kaupinimo galios nuolatinės veikos režime.

Apskaičiuotos naudingų nuostolių koeficiento vertės esant skirtingoms lazerio išvadinėms galioms yra pateiktos 2.7 pav. Lyginant jas su šio parametro vertėmis lazeriui su vienu aktyviuoju elementu (žr. 2.5 paveikslą), matyti, kad, kaip ir būtų galima tikėtis, lazeryje su dviem Yb:KGW kristalais optimalūs naudingi nuostoliai dėl padidėjusio stiprinimo lazerio rezonatoriuje yra apie 2 kartus didesni ir siekia 50-60 % esant didžiausiai kaupinimo galiai.



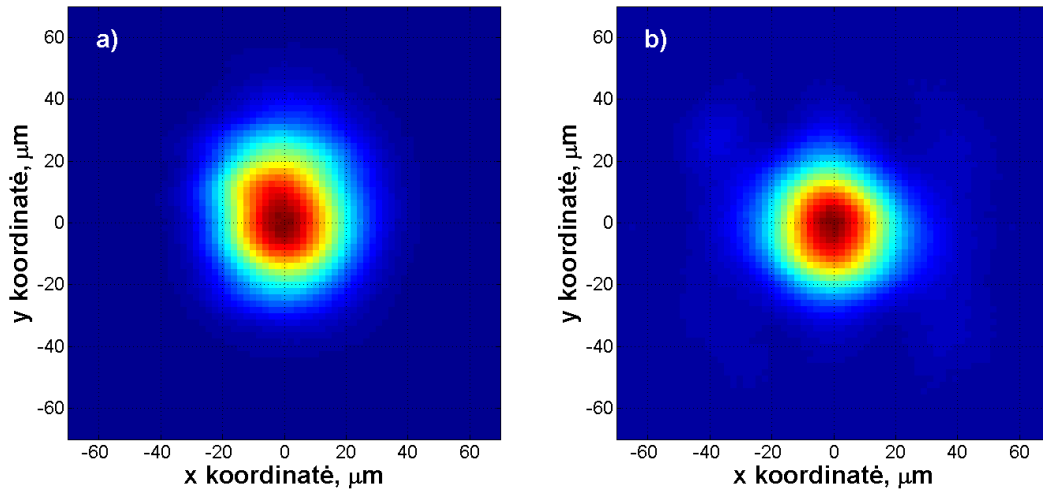
2.7 pav. Dviejų Yb:KGW kristalų lazerio optimalaus naudingų nuostolių koeficiento priklausą nuo lazerio išvadinės galios (didinant kaupinimo galią).

Staigius pokyčius šioje charakteristikoje, kai stiprinama $E||a$ poliarizacija, galima paaiškinti perėjimu į kitą stiprinimo režimą, kuomet spinduliniai šuoliai vyksta tarp kitų lygmenų. Tai yra taipogi stebima išvadinės spinduliuotės spektro priklausoje nuo lazerio išvadinės galios, kuomet generuojamos spinduliuotės spektras pasislenka keliais nanometrais į trumpesnių bangos ilgių pusę (2.8 a) pav.). Tuo tarpu stiprinant $E||b$ poliarizaciją spektro pokyčiai yra mažesni bei naudingų nuostolių koeficiento vertės kitimas yra tolygesnis.



2.8 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai, esant skirtingoms lazerio išvadinės galios vertėms $E||a$ atveju (a) ir $E||b$ atveju (b).

Pluošto kokybės matavimai rodo, kad kokybės parametras M^2 yra mažesnis nei 1,5. 2.9 paveiksle pateikti lazerio išvadinės spinduliuotės erdviniai skirstiniai $f = 100$ mm lęšio židinio plokštumoje, kurie atitinka išvado pluoštelių tolimąjį lauką.

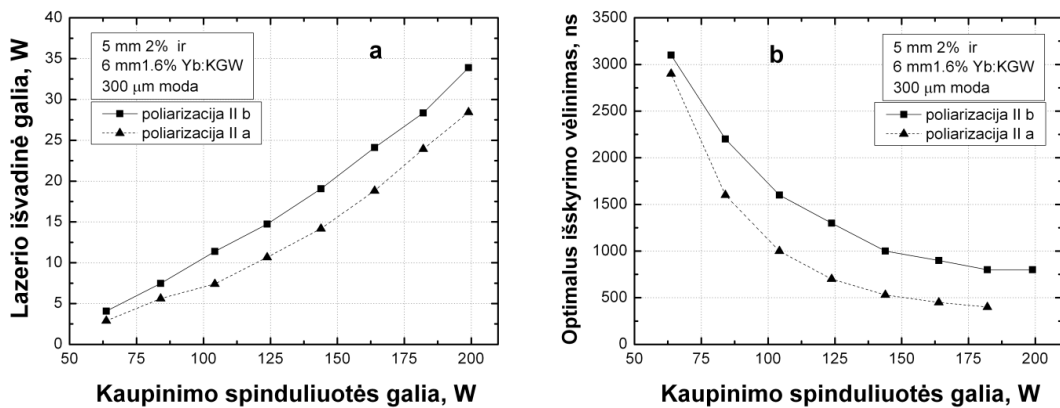


2.9 pav. Lazerio spinduliuotės intensyvumo skirstiniai $f=100$ mm lęšio židinio plokštumoje. Kairėje – kai išvadinė galia lygi 9 W, dešinėje - kai išvadinė galia lygi 44 W.

Dviejų aktyvių elementų Yb:KGW rezonatoriaus tyrimas kokybės moduliacijos ir regeneratyvinio stiprinimo režimuose

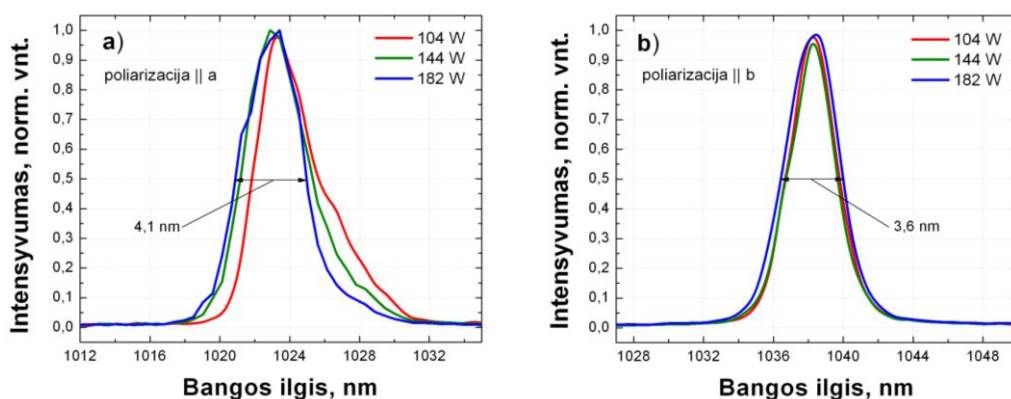
Sukurto dviejų aktyvių elementų Yb:KGW lazerio veika buvo išbandyta kokybės moduliacijos režime. Pervedant lazerį į kokybės moduliacijos režimą, į lazerio rezonatorių tarp fazinės plokštelės FP1 ir veidrodžio V2 buvo patalpintas Pokelso narvelis. Matavimai šiame etape buvo atliekami esant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui, kadangi dėl didelės lazerio galios prie mažesnių pasikartojimo dažnių impulsų energija išaugtų iki reikšmių, artimų aktyvaus elemento optinės pažaidos slenksčiui, esant 300 μm skersmens modai.

2.10 a) paveiksle pateiktos šio lazerio energinės charakteristikos jam veikiant 100 kHz pasikartojimo dažniu. Maksimali vidutinė lazerio išvadinė galia buvo lygi 34 W, kai lazeryje buvo stiprinama spinduliuotė, kurios poliarizacijos plokštuma statmena b kristalografinei ašiai ($E \parallel b$).



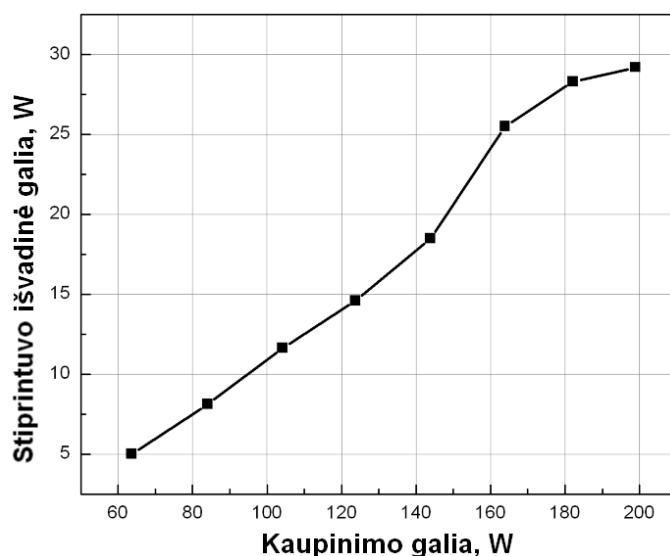
2.10 pav. Dviejų Yb:KGW kristalų lazerio veika kokybės moduliacijos režime: a) išvadinės galios priklausa nuo kaupinimo galios; b) optimalus vėlinimas rezonatoriaus iškrovai esant skirtingoms kaupinimo vertėms.

Kaip ir laisvosios generacijos atveju, pasukus stiprinamos spinduliuotės poliarizaciją į $E||a$ padėtį, moduluotos kokybės lazerio galia sumažėjo 17-25 %. Didėjant kaupinimo galiai, laikas, reikalingas sukaupti inversijai, trumpėja ir optimali rezonatoriaus iškrovos signalo vėlinimo vertė, t.y. kai generuojamos spinduliuotės galia maksimali, mažėja. Ši priklausoma pavaizduota 2.10 b) paveiksle. Šiuos režimus atitinkančios spektrinės spinduliuotės charakteristikos yra pavaizduotos 2.11 paveiksle. Matome, kad generuojamas bangos ilgis yra pasislinkęs ~ 15 nm, be to, $E||a$ atveju generuojamos spinduliuotės spektras yra šiek tiek platesnis, lyginant su $E||b$ atveju (atitinkamai 4,1 nm ir 3,6 nm).



2.11 pav. Kokybės moduliacijos režime generuojamos spinduliuotės spektrai, esant skirtingoms kaupinimo galios vertėms $E||a$ atveju (a) ir $E||b$ atveju (b).

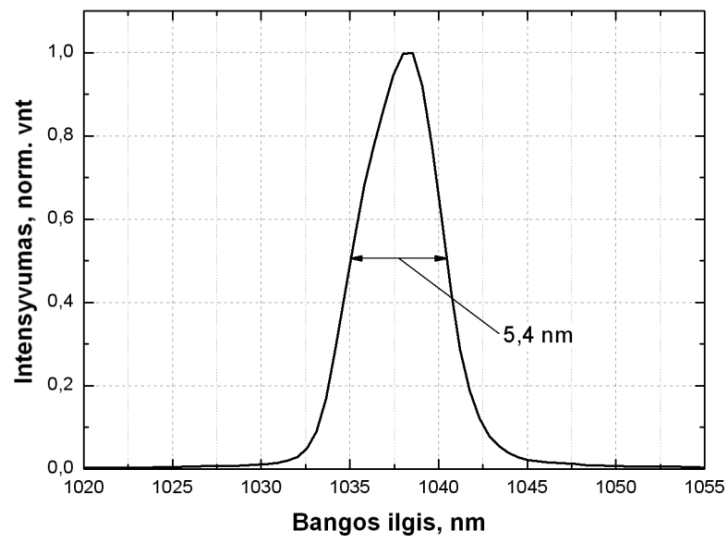
Tiriant lazerio veiką regeneratyvinio stiprinimo režime, jo užkratui buvo panaudoti PHAROS Yb:KGW osciliatoriaus 30 nm spektro pločio impulsai, kurių trukmė buvo apie 160 fs, o impulso energija siekė 3 nJ. Užkratas buvo išplėstas gardelių plėstuve iki ~ 200 ps trukmės. Regeneratyvinio stiprintuvo išvadinės galios prieklausa nuo kaupinimo galios yra pavaizduota 2.12 pav. Didžiausia 30 W išvadinė galia yra pasiekama esant 200 W kaupinimo spinduliuotės galiai. Tai atitinka 300 μ J impulsų energiją, stiprintuvui veikiant 100 kHz pasikartojimo dažniu. Siekti didesnių nei 1 mJ energijų šioje lazerio konfigūracijoje būtų sudėtinga, nes tokiu atveju pasireiškia Ramano sklaida Yb:KGW kristale, kuri ir riboja stiprinamų impulsų energiją [61]. Tokiu atveju tektų pakeisti rezonatoriaus konfigūraciją taip, kad aktyviajame elemente rezonatoriaus modos diametras būtų didesnis.



2.12 pav. Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo išvadinės galios prieklausa nuo kaupinimo galios, esant 100 kHz pasikartojimo dažniui.

Sustiprinto impulso spektras siekia 5,4 nm FWHM (2.13 pav.), esant didžiausiai išvadinei galiai, kas leistų suspausti sustiprintus impulsus iki ~ 300 fs trukmės. Esant tipiniams nuostoliams kompresoriuje apie 20-30 %, galima tikėtis 21-24 W stiprintuvo vidutinės išvadinės galios suspaustų impulsų režime. Palyginimui, vienos galingiausių šiuo metu rinkoje esančių Yb:KGW aktyvių elementų pagrindu veikiančios komercinės lazerinės

sistemos vidutinė išvadinė galia esant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui siekia 6 W tipinėje konfigūracijoje, o specialiose modeliuose iki 10-12 W [49].



2.13 pav. Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo išvadinio impulso spektras.

Yb:KGW lazeriai pasižymi įdomia savybe – juose vidutinė fluorescencijos bangos ilgio vertė (~ 993 nm) yra mažesnė, nei lazerinės spinduliuotės bangos ilgis, todėl spontaninės fluorescencijos metu išspinduliuojamas fotonas generuoja daugiau šilumos, nei fotonas, atsirandantis dėl priverstinio spinduliavimo. Be to, Yb:KGW kristale kaupinimo sugerties sotis pasireiškia jau prie kelių kW/cm^2 intensyvumo verčių, todėl nevykstant generacijai nemaža dalis kaupinimo spinduliuotės praeina kristalą nesugerta. Prasidėjus lazerio generacijai, mažėja viršutinio lazerio lygmens užpilda, o tuo pačiu didėja sugertoji kaupinimo spinduliuotės dalis. Todėl, priešingai nei daugelyje kitų lazerinių terpių, vykstant lazerinės spinduliuotės generacijai, Yb:KGW aktyviajame elemente išsiskiria papildomas šilumos kiekis, proporcingas kristalo generuojamos priverstinės spinduliuotės galiai [60, 63]. Todėl prasidėjus generacijai dėl šiluminio šoko atsiradę įtempimai gali sąlygoti kristalo mechaninį pažeidimą. Šiuo atveju kelių aktyvių elementų koncepcijos naudojimas yra ypač naudingas, kadangi kiekvienas elementas generuoja tik dalį bendros spinduliuotės, todėl išsiskiriančios šilumos kiekio skirtumai yra mažesni.

2.2. Kaupinimo lazerių charakterizavimas

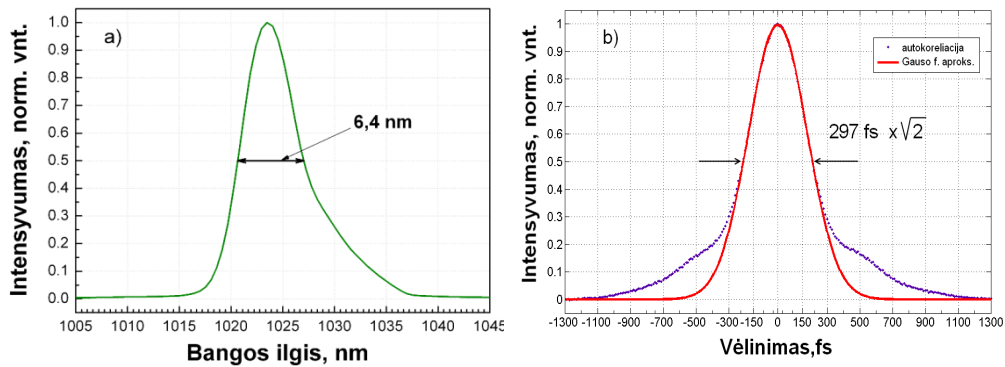
Šiame skyriuje aprašyti sukurtoje OPCPA sistemoje naudojami lazeriai: femtosekundinis Yb:KGW lazeris, kuris taikomas plataus spektro užkrato generacijai ir femtosekundinio parametrinio stiprintuvo kaupinimui, ir pikosekundinė Nd:YAG regeneratyvinių ir tiesinių stiprintuvų sistema, kurios išvado impulsų antros harmonikos spinduliuotė naudojama didelės energijos kelių pakopų parametriniam stiprintuvui kaupinti. Be to, pateikti šių lazerių generuojamų impulsų svarbiausių parametrų matavimų rezultatai. Pagrindinis dėmesys buvo kreipiamas į pluošto kokybės parametras ir impulsų laikinį kontrastą, nes šie parametrai gali įtakoti parametriškai sustiprinto signalo erdvinės ir laikinės charakteristikas.

Femtosekundinės Yb:KGW sistemos charakteristikų tyrimas

Vienas svarbiausių konstruojamos sistemos modulių yra femtosekundinė sistema, kuri turėtų užtikrinti plataus spektro signalo generaciją ir stiprinimą pradinėse parametrinio stiprinimo pakopose.

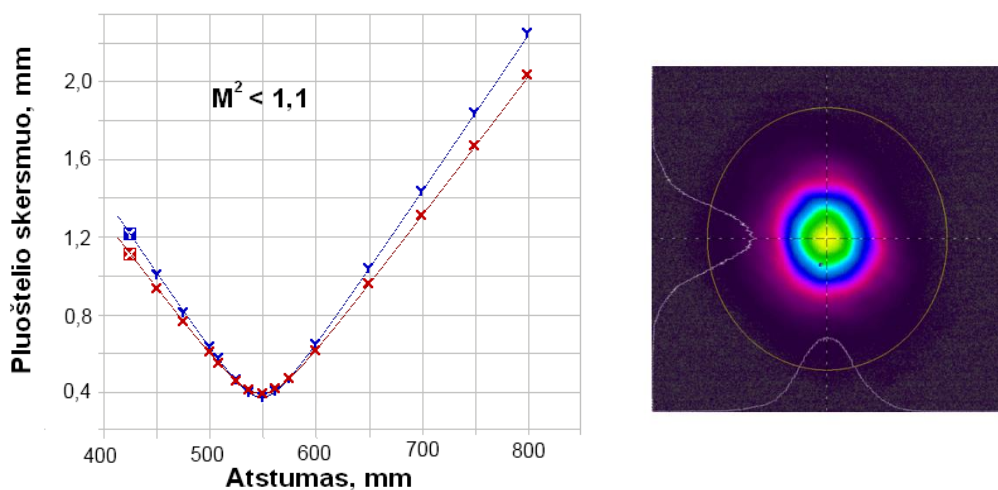
2.1 skyriuje aprašytas Yb:KGW regeneratyvinis stiprintuvas leidžia pasiekti didesnę femtosekundinių impulsų energiją, esant aukštam pasikartojimo dažniui. Tačiau, kaip buvo minėta anksčiau, maksimali stiprintuvo išvadinių impulsų energija yra ribojama Ramano sklaidos Yb:KGW kristale [61] ir esamoje konfigūracijoje pasireiškia prie ~ 1 mJ impulsų energijos. Iš kitos pusės, dviejų aktyvių elementų optinės grandinės panaudojimas daro sistemą sudėtingesne, o tuo pačiu ir mažiau patikima prototipo stadijoje. Todėl femtosekundinių parametrinių šviesos stiprintuvų kaupinimui buvo pasirinkta UAB MGF „Šviesos konversija“ sukurta „Pharos“ lazerinė sistema. Ši sistema yra sukonstruota CPA architektūros pagrindu, yra patikima ir pasižymi ilgalaikiu išvadinės spinduliuotės parametrų stabilumu. „Pharos“ osciliatorius generuoja ~ 60 fs trukmės impulsus, o vidutinė išvadinė galia siekia 700 mW. Osciliatoriaus impulsai gardelių plėstuve yra išplečiami ir injektuojami į regeneratyvinį stiprintuvą. Sustiprinti impulsai spaudžiami

impulsų kompresoriuje skaidrios difrakcinės gardelės pagrindu ir nukreipiami į lazerio išvadą. Išvadinio impulso energija, esant 1 kHz pasikartojimo dažniui, siekia 0,45 mJ, impulso trukmė ~ 300 fs, o generuojamo spektro plotis ~ 6 nm (2.14 pav.).



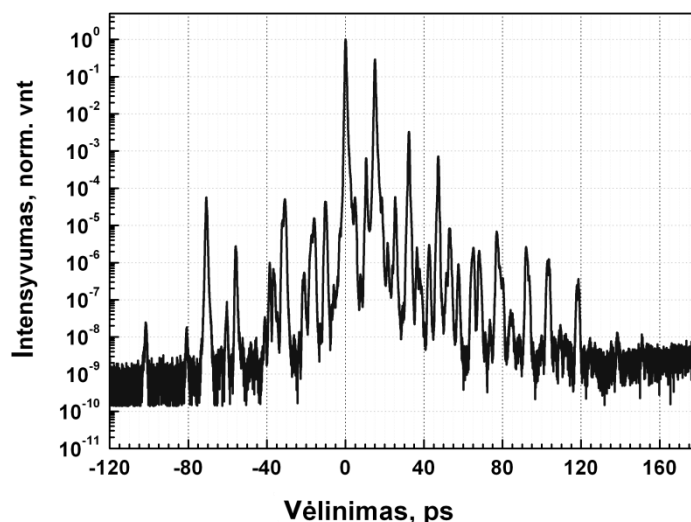
2.14. Yb:KGW stiprintuvo išvadinio impulso spektras (a) ir autokoreliacinė impulso funkcija (b). Raudona kreivė žymi atitinkančios FWHM trukmės Gauso impulso profilį.

Lazerio pluošto erdviųjų charakteristikų matavimui buvo naudojamas komercinis prietaisas Spiricon M2-200-FW, o matavimo procedūra atitinka pluoštų matavimo standarto ISO-11146 reikalavimus. Matavimų rezultatai pateikti 2.15 pav. Lazerio pluoštas pasižymi puikia kokybe ($M^2 < 1.1$), o intensyvumo skirstinys skersinėse koordinatėse yra artimas Gauso pluoštui.



2.15. Yb:KGW stiprintuvo išvadinio impulso pluošto kokybės matavimo rezultatai: a) pluošto skersmuo kitimas fokusuojant $f=500$ mm lęšiu; b) pluošto intensyvumo skirstinys skersinėje koordinatėje.

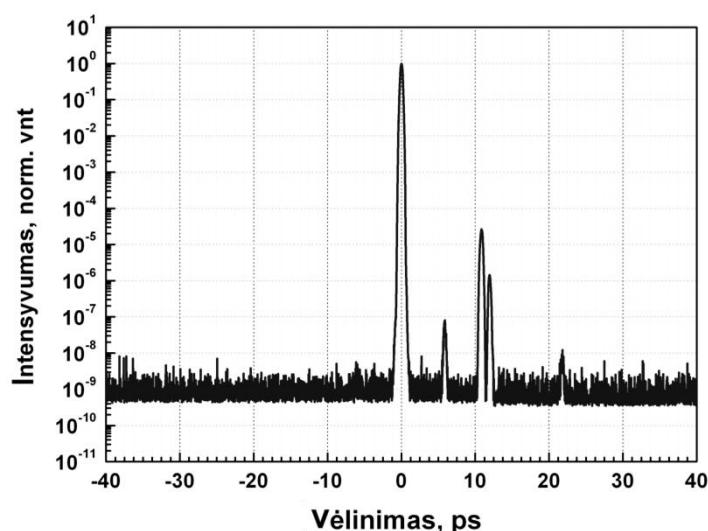
Taip pat buvo atlikti lazerio išvadinių impulsų laikinio kontrasto tyrimai, naudojant trečios eilės autokorelicinių funkcijų matuoklį „Sequoia“. Laikinė trečios eilės autokoreliacija atliekama netiesiniame kristale sukertant impulsą ir jo replikos antros harmonikos spinduliuotę ir registruojant jų suminio dažnio signalo intensyvumą prie skirtingų santykinio vėlinimo verčių. Šio autokoreliatoriaus dinaminis diapazonas leidžia išmatuoti foninę spinduliuotę, kurios lygis siekia vos 10^{-11} dalį impulso smailinio intensyvumo vertės. Matavimai parodė, kad nors sustiprintos spontaninės emisijos (ASE) lygis yra sąlyginai mažas ($<10^{-8}$ normuojant į pagrindinio impulso smailės intensyvumą), nuo -100 ps iki 0 ps laiko intervale matomi daugybiniai priešimpulsiai, kurių amplitudė pagrindinio impulso atžvilgių yra $\sim 10^{-4}$ eilės (2.16 pav.).



2.16 Yb:KGW stiprintuvo išvadinės spinduliuotės trečios eilės autokoreliacinė funkcija.

Norėdami įsitikinti, kad šie priešimpulsiai yra generuojami lazerio, o ne atsiranda matavimo sistemoje dėl daugybinių atspindžių kuriame nors elemente, atlikome lazerio spinduliuotės valymą: palikus tik $\sim 10^{-6}$ spinduliuotės dalį, ją pastiprinome parametriniame stiprintuve išsigimusiam režime, kaupinimui naudojant paties lazerio spinduliuotės antrą harmoniką. Pastiprintų impulsų laikinio kontrasto matavimai yra pavaizduoti 2.17 pav.

Matome, kad priešimpulsiai išnyko. Tai patvirtina, kad pirmuoju atveju stebėti priešimpulsiai yra lazerio charakteristika. Šalutiniai impulsai ties 11 ps ir 22 ps atitiktų impulso replikos vėlinimą du kartus prasklidus ~ 2,5 mm BBO kristalą, kuriame buvo atliekamas parametrinis stiprinimas. Kitų šalutinių impulsų pora ties 6 ps ir 12 ps atitiktų impulso dvigubą lėkio per skaidrų optinį elementą, kurio storis būtų 1,5 mm, laiką, todėl manome, kad tai galėtų būti atspindžiai BBO kristale, kuris buvo naudotas šioje stiprinimo schemoje kaupinimo spinduliuotės generavimui. Abu šie kristalai yra lygiagrečių paviršių be skaidrinančių dangų, todėl matomi šalutiniai impulsai, tikėtina, susiformavo dėl atspindžio nuo šių paviršių. Šis eksperimentas taip pat demonstruoja femtosekundinės parametrinio stiprinimo pakopos potencialą impulsų laikinio kontrasto gerinimui [45, 64].



2.17 Yb:KGW stiprintuvo išvadinė impulso trečios eilės autokoreliacinė funkcija po „valymo“ parametriniame šviesos stiprintuve.

Iš pateiktų rezultatų matyti, kad bendruoju atveju šio Yb:KGW lazerio spinduliuotės laikinis kontrastas yra gana prastas, kadangi kelių dešimčių pikosekundžių srityje prieš pagrindinę smailę stebima keliolika šalutinių impulsų. Tačiau kadangi superkontinuumo generavimas yra slenkstinis trečios eilės netiesiškumo procesas, galima tikėtis, kad kontinuumo generatoriuje formuojamas plataus spektro užkratas pasižymės žymiai geresnėmis laikinio kontrasto savybėmis.

Lazeriniais diodais kaupinamų regeneratyvinių Nd:YAG stiprintuvų charakteristikų tyrimas

Šiame darbe buvo panaudota Nd:YAG stiprintuvų sistema (UAB „Ekspla“), kurią sudaro du lazeriniais diodais kaupinami regeneratyviniai stiprintuvai (RS1 ir RS2) bei tiesinis kelių praėjimų galios stiprintuvas, kaupinamas išlydžio lempų spinduliuote.

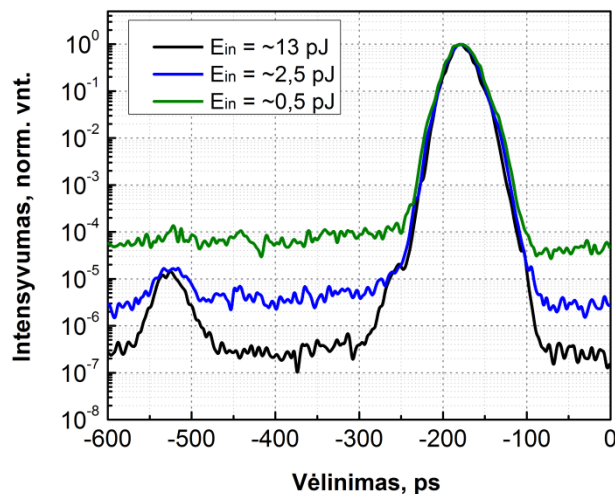
Norint naudoti skirtingus lazerinius šaltinius kartu vienoje parametrinio stiprinimo sistemoje, būtina juos sinchronizuoti tikslumu, atitinkančiu dalį generuojamų impulsų trukmės. Pavyzdžiui, parametrinio stiprintuvo kaupinimui naudojant kelių dešimčių pikosekundžių trukmės impulsus generuojančią Nd:YAG sistemą, reikėtų užtikrinti impulsų sinchronizaciją bent kelių pikosekundžių tikslumu. Priešingu atveju pasireikštų parametriškai sustiprintų impulsų energijos bei spektro nestabilumai. Jeigu lazerių generuojamos spinduliuotės bangos ilgis ženkliai skiriasi, sinchronizacija gali būti atlikta elektroninio „pririšimo“ būdu, preciziškai suderinant atskirus osciliatorius [21, 47], arba sinchronizuojant sistemą optiniu būdu, smarkiai išplėtus užduodančio osciliatoriaus impulsų spektrą ir panaudojus jį kito lazerio užkratui [48]. Optinė sinchronizacija yra tikslesnė, nes užkrato impulsai yra generuojami to paties lazerinio šaltinio. Kadangi Yb:KGW priverstinės spinduliuotės spektras iš dalies persikloja su Nd:YAG stiprinimo juosta ties 1064 nm, atsiranda galimybė femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus impulsus panaudoti dviejų skirtingų stiprintuvų (Yb:KGW ir Nd:YAG) užkratui vienu metu.

Užkrato impulsas tiesinio stiprintuvo įvade turėtų būti pakankamai ilgas, kad jį būtų galima sustiprinti iki numatytų energijų, kartu išvengiant saviveikos efektų (fazės moduliavimosi, fokusavimosi). Todėl tinkama impulso trukmė turi būti suformuota jau RS1 ir RS2 regeneratyviniuose stiprintuvuose. Vien dėl stiprinimo sąlygoto spektro siaurinimo impulsas pirmame regeneratyviniame stiprintuve RS1 išplinta tik iki 13,5 ps ir beveik nepakinta RS2 išvade. Todėl abiejų stiprintuvų rezonatoriuose naudojami papildomi stiprinamojo impulso trukmę formuojantys elementai - Fabry-Pero etalonai.

Tokiu būdu impulsas pirmame regeneratyviniame stiprintuve išplečiamas iki ~ 27 ps, o antrame – iki ~ 100 ps.

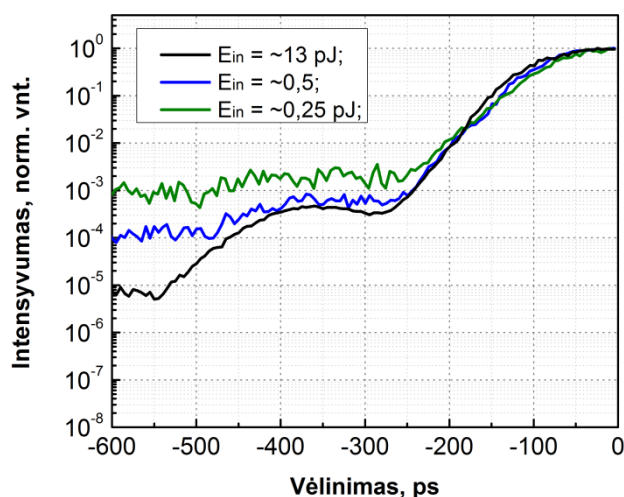
Viename tokios konfigūracijos regeneratyviniame stiprintuve pasiekti $100 \mu\text{J}$ išvadinių impulsų energiją, reikalingą tiesinio stiprintuvo įvade, ir tuo pačiu išplėsti impulso trukmę yra sudėtinga, kadangi dėl sąlyginai mažos užkrato energijos bei papildomų etalonų įnešamų nuostolių impulsui sustiprinti būtų reikalingas žymiai didesnis praėjimų per rezonatorių skaičius bei didesnė kaupinimo galia, o tai sudarytų prielaidą didesniai sustiprintos spontaninės emisijos (ASE) spinduliuotės kiekiui susigeneruoti. Šios problemos išsprendžiamos panaudojus papildomą regeneratyvinį stiprintuvą RS2 impulso laikinių ir energinių charakteristikų formavimui.

Kaip jau buvo minėta anksčiau, viena iš svarbiausių OPCPA sistemų kaupinimui naudojamų šaltinių charakteristikų yra kontrastas, t.y. generuojamos foninės spinduliuotės intensyvumo santykis su pagrindinio impulso smailės intensyvumu. Todėl buvo nuspręsta išmatuoti regeneratyvinių stiprintuvų kontrastą bei ištirti generuojamos ASE spinduliuotės lygio priklausą nuo užkrato energijos. Pirmojo regeneratyvinio stiprintuvo spinduliuotės laikinio kontrasto matavimai pateikti 2.18 pav.



2.18 pav. Pirmos pakopos Nd:YAG regeneratyviniame stiprintuve sustiprinto impulso trečios eilės autokoreliacinės funkcijos, kai naudojamos skirtingos femtosekundinio užkrato energijos (logaritminė skalė).

Kontrasto tyrimai, pavaizduoti 2.18 pav., iš pradžių buvo atlikti esant maksimaliai užkrato energijai, kuri netiesioginiais vertinimais yra lygi ~ 13 pJ (juoda kreivė). Paskui užkrato energija buvo filtrais sumažinta iki 2,5 pJ (mėlyna kreivė) ir 0,5 pJ (žalia kreivė). Kiekvienu atveju buvo parenkamas optimalus eigų stiprintuve skaičius, o kontrastas matuojamas abiejų stiprintuvų išvaduose. Matavimų rezultatai aiškiai parodo, kad stiprintuvo RS1 išvadinės spinduliuotės kontrastas priklauso nuo užkrato energijos ir, esant silpnam užkratui, išauga ASE spinduliuotės intensyvumas. Impulsų kontrastas po antrosios pakopos stiprintuvo (2.19 pav.) maždaug viena eile prastesnis nei pirmos pakopos stiprintuvo išvade, ir esant didžiausios energijos femtosekundiniam užkratui ASE spinduliuotės lygis yra $\sim 5 \times 10^{-6}$. Taip yra dėl to, kad antrame regeneratyviniame stiprintuve generuojami ne tik savi kvantiniai triukšmai, bet tuo pačiu stiprinama ir iš pirmo stiprintuvo sklindanti ASE dalis. Todėl bendrą sistemos kontrastą didžiąja dalimi apsprendžia sinchronizacijai naudojamo užkrato energija pirmojo stiprintuvo įvade.

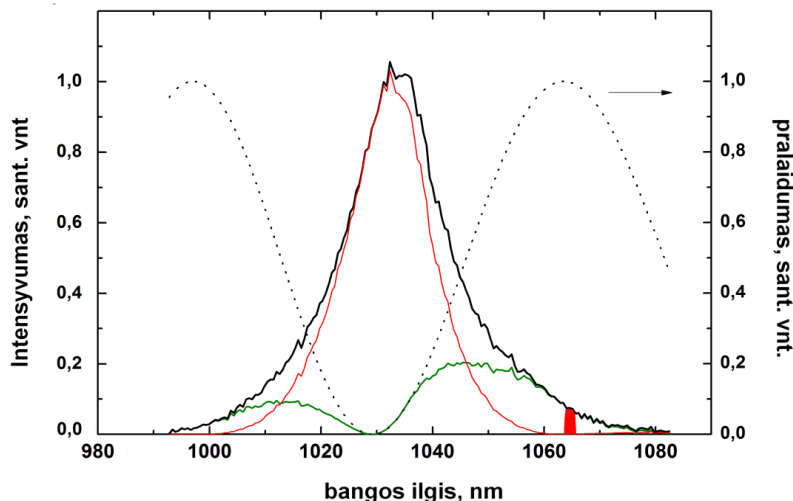


2.19 pav. Antros pakopos Nd:YAG regeneratyviniame stiprintuve sustiprinto impulso trečios eilės autokoreliacinės funkcijos, esant skirtingoms sistemos užkrato energijoms.

Reikia paminėti, kad dviejų regeneratyvinių stiprintuvų naudojimas turi dar vieną privalumą – siekiant išvadinio impulso aukštesnio laikinio kontrasto, tarp stiprintuvų gali būti panaudotas papildomas kontrasto gerinimo prietaisas, kuris turėtų nufiltruoti dalį pirmojo stiprintuvo ASE spinduliuotės [65].

Taigi buvo parodyta, kad, siekiant užtikrinti aukštą generuojamų impulsų kontrastą, būtina panaudoti didžiausią užkrato energiją abiejuose stiprintuvuose. Šiam tikslui pasiekti buvo pritaikytas poliarizacinis spektrinis spinduliuotės atskyrimas.

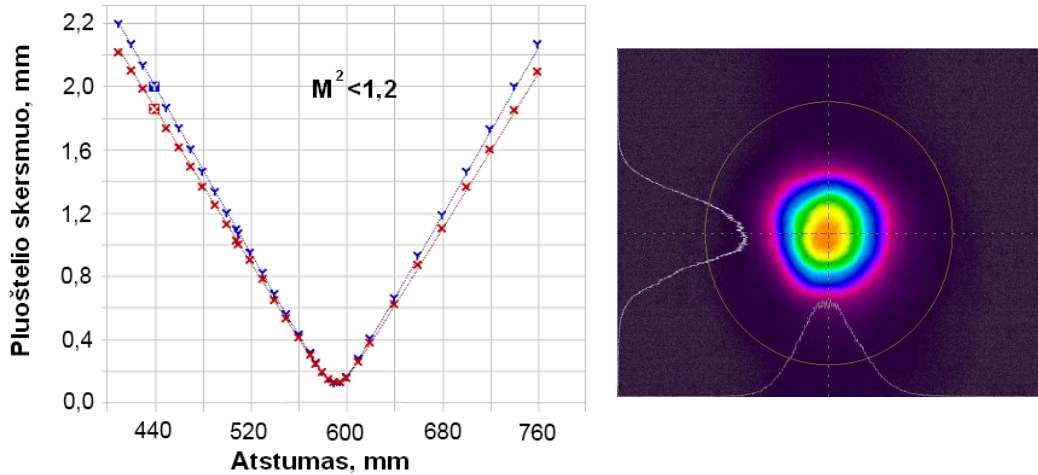
Atskyrimo prietaisas susideda iš žemos eilės fazinės plokštelės su maksimalia poliarizacijos sukimo verte ties 1064 nm bangos ilgiu ir poliarizacinio kubo skirtingų poliarizacijų spinduliuotės atskyrimui. Plokštelės eilė parinkta taip, kad poliarizacijos sukimo minimumas tektų 1030 nm bangos ilgio spinduliuotei, taip išsaugant didžiąją Yb:KGW stiprintuvo užkrato energijos dalį. Praleista pro poliarizacinį kubą spinduliuotės dalis naudojama Nd:YAG stiprintuvo, o atspindėta – Yb:KGW stiprintuvo užkratui (2.20 pav.).



2.20 pav. Užduodančiojo osciliatoriaus spektras ir Yb:KGW - Nd:YAG regeneratyvinių stiprintuvų optinė sinchronizacija. Punktyrine linija pažymėtas poliarizacinio atskyrimo sistemos pralaidumas, juoda kreivė – Yb:KGW osciliatoriaus spektras, raudona kreivė – Yb:KGW stiprintuvo užkratui naudojama spektro dalis, žalia kreivė – atskirta spektro dalis, nukreipta į Nd:YAG stiprintuvo užkrato kanalą. Raudona sritis – naudinga užkrato dalis ties 1064 nm.

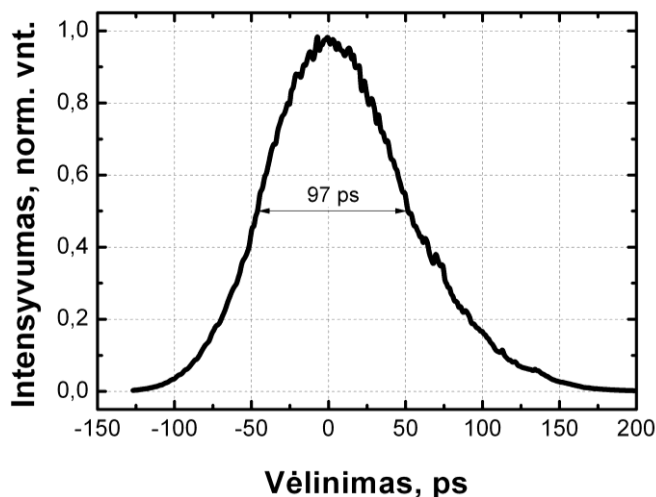
Tokiu būdu į abu kanalus yra atskiriama maksimalios energijos reikalinga spektro dalis. Nors matome, kad Yb:KGW stiprintuvo užkratui tenkančio impulso spektras susiaurėja, esminio poveikio regeneratyvinio stiprintuvo išvadinių impulsų trukmei tai nedaro.

Tiriant regeneratyvinių stiprintuvų sistemos išvadinio pluošto erdvines charakteristikas, buvo išmatuoti pluošto kokybės parametras M^2 ir intensyvumo profilis artimajame lauke (2.21 pav.)



2.21 pav. Regeneratyvinių stiprintuvų sistemos išvadinio pluošto kokybės matavimo rezultatai: pluošto skersmens skirstinys (kairėje) ir intensyvumo skirstinys artimajame lauke, esant impulsų energijai $\sim 100 \mu\text{J}$ (dešinėje).

Matavimų rezultatai rodo, kad pluoštas pasižymi gera kokybe ($M^2 < 1,2$), tačiau skėstis statmenose skersinėse koordinatėse šiek tiek skiriasi, o pluoštas sąsmaukoje yra nežymiai elipsinis (elipsės ašių santykis $\sim 1,06$).



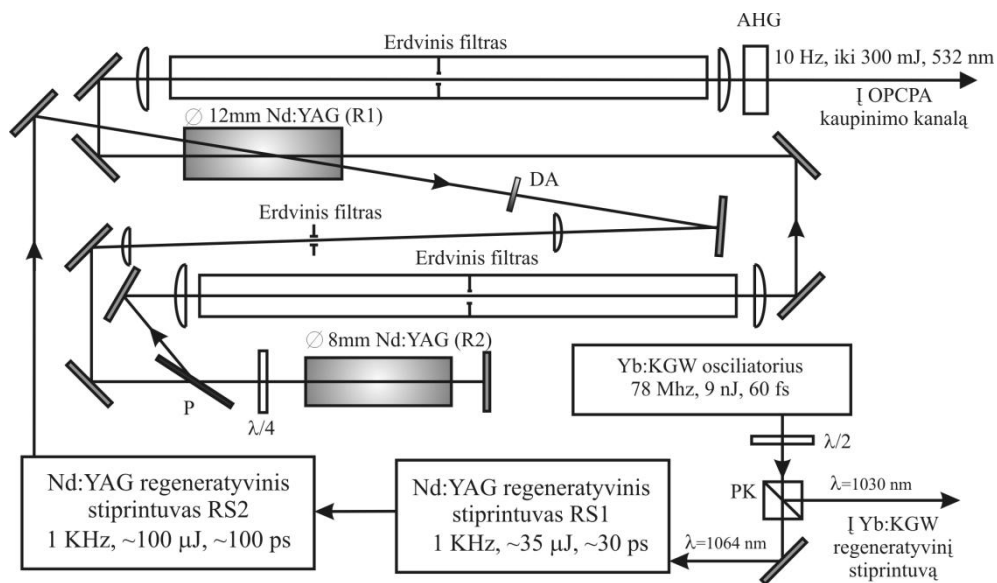
2.22 pav. Impulso gaubtinės profilis Nd:YAG RS2 stiprintuvo išvade, išmatuotas kryžminės koreliacijos metodika.

Stiprintuvo išvadinio impulso trukmės matavimai buvo atlikti kryžminės impulsų koreliacijos metodu. Dešimčių pikosekundžių trukmės tiriamas

impulsas buvo zonduojamas 300 fs “Pharos” lazerio antros harmonikos impulsu, kas leido nustatyti ne tik impulso trukmę, bet ir laikinės gaubtinės formą (2.22 pav.). Impulso trukmė yra lygi ~ 100 ps, o impulso gaubtinė yra šiek tiek asimetrinė. Statesnis priekinis impulso frontas gali būti etalonų naudojimo rezonatoriuje pasekmė.

Lempomis kaupinamo Nd:YAG tiesinio galios stiprintuvo charakterizavimas

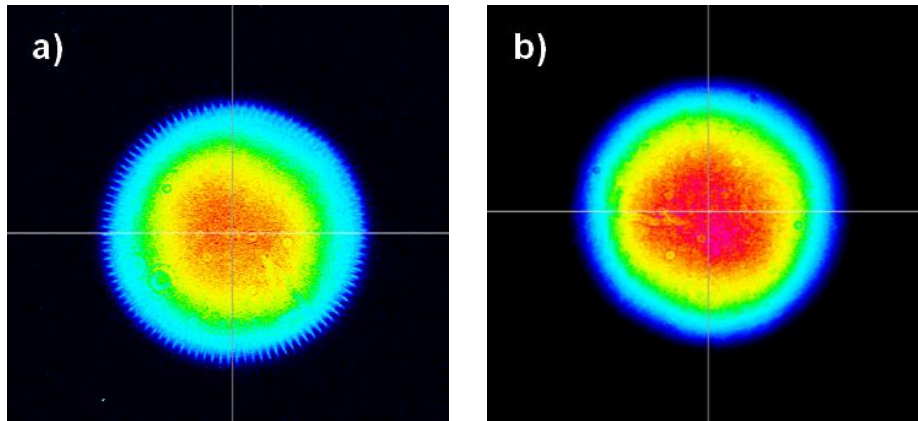
Galutinis pikosekundinių impulsų stiprinimas buvo atliekamas kelių eigi išlydžio lempų spinduliuote kaupinamame stiprintuve (UAB „EKSPLA”), kurio schema pateikta 2.23 pav. Šio stiprintuvo maksimalus veikimo dažnis yra 10 Hz. Kadangi regeneratyvinių stiprintuvų sistemos impulsų pasikartojimo dažnis lygus 1 kHz, iš esamos impulsų sekos buvo išskiriama 10 Hz pasikartojimo dažnio impulsų vora naudojant DKDP Pokelso narvelį ir du poliarizatorius.



2.23 pav. Lazerinio lempomis kaupinamo Nd:YAG stiprintuvo optinė schema.

Stiprintuve 100 μ J energijos impulsai iš pradžių nukreipiami į 12 mm skersmens Nd:YAG lazerinį strypą R1 ir sustiprinami iki 1 mJ energijos. Tam, kad būtų suformuotos atitinkamos pluošto erdvinės charakteristikos, sistemoje naudojami trys erdviniai filtras ir 6 mm skersmens apodizuojanti dantytą

apertūra DA. Ši apertūra, naudojama kartu su erdviniu filtru, užtikrina tolygų pluošto kraštų intensyvumo kitimą, kas savo ruožtu minimizuoja difracinių žiedų tarp atvaizdavimo plokštumų formavimąsi [66]. Pluošto intensyvumo profiliai apertūros DA ir strypo R2 plokštumose pateikti 2.24 pav.

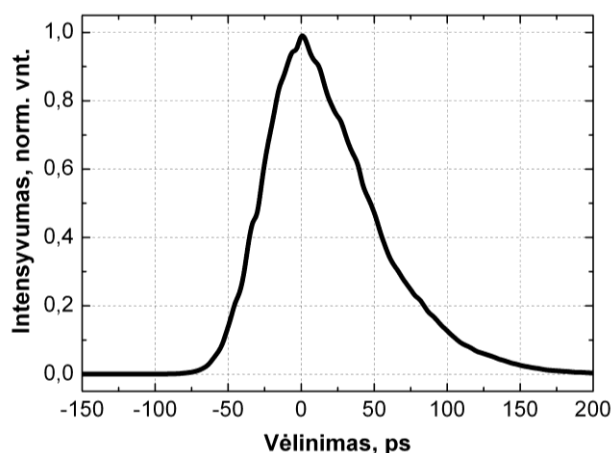


2.24 pav. Pluošto intensyvumo skirstiniai: a) iš karto už dantytos apertūros (FWHM = 3,7 mm); b) ties Nd:YAG strypo R2 priekiniu paviršiumi (FWHM = 4 mm).

Iš viso sistemoje panaudoti trys erdviniai filtrai, kurių paskirtis – panaikinti dėl susifokusavimo, sustiprintos spontaninės emisijos ir galimų optinių elementų defektų atsirandančias aukšto dažnio erdvinio spektro dedamąsias. Kadangi lęšio židinyje impulso intensyvumas viršija oro pramušimo slenkstį, dviejų erdviųjų filtrų diafragmos patalpintos vakuuminėse kiuvetėse.

Du kartus praleistas pro 8 mm skersmens Nd:YAG strypą R2 impulsas sustiprinamas jau iki 140 mJ energijos. Po to lęšių sistema pluoštas atvaizduojamas į R1 strypą su ~ 1,5 kartų didinimu, tuo pačiu jį erdviškai filtruojant. R1 strype impulsai sustiprinami jau iki 620 mJ energijos. Deja, šio lazerio aktyviųjų elementų kaupinimui naudojamos išlydžio lempos turi savybę gana greitai degraduoti, todėl atliekant eksperimentus šios sistemos maksimali išvadinė galia palaipsniui mažėjo. Todėl šiame darbe bus pateikiamos skirtingos šios sistemos išvadinių impulsų energijos vertės.

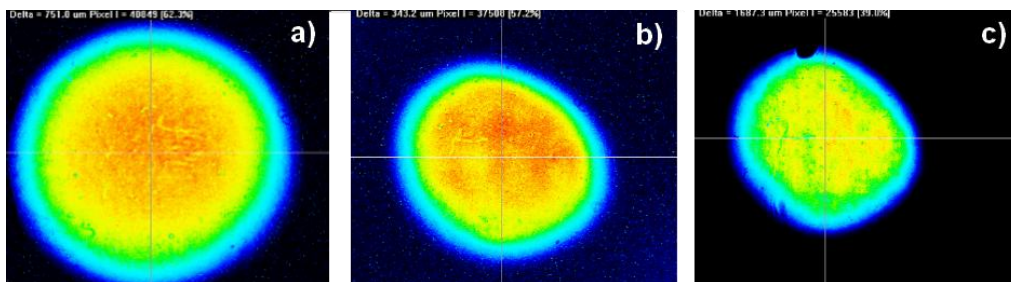
Naudojant tokią pat metodiką, kaip ir regeneratyvinių stiprintuvų tyrimuose, buvo išmatuota impulso kryžminės koreliacijos funkcija (2.25 pav.).



2.25 pav. Impulso gaubtinės profilis Nd:YAG stiprintuvo išvade, išmatuotas kryžminės koreliacijos metodika.

Matavimo rezultatai rodo, kad sustiprinto impulso trukmė yra lygi ~ 78 ps, o laikinė gaubtinė yra dar statesnė impulso priekyje, nei buvo stebima RS2 stiprintuvo išvade. Priekinis impulso frontas statėja, kadangi tiesiniame galios stiprintuve jis patiria didesnę stiprinimą, o už jo esanti impulso dalis sklinda aktyviu elementu, kuriame jau iš dalies nuskurdinta užpildos apgraža, ir yra stiprinama mažiau. Impulso trukmės pokytį galima paaiškinti priekinio fronto statėjimu bei prielaida, kad įvadinis impulsas nėra spektru ribotas.

Antros harmonikos generavimui buvo pasirinktas 10 mm ilgio DKDP kristalas, o didžiausia AH impulso energija siekė 350 mJ. Fundamentinės bei antros harmonikos pluoštų intensyvumo skirstiniai pateikti 2.26 pav. Matome, kad sklisdami pluoštai pasidaro nesimetriniai. Kad toks skirstinys neiškreiptų parametriškai stiprinamo signalo profilio, reikia atvaizduoti sistemos išvadą į parametrinės stiprintuvo kristalo paviršių.



2.26 pav. Nd:YAG stiprintuvų sistemos fundamentinės spinduliuotės išvadinio pluošto intensyvumo profiliai AH kristale (a) ir 150 cm nuo išvado (b); AH spinduliuotės intensyvumo profilis 120 cm atstumu nuo išvado (c).

3. Femtosekundiniais impulsais kaupinamo parametrinio šviesos stiprintuvo kūrimas ir optimizavimas

Parametriniai šviesos stiprintuvai tam tikromis sąlygomis gali stiprinti signalus, kurių spektras yra itin platus ir gali siekti dažnių oktavą. Yra du pagrindiniai būdai pasiekti tokias sąlygas: I-jo parametrinės sąveikos tipo stiprintuvai turi veikti arti išsigimusio režimo arba turi būti naudojama nekolineari parametrinio stiprinimo konfigūracija [67]. Nekolinearaus parametrinio stiprinimo metodas (angl. *noncollinear parametric amplification* - NOPA) [68] turi daugiau privalumų – mažesnė pakopinių parametrinių procesų įtaka, lyginat su kolinearios sąveikos atveju [69], signalinį impulsą lengva atskirti erdvėje nuo šalutinės ir kaupinimo bangų. Naudojant baltos šviesos kontinuumo užkratą ir Ti:safyro lazeriu kaupinamą NOPA sistemą, buvo pasiekta mažesnės nei 4 fs trukmės impulsų generacija matomojoje bangų ilgių srityje [70]. Šiuo metu ši technologija yra plačiai naudojama ir įdiegta komerciniuose prietaisuose [49].

Femtosekundinių iterbio lazerinių sistemų atsiradimas atvėrė naujas galimybes kurti parametrinius stiprintuvus artimojo infraraudonojo diapazono plataus spektro signalų stiprinimui. Šios diodinio kaupinimo sistemos yra patikimos ir yra mažesnių matmenų, lyginant su dauguma Ti:safyro lazerių. Be to, neseniai buvo pademonstruota tokios lazerinės sistemos osciliatoriaus veika stabilios nešančiojo dažnio ir gaubtinės santykinės fazės režime [71]. Antrąją iterbio lazerių spinduliuotės harmonika kaupinamos NOPA sistemos užkratui naudojant 1030 nm spinduliuote kaupinamo kontinuumo generatoriaus signalą, įmanoma suformuoti mažesnės nei 10 fs trukmės ir ~ 800 nm centrinio bangos ilgio impulsus [31, 72]. Tačiau, remiantis iki šiol paskelbtomis publikacijomis, šių sistemų generuojamų impulsų energija yra mažesnė nei 1 μ J arba impulsų trukmė yra ženkliai didesnė nei 10 fs [73-75]. Impulsų stiprinimas iterbio lazerių kaupinamos NOPA sistemose iki energijų, didesnių nei keletas mikrodžaulių, ir jų spūda iki trukmių, mažesnių nei 10 fs, kol kas

pademonstruota tik eksperimentuose, kuriuose kaip užkratas yra naudojami Ti:safyro oscilatoriaus impulsai [76, 77]. Pagrindiniai paminėtų eksperimentinių darbų parametrai pateikti 1 lentelėje.

1 lentelė. Femtosekundiniais iterbio lazeriais kaupiamų parametrinių šviesos stiprintuvų charakteristikos. τ_s^{out} – išvadinio impulso trukmė, E_s^{out} – impulso energija (skliaustuose pažymėta išvadinių impulsų energija po spūdos), η - energijos keitimo efektyvumo koeficientas, $\Delta\lambda$ - stiprinamo signalo spektrinė sritis, SC – superkontinuumo spinduliuotė, SPM – dėl fazinio moduliavimo šviesolaidyje išplėstas spektras.

τ_s^{out} , fs	E_s^{out} , μ J	η , %	$\Delta\lambda$, nm	Pasikart. dažnis	Užkratas	Nuor.
8.8	1.5 (1.3)	11	700-1020	143 kHz	Ti:saf.	[76]
6.9-7.8	35 (20-33)	10.6	680-930	60 kHz	Ti:saf.	[77]
9.7	0.42	14	700-980	1 MHz	SC	[78]
51	25 (16)	13	780-830	80 kHz	Ti:saf	[74]
14	0.4 – 0.86	13 – 28	derinama 600-1000	500 kHz – 2 MHz	SPM	[73]
20	0.5 (0.45)	~12	750-850	2 MHz	SC	[75]
15.6	0.3 (0.27)	7.3				
9.7	45 nJ	10	800-900	1 MHz	SC	[72]

Nors kontinuumo generavimas yra vienas iš pagrindinių būdų plataus spektro parametrinių stiprintuvų OPCPA sistemų užkrato formavimui, parametrinė fluorescencija taip pat gali būti plačiajuostės spinduliuotės šaltiniu. Tačiau ji retai naudojama femtosekundiniuose parametriniuose stiprintuvuose dėl prastos pluošto kokybės bei nestabilumų, sąlygotų triukšminės proceso prigimties. Be to, triukšmo fazinė charakteristika yra chaotinė, todėl tokių impulsų neįmanoma suspausti iki spektru ribotos trukmės. Pasirenkant kontinuumo generavimo terpę ir konfigūraciją, pagrindiniai atrankos parametrai buvo generuojamo plačiajuosčio signalo spektras ir energija, o taip pat generatoriaus stabilumas ir patikimumas, kadangi nuo šio modulio veikimo priklauso visos sistemos funkcionavimas.

3.1. Baltos šviesos kontinuumo generavimas skaidriose kietosiose medžiagose

Kontinuumo generacijos reiškinys pirmą kartą stebėtas 1970 m. [79]. Nuo to laiko buvo skirta daug pastangų ištirti šio reiškinio eigą sąlygojančius fizikinius vyksmus [80]. Iki šiol manoma, kad dominuojantys mechanizmai spektro plitimo procese yra fazės moduliavimasis ir fokusavimasis. Kitų reiškinų indėlis, tokių kaip plazmos formavimasis, keturbangis maišymas, smūginės bangos formavimasis ar impulso kanalizavimasis (angl. *self-guiding*), taip pat yra svarbus. Be to, proceso dinamika smarkiai priklauso nuo pradinio impulso trukmės. Nustatyta, kad pikosekundžių trukmės impulsai vykstant fokusavimuisi dėl griūtinės jonizacijos sukuria žymų plazmos tankį medžiagoje, ir tai neleidžia pluoštui pasiekti „kolapso“ [81]. Tuo tarpu femtosekundinių impulsų režime „kolapso“ išvengti padeda pasireiškianti medžiagos dispersija [82] ir daugiafotonis sužadinimas, kuris lemia papildomų laisvų elektronų generavimąsi [83]. Įdomu tai, jog kontinuumas, generuojamas naudojant femtosekundinius impulsus, pasižymi mažesne skėstimi nei pikosekundinių impulsų atveju, kaip manoma, dėl kanalizavimosi efekto [83].

Kontinuumo generavimas skysčiuose turi praktinį privalumą, nes dėl skysčių prigimties medžiagos pažaida yra trumpalaikė, jai įvykus nereikia keisti bandinio. Tačiau paprastai ši kontinuumo spinduliuotė pasižymi erdvinio nestabilumu dėl skysčio konvekcijos. Kontinuumo, gauto dujose arba fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, spektras pasižymi moduliacija, kuri sąlygoja šalutinių impulso satelitų atsiradimą. Tuo tarpu kietuose kūnuose generuojamo kontinuumo spektras turi glotnų ir tolygų skirstinį nuo kaupinimo spinduliuotės link trumpesnių bangų ilgių [84]. Be to, kontinuumo generacijos slenkstis juose yra žemesnis. Todėl buvo nuspręsta kontinuumą generuoti kieto kūno terpėje. Lyginant su spektro plėtimu šviesolaidžiuose, šis būdas yra pranašesnis, nes nereikalauja preciziško kaupinimo spinduliuotės įvedimo į šviesolaidį, yra tolerantiškas mechaniniams virpesiams.

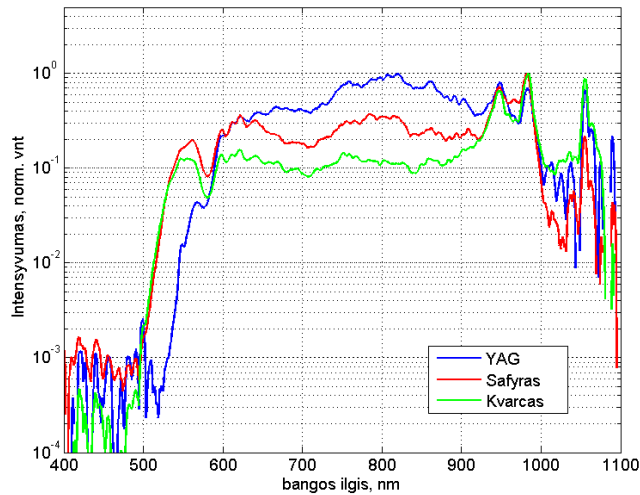
Bandytuose LiF ir CaF₂ kristaluose buvo įmanomas tik trumpalaikis kontinuumo generavimas esant 300 fs impulsų trukmei. Ilgesnį laiką generuoti kontinuumą įmanoma nuolatos judinant kristalą skersinėje koordinatėje, priešingu atveju įvyksta šiluminis kristalo pažeidimas [85,86], kas ir buvo stebėta eksperimento metu. Siekiant sukonstruoti patikimą, paprastą ir stabilų kontinuumo generatorių buvo atsisakyta judančių elementų, todėl minėti kristalai nebuvo naudoti.

Tolimesniems tyrimams buvo parinkti 6 mm ilgio safyro (Al₂O₃), YAG (Y₃Al₅O₁₂) ir lydyto kvarco (SiO₂) bandiniai. Į kontinuumo generavimo kanalą buvo atskeliama apie 5 % lazerio spinduliuotės energijos, o tiksliai reikiamos energijos derinimui naudojamas slopintuvas, susidedantis iš pusės bangos ilgio fazinės plokštelės ir poliarizatoriaus. Spinduliuotė fokusuojama į bandinį 80 mm židinio nuotolio lęšiu, o bandinio padėtis bei žadinančios spinduliuotės energija parenkamos taip, kad kontinuumo generacija būtų stabili laike ir turėtų tolygų intensyvumo skersinį skirstinį. Žadinančioji spinduliuotė buvo atskirta panaudojus aukšto atspindžio koeficiento dielektrinių dangų veidrodį HR@1010-1050. Buvo nustatyti kontinuumo generacijos slenksčiai duotuose bandiniuose bei išmatuota stabilios kontinuumo spinduliuotės energija.

2 lentelė. Kontinuumo generavimosi sąlygų ir medžiagų charakteristikų [84] palyginimas.

	Al ₂ O ₃ (safyras)	Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAG)	SiO ₂ (kvarcas)
Kristalo ilgis [mm]	6 (4)	6	6
Generacijos slenkstis [μJ]	1,48	3,26	1,1
Stabilus kontinuumas [μJ]	1,76 (2,2)	3,37	1,3
Kontinuumo spinduliuotės energija [nJ]	7,5 (10)	5,4	8
Netiesinis lūžio rodiklis [cm ² /W]	3,1×10 ⁻¹⁶	6,9×10 ⁻¹⁶	2,7×10 ⁻¹⁶

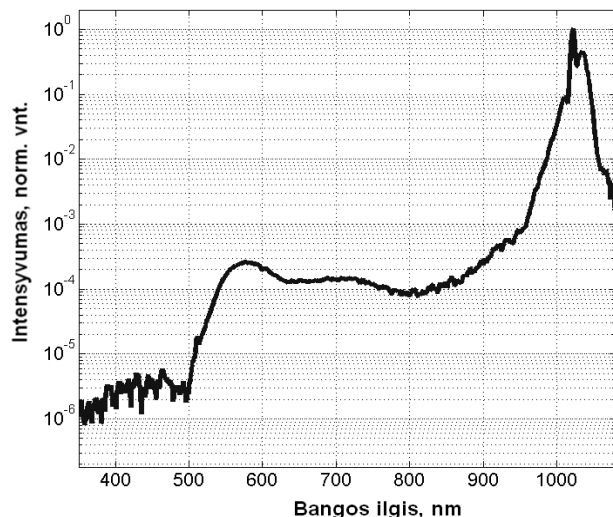
Eksperimentų rezultatai rodo, kad nurodytomis fokusavimo sąlygomis naudojant Al_2O_3 ir SiO_2 kristalus, plataus spektro signalų generacija stebima prie mažesnių energijų, nei YAG kristalo atveju, tuo tarpu visose bandytose medžiagose generuojamos spinduliuotės erdvinis skirstinys glotnus ir simetriškas (3.1 pav.)



3.1 pav. Superkontinuumo spinduliuotės, generuojamos Yb:KGW lazerio impulsais, spektrai (mėlyna kreivė - $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ kristale, raudona - Al_2O_3 kristale, žalia kreivė – SiO_2 kristale).

Ilgalaikiai kontinuumo generavimo tyrimai parodė, kad SiO_2 kristale stabilus kontinuumo generavimas duotomis sąlygomis įmanomas 3-6 valandas, vėliau stebimi kontinuumo spinduliuotės nestabilumai, kuriuos sąlygoja pokyčiai kvarco kristale (galima daryti prielaidą, kad tai spalvinių centrų susikūrimas bei jį sekanti šiluminė medžiagos pažaida), tuo tarpu Al_2O_3 kristale kontinuumo generavimas vyko daugiau nei 24 valandas be kristalo degradacijos požymių. Dėl šių priežasčių safyro kristalas buvo pasirinktas naudoti sistemos kontinuumo generatoriuje.

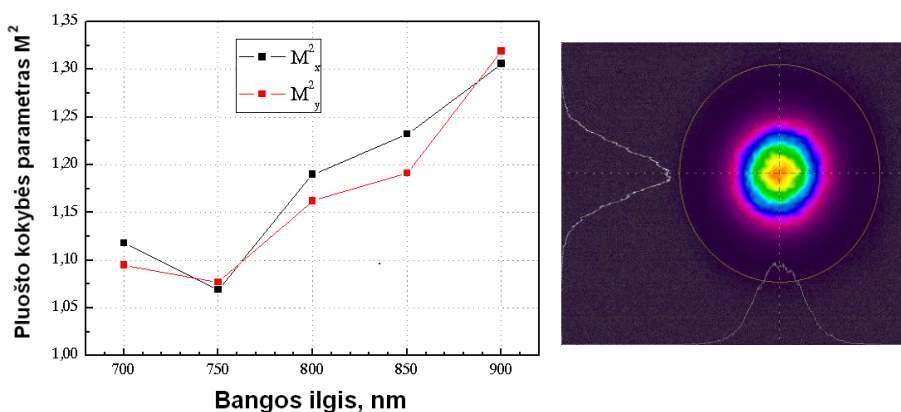
Siekiant sumažinti plačiajuosčio impulso dispersinį plitimą medžiagoje, taip pat išbandytas trumpesnis, 4 mm ilgio, safyro kristalas. Geriausi rezultatai trumpesniame kristale buvo stebimi esant $2,2 \mu\text{J}$ impulso energijai. Superkontinuumo spinduliuotės energija spektro ruože nuo 500 nm iki 950 nm siekė 10 nJ. Kontinuumo spinduliuotės spektras, gautas naudojant 4 mm safyro bandinį, yra pavaizduotas 3.2 paveiksle.



3.2 pav. Generuojamo 4 mm safyro kristale superkontinuumo spektras, esant 2,2 μ J kaupinimo impulso energijai (logaritminėje skalėje).

Siekiant optimizuoti kontinuumo spinduliuotės naudojimą parametrinio stiprinimo schemeje, buvo nuspręsta ištirti kontinuumo spinduliuotės erdvinius parametrus, naudojant M^2 parametro matuoklį Spiricon M2-200-FW.

Vienas dažniausiai naudojamų pluošto kokybės parametras M^2 turi mažai prasmės superkontinuumo pluoštui charakterizuoti, nes yra apskaičiuojamas atsižvelgiant į spinduliuotės bangos ilgį, todėl mes išmatavome šio parametro vertes ties keliais bangos ilgiais, panaudoję siauros pralaidumo juostos ($\Delta\lambda = 10$ nm) interferencinius filtrus. Šių matavimų rezultatai pavaizduoti 3.3 paveiksle.



3.3 pav. Kairėje – superkontinuumo spinduliuotės pluošto skirtingų bangų ilgių komponentų M^2 parametro vertės. Dešinėje – safyro kristale generuojamo superkontinuumo spinduliuotės intensyvumo skirstinys skersinėje koordinatėje.

Matome, kad atskirų superkontinuumo pluošto spektrinių komponentų kokybės parametras M^2 yra 1,05-1,35, o tai rodo gana gerą pluošto kokybę, bet skirtingą komponentų skėstį. Pilno spektro superkontinuumo pluoštui charakterizuoti pasitelkėme BPP (*angl. „beam parameter product“*) kriterijų, kuris yra lygus pluošto skėsties ir pluošto diametro sąsmaukoje sandaugai. Išmatuotas generuojamo safyro kristale kontinuumo pluošto BPP buvo lygus $0,445 \text{ mm} \times \text{mrad}$. Palyginimui, idealaus Gauso pluošto ties 800 nm bangos ilgiu BPP yra lygus $0,255 \text{ mm} \times \text{mrad}$. Šis skirtumas iš dalies yra sąlygotas matavimui naudoto lęšio chromatinės aberacijos, kuri lemia didesnę plataus spektro pluošto diametrą sąsmaukoje, kadangi skirtingų spektrinių komponentų sąsmaukos susidaro skirtinguose atstumuose. Apibendrinant rezultatus buvo nuspręsta, kad šis pluoštas yra tinkamas parametrinio stiprintuvo užkratui.

3.2. Parametrinio stiprinimo modeliavimas trumpų impulsų sąlygomis

Prieš tolesnį signalo stiprinimą parametriniame stiprintuve buvo atlikta stiprinimo sąlygų analizė bei optimizavimas, pasinaudojus tiek analitinėmis išraiškomis, tiek skaitmeninių modeliavimu.

Faziškai moduluotų impulsų optinio parametrinio stiprinimo teorinė analizė paprastai susiveda į surištųjų bangos lygčių sistemos nagrinėjimą. Esant kaupinimo bangos nuskurdimui, šių lygčių analitiniai sprendiniai gali būti tiriami skaitmeniniu būdu, kas leidžia nustatyti sistemos stiprinimo juostos plotį, taip pat stebėti signalinės bangos spektro kitimą plokščios monochromatinės kaupinimo bangos atveju. Tačiau šis būdas netinka ultratrumpų impulsų atveju, nes nėra įskaitoma dispersijos bei laikinio išbėgimo įtaka. Atsižvelgus į šiuos reiškinius, lygčių sistemos sprendinius galima gauti tik skaitmeniniu būdu.

Nagrinėjant kolinearią trijų bangų sąveiką dispersinėje kvadratinio netiesiškumo terpėje plokščių bangų artinyje, yra gaunama tokia surištų lygčių išraiška:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_1}{\partial z} &= -\frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} g_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + i\sigma_1 A_2^* A_3, \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} &= -\frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} g_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + i\sigma_2 A_1^* A_3, \\ \frac{\partial A_3}{\partial z} &= -\frac{1}{u_3} \frac{\partial A_3}{\partial t} + \frac{i}{2} g_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial t^2} + i\sigma_3 A_1 A_2,\end{aligned}\quad (3.1)$$

kur A_j , u_j , g_j ir σ_j ($j = 1, 2, 3$) yra atitinkamai kompleksinė amplitudė, grupinis greitis, grupinių greičių dispersija ir sąryšio koeficientas; $j = 1$ žymėsime signalinę bangą, $j = 2$ atitiks šalutinę, o $j = 3$ – kaupinimo bangą; z yra išilginė koordinatė, o t – laikas. Taip pat naudosime šiuos žymėjimus: γ – laikinio čirpo parametras, $\Delta\Omega$ – spektro plotis pusės maksimumo lygyje, τ – impulso trukmė, G – stiprinimo koeficientas, η – energijos keitimo efektyvumo koeficientas. Papildomu nuliniu indeksu žymėsime pradines parametrų vertes. Patogumo dėlei daugumą parametrų normuosime pradinių arba maksimalių verčių atžvilgiu.

Laikysime, kad mūsų atveju kaupinimo ir čirpuotas signalo impulsai yra Gauso pavidalo ir pakankamai ilgi, kad galėtume nepaisyti grupinių greičių skirtumo trumpame kristale. Taip pat, kad parametrinio stiprintuvo juosta yra platesnė už signalo impulso spektrą. Tokiu atveju laikinės išvestinės gali būti atmestos, ir lygčių sistema (3.1) gali būti supaprastinta:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\sigma_1 A_2^* A_3, \quad \frac{\partial A_2}{\partial z} = i\sigma_2 A_1^* A_3, \quad \frac{\partial A_3}{\partial z} = i\sigma_3 A_1 A_2. \quad (3.2)$$

Lygtys (3.2) turi būti sprendžiamos prie kraštinės sąlygos $z = 0$, kur z yra kristalo ilgis. Darysime prielaidą, kad šiame taške šalutinė banga neegzistuoja ir vėliau sugeneruojama sąveikos metu. Signalas ir šalutinės bangos yra faziškai jungtinės, todėl sąveikaujančių bangų kompleksinės amplitudės gali būti užrašytos taip: $A_1 = B_1 \exp[i(\varphi_0 + \pi/4)]$, $A_2 = B_2 \exp[-i(\varphi_0 - \pi/4)]$, $A_3 = B_3$, kur $\varphi_0(t) = -\gamma_{10} 2 \ln 2 t^2 / \tau_{10}^2$.

Esant kraštinėms sąlygoms $B_{10} = a_{10} \exp(-2 \ln 2 t^2 / \tau_{10}^2)$, $B_{20} = 0$, $B_{30} = a_{30} \exp(-2 \ln 2 t^2 / \tau_{30}^2)$, lygtys (3.2) gali būti perrašytos taip:

$$\frac{\partial B_1}{\partial z} = \sigma_1 B_2 B_3, \quad \frac{\partial B_2}{\partial z} = \sigma_2 B_1 B_3, \quad \frac{\partial B_3}{\partial z} = -\sigma_3 B_1 B_2, \quad (3.3)$$

o Manli-Rou (*Manley-Rowe*) sąryšiai, aprašantys energinius mainus, yra

$$\sigma_2 B_1^2 - \sigma_1 B_2^2 = \sigma_2 B_{10}^2, \quad \sigma_3 B_1^2 + \sigma_1 B_3^2 = \sigma_3 B_{10}^2 + \sigma_1 B_{30}^2 \quad (3.4)$$

Kaupinimo nuskurdinimo atveju ir esant dideliame stiprinimui ($G(z) = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} a_{30} z \gg 1$) 3.4 lygties sprendiniai gali būti aproksimuoti tokia forma:

$$B_1 \approx \frac{B_{10}}{2} \exp(\sqrt{\sigma_1 \sigma_2} B_{30} z), \quad B_2 \approx \sqrt{\frac{\sigma_2}{\sigma_1}} B_1 \quad (3.5)$$

Tuomet faziškai moduluoto signalo kompleksinės amplitudės išraiška tampa:

$$A_1(t, z) \approx \frac{a_{10}}{2} \exp(i\pi/4) \exp(G) \exp\left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_1^2} (1 + i\gamma_1)\right] \quad (3.6)$$

kur $\tau_1(z) = \tau_{10} / \sqrt{1 + G(z) \tau_{10}^2 / \tau_{30}^2}$, $\gamma_1(z) = \gamma_{10} / (1 + G(z) \tau_{10}^2 / \tau_{30}^2)$. Čia matyti, kad sklindančio kristale stiprinamo impulso trukmė bei čirpo parametras mažėja. Jei $\gamma_{10} \gg 1$, signalinio impulso spektro pločio kitimas pradinio spektro atžvilgiu gali būti užrašytas:

$$\frac{\Delta\Omega_1(z)}{\Delta\Omega_{10}} = \frac{\tau_1}{\tau_{10}} = \frac{1}{\sqrt{1 + G(z) \tau_{10}^2 / \tau_{30}^2}} \quad (3.7)$$

Matome, kad šiuo atveju signalinio impulso spektro plotis $\Delta\Omega_1$ yra stiprinimo koeficiento funkcija ir kinta tokiu pat dėsniu, kaip ir impulso trukmė.

Nuskurdinto kaupinimo atveju darysime prielaidą, kad signalinės ir šalutinės bangų amplitudės yra surištos per išraišką $B_2(t, z) \approx \sqrt{\sigma_2/\sigma_1} B_1(t, z)$. Tuomet lygtys (3.3) didelio stiprinimo koeficiento atveju gali būti supaprastintos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_1}{\partial z} &\approx \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} B_1 B_3, & \frac{\partial B_2}{\partial z} &\approx \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} B_2 B_3, \\ \frac{\partial B_3}{\partial z} &\approx -\sigma_3 \sqrt{\sigma_2/\sigma_1} B_1^2, \end{aligned} \quad (3.8)$$

Išsprendę pirmą (3.8) lygtį gauname:

$$B_1(t, z) = \frac{\sqrt{\sigma_1/\sigma_3} B_{30}(t)}{\cosh[\ln f(t) + \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} B_{30}(t)z]}, \quad (3.9)$$

$$\text{kur } f(t) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma_3 B_{10}(t)}{\sigma_1 B_{30}(t)}} \ll 1.$$

Ši lygtis galioja prie $G(z) = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2} a_{30} z \gg 1$, ir aprašo signalinio impulso vystymąsi parametriniame stiprintuve, įskaitant ir atvejį, kai kaupinimas yra nuskurdinamas.

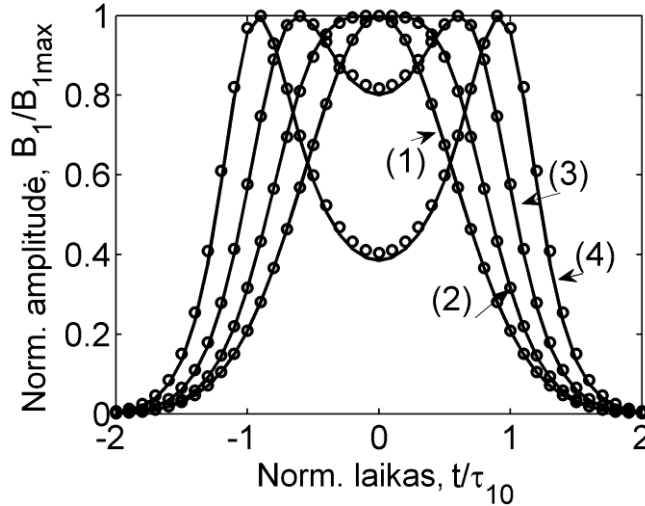
Panagrinėkime, kaip stiprinamo impulso trukmė priklauso nuo netiesinio kristalo ilgio. Pasinaudoję (3.9) išraiška, galime užrašyti:

$$B_1(t, z) \approx \frac{2 \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_3}} a_{30} m \exp \left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{10}^2} \left(1 + G \frac{\tau_{10}^2}{\tau_{30}^2} \right) \right]}{1 + m^2 \exp \left[-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{10}^2} \left(1 + G \frac{\tau_{10}^2}{\tau_{30}^2} \right) \right]}, \quad (3.10)$$

$$\text{kur } m(z) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\sigma_3 a_{10}}{\sigma_1 a_{30}}} \exp[G(z)].$$

Dydis m apibūdina kaupinio nuskurdinimo lygį. Kai $m \ll 1$, (3.10) lygties sprendinys atitinka nuskurdinto kaupinimo atvejį. Signalinės bangos amplitudė pasiekia maksimumą, kai $m \exp \left[-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{30}^2} \left(1 + G \frac{\tau_{10}^2}{\tau_{30}^2} \right) \right] = 1$, o

taške $t = 0$ (t.y. ties impulso centru) m yra lygus 1. Kai $m > 1$, prasideda signalinio impulso centrinės dalies rekonversija. Signalinio impulso gaubtinės kitimas priklausomai nuo kaupinimo nuskurdinimo parametro m išsigimusio stiprinimo režime yra parodytas 3.4 pav. Šiame pavyzdyje linijomis žymimi 3.10 lygties sprendinių rezultatai, o taškais - skaitmeniškai sprendžiant 3.3 lygtis gautos vertės. Matome, kad abiem būdais gautos vertės gerai atitinka.



3.4 pav. Signalinio impulso gaubtinės kitimas skirtingomis kaupinimo nuskurdinimo sąlygomis ($\tau_{10}/\tau_{30} = 0,2$; $a_{10}/a_{30} = 10^{-3}$).
1) $m = 0,01$; 2) $m = 1$; 3) $m = 2$; 4) $m = 5$.

Impulso trukmė pusės amplitudės maksimumo aukštyje (FWHM) šiuo atveju išreiškiama:

$$\frac{\tau_1}{\tau_{10}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{2}{\ln 2} \ln \frac{1 + m^2 - \sqrt{1 + m^4}}{m^2}}{1 + G(z) \tau_{10}^2/\tau_{30}^2}}, \quad m \leq 1, \quad (3.11)$$

$$\frac{\tau_1}{\tau_{10}} = \sqrt{\frac{2 \ln \frac{m}{\sqrt{2} - 1}}{\ln 2 (1 + G \tau_{10}^2/\tau_{30}^2)}}, \quad 1 \leq m \leq 1 + \sqrt{2},$$

čia $G = \ln \left(4 \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_3}} m a_{30}/a_{10} \right)$. Esant $m > 1 + \sqrt{2}$, impulsas suskyla į du atskirus impulsus.

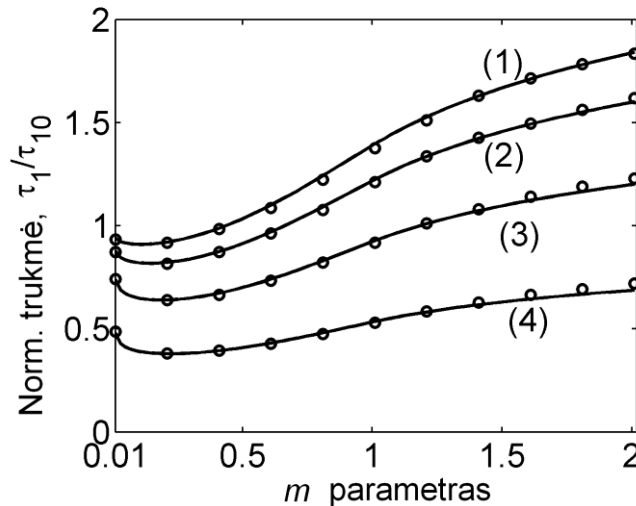
Signalinio impulso trukmės priklausa nuo m parametro prie didelių stiprinimo koeficiento verčių parodyta 3.5 paveiksle. Matome, kad iš pradžių impulsas trumpėja, kadangi šioje stadijoje lemiamą įtaką turi kaupinimo impulso forma. Didėjant m vertei, impulsas pradeda ilgėti. Tai sąlygojama parametrinio stiprinimo soties ties signalo centrine dalimi. Kas liečia signalinio impulso spektro kitimą, galima įrodyti, kad, esant impulso čirpo parametrai $\gamma_{10} \gg 1$, signalo spektro profilis yra artimas impulso laikinės gaubtinės formai. Tai veda prie gana paprasto spektro pločio ir impulso trukmės sąryšio:

$$\frac{\Delta\Omega_1}{\Delta\Omega_{10}} = \frac{\tau_1}{\tau_{10}}. \quad (3.12)$$

Panaudoję (3.10) išraišką, galime užrašyti energijos keitimo iš kaupinimo į signalą efektyvumą:

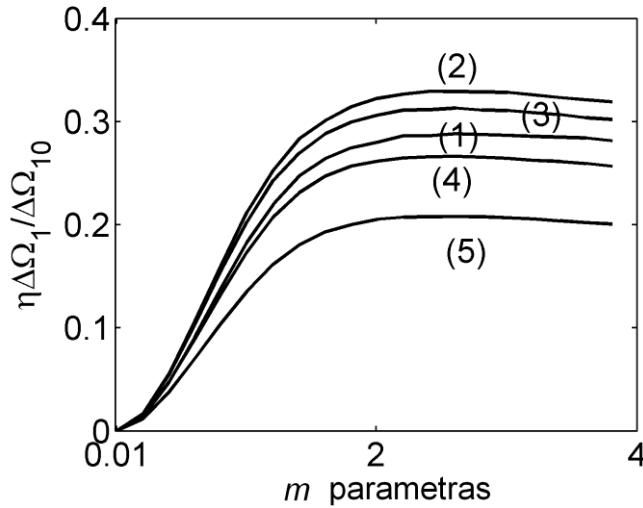
$$\eta = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_1}{\sigma_3} \frac{\tau_{10} m^2}{\tau_{30} \sqrt{1 + G \tau_{10}^2 / \tau_{30}^2}} \int_0^\infty \frac{\exp(-\xi^2)}{[1 + m^2 \exp(-\xi^2)]^2} d\xi, \quad (3.13)$$

kur $\xi = 2\sqrt{\ln 2} \sqrt{1 + G \frac{\tau_{10}^2}{\tau_{30}^2} t}$.



3.5 pav. Signalinio impulso normuotos trukmės τ_1/τ_{10} priklausos nuo kaupinimo nuskurdinimo parametro m , esant skirtingiems kaupinimo ir signalo pradinių trukmių santykių vertėms: 1) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,2$; 2) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,3$; 3) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,5$; 4) $\tau_{10}/\tau_{30} = 1$.

Didinant signalo ir kaupinimo impulsų trukmių santykį (τ_{10}/τ_{30}), energijos keitimo efektyvumas didėja, tačiau siaurėja sustiprinto impulso spektras. Todėl turi egzistuoti optimalus trukmių santykis, leidžiantis pasiekti didžiausią sustiprintų ir laike suspaustų impulsų smailinę galią. Šį santykį galima rasti, kaip kriterijų įsivedus energijos keitimo efektyvumo ir spektro pločio sandaugos parametą $\eta\Delta\Omega_1$. Šio parametro kitimas priklausomai nuo m vertės yra parodytas 3.6 pav. Nesunku įrodyti, kad $\eta\Delta\Omega_1$ pasiekia didžiausią vertę esant optimaliam pradinių trukmių santykiui $(\tau_{10}/\tau_{30})_{opt} = \frac{1}{\sqrt{G}}$, kur $G = \ln(4\sqrt{\sigma_1/\sigma_3} a_{30}/a_{10}) + \ln m$.



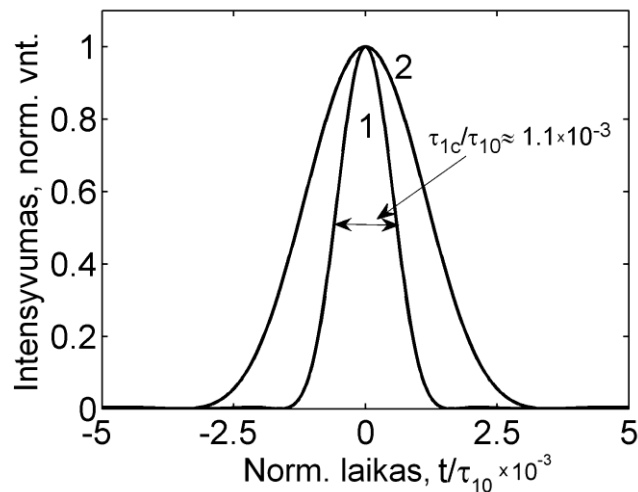
3.6 pav. Energijos keitimo efektyvumo ir spektro pločio sandaugos parametro $\eta\Delta\Omega_1$, normuoto į pradinį spektro plotį, priklausos nuo kaupinimo nuskurdinimo parametro m , esant skirtingiems kaupinimo ir signalo pradinių trukmių santykio vertėms: 1) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,2$; 2) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,3$; 3) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,5$; 4) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,7$; 5) $\tau_{10}/\tau_{30} = 1$.

Matome, kad didžiausia $\eta\Delta\Omega_1$ vertė pasiekama ties $m \approx 2$ ir smarkiai priklauso nuo signalinio ir kaupinimo impulsų trukmių santykio. Su sąlyga $m \approx 2$, randame analitinę išraišką optimaliam trukmių santykiui:

$$\left(\frac{\tau_{10}}{\tau_{30}}\right)_{opt} \approx \frac{1}{\sqrt{\ln(8\sqrt{\sigma_1/\sigma_3} a_{30}/a_{10})}} \quad (3.14)$$

Tuomet galima rasti optimalų trukmių santykį, pvz. išsigimusio parametrinio stiprinimo režime: $(\tau_{10}/\tau_{30})_{opt} \approx 0,34$, kai $a_{10}/a_{30} = 10^{-3}$.

Šis rezultatas gerai atitinka literatūroje sutinkamas vertes [22, 53, 93]. Kai kaupinimo nuskurdinimo parametras yra lygus 1, toks kaupinimo ir signalinio impulsų trukmių santykis leidžia neprarasti signalinio impulso spektro dalies ir suspausti impulsą iki trukmės τ_{1c} , artimos pradinio impulso spektru ribotai trukmei (3.7 pav.).



3.7 pav. Sunormuotas suspausto impulso intensyvumo skirstinys po parametrinio stiprinimo, kai $a_{10}/a_{30} = 10^{-3}$, $\gamma_{10} = 1000$, $m = 1$.
 1) $\tau_{10}/\tau_{30} = 0,34$; 2) $\tau_{10}/\tau_{30} = 1$.

Kalbant apie realias lazerines sistemas, taip pat svarbu atsižvelgti ir į kaupinimo skersinį intensyvumo skirstinį. Akivaizdu, kad esant nevienodam intensyvumui skirtingose kaupinimo pluošto vietose, atitinkamai jose skiriasi ir energijos keitimo efektyvumas bei kinta kaupinimo nuskurdinimas. Tokiu atveju OPCPA sistemos išvade gali būti gaunami impulsai su per pluošto skersmenį kintančia trukme bei spektru.

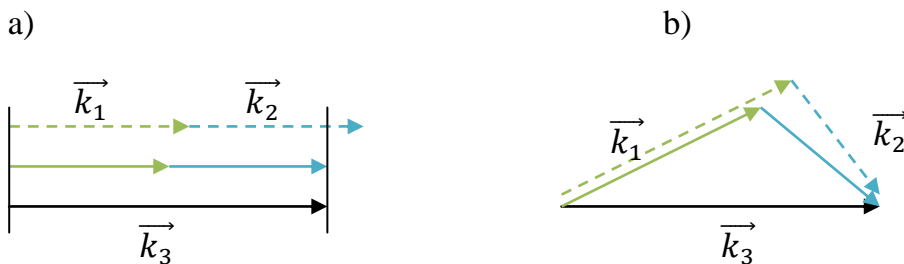
Šiame skyriuje pateikta analizė padėjo įvertinti optimalias sąlygas, reikalingas plataus spektro impulsų efektyviam stiprinimui. Tačiau tolesniam optimizavimui buvo pasitelktas papildomas skaitmeninis parametrinės sąveikos modeliavimas, kuriame atsižvelgiama ir į laikinius, ir į erdvinius parametrus.

3.3. Femtosekundinio kaupinimo nekolinearios konfigūracijos dvipakopio parametrinio stiprintuvo tyrimas

Kaip jau minėta skyriaus įvade, plačiausios parametrinio stiprinimo juostos paprastai yra gaunamos I tipo sąveikos atveju kolinearioje schemoje arti išsigimusio režimo arba esant nekolineariai sąveikai (3.8 pav.). Pastaruoju atveju yra kompensuojamas grupinio greičio nederinimas tarp kaupinimo, signalo ir šalutinės bangų, reguliuojant nekolinearumo kampą α tarp kaupinimo ir signalo bangų vektorių, ir gaunamos plačiausios stiprinimo juostos. Šį kampą α galima įsivertinti naudojant šią lygtį [87]:

$$\sin^2 \alpha = \frac{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}{1 + \frac{2v_1 k_1}{v_2 k_2} + \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2} \quad (3.23)$$

Čia v_1 ir v_2 yra atitinkamai signalinės ir šalutinės bangų grupiniai greičiai.



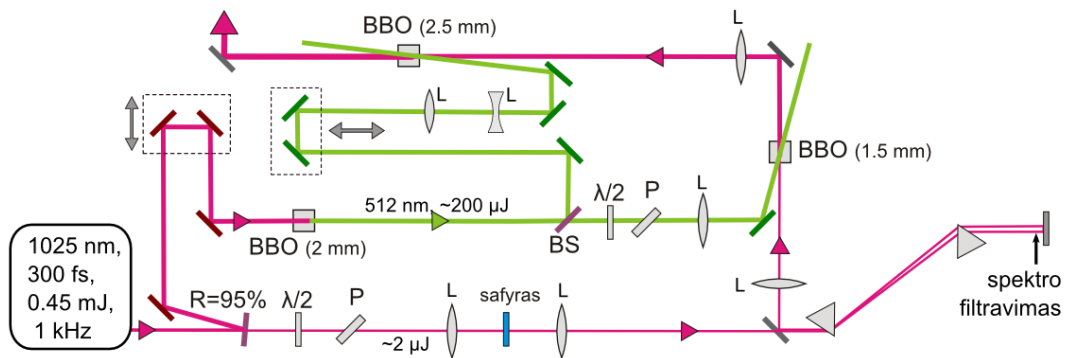
3.8 pav. Kolinearios (a) ir nekolinearios (b) bangų parametrinės sąveikos modeliai.

Taip pat yra parodyta, kad parametrinio stiprintuvo juostą nekolinearioje sąveikoje galima dar labiau išplėsti, naudojant kelis kaupinimo pluoštus skirtingais nekolinearumo kampais [88], kelių bangos ilgių kaupinimą [89] arba suteikiant signaliniam pluoštui tam tikrą kampinę dispersiją [90].

Kelių stiprinimo pakopų schema turi du pagrindinius privalumus, lyginant su parametriniu stiprinimu viename kristale. Visų pirma, keičiant vėlinimą antroje pakopoje ir naudojant trumpesnius kristalus, stiprinimo proceso efektyvumui mažesnę įtaką turi kaupinimo ir signalinio impulsų grupinių greičių nederinimas. O antra, atsiranda galimybė abiejose pakopose

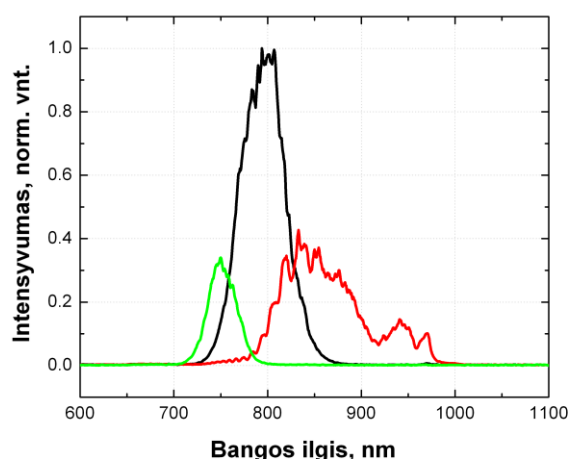
nepriklusomai keisti kaupinimo intensyvumą ir optimizuoti stiprinimą. Taip pat, naudojant dvi į priešingas puses nežymiai išderintas parametrinio stiprinimo pakopas, suminė stiprinimo juosta yra platesnė, nei stiprinant vienodai suderintuose stiprintuvuose [91]. Tiesa, tokiu atveju prarandamas energijos keitimo efektyvumas. Tokiu būdu daugiapakopė stiprinimo sistema suteikia galimybę pasirinkti veikimo sąlygas priklausomai nuo keliamų reikalavimų išvadinio impulso energijai ir spektrui.

Eksperimentiniai femtosekundinių impulsų parametrinio stiprinimo tyrimai buvo atliekami naudojant schemą, pavaizduotą 3.9 paveiksle. Schemoje naudojamas tik vienas iš femtosekundinio lazerio atvedamas pluoštas, kuris pačioje schemoje yra išdalinamas į atskirus kaupinimo ir signalinės bangos generavimo kanalus.



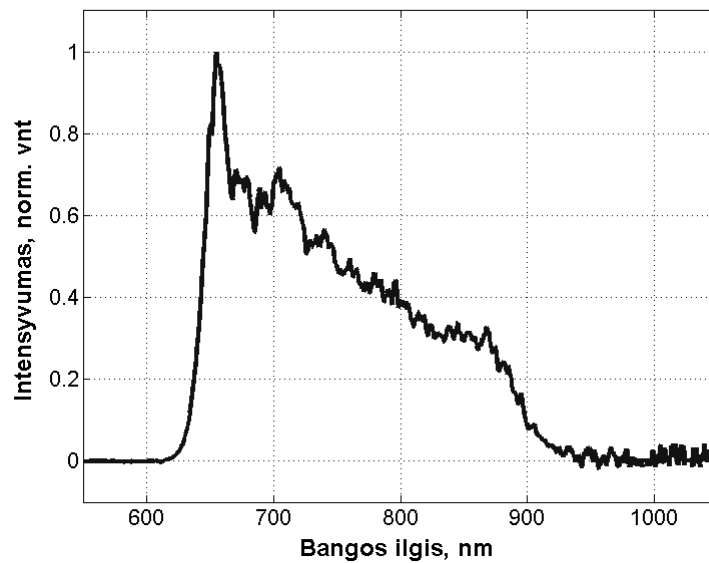
3.9 pav. Parametrinio stiprintuvo principinė schema. Schemos elementai: BS = pluošto daliklis, P – poliarizatorius, L – lęšiai arba sferiniai veidrodžiai.

Į schemos įėjimą paduodami ~ 300 fs trukmės 1024 nm bangos ilgio ~ 450 μJ energijos impulsai 1 kHz pasikartojimo dažniu. Apie 5 % spinduliuotės energijos yra atskiriama pluošto dalikliu ir naudojama superkontinuumo spinduliuotės generavimui, kuri stiprintuve atlieka signalinės bangos vaidmenį. Likusi dalis panaudojama antrai harmonikai generuoti (bangos ilgis - 512 nm), kuri nukreipiama į stiprintuvo kaupinimo kanalą. Antros harmonikos generavimui buvo eksperimentiškai parinktas optimalus BBO kristalo ilgis (2 mm), užtikrinantis ~ 200 μJ energijos impulsus parametrinio stiprintuvo kaupimui.



3.10 pav. Sustiprinto impulso spektras esant skirtingiems kaupinimo impulso vėlinimams $\Delta\tau$ (žalia kreivė - $\Delta\tau = 300$ fs; juoda kreivė - $\Delta\tau = 0$; raudona kreivė - $\Delta\tau = -300$ fs).

Kaip jau buvo parodyta, stiprinant plataus spektro signalą, optimalus signalinio ir kaupinimo impulsų trukmių santykis turėtų būti lygus $\sim 0,3 - 0,4$, siekiant išvengti impulso spektro siaurimo stiprinimo metu [92, 93]. Kontinuumo generatoriaus kaupinimui naudojamo impulso trukmė yra artima antros harmonikos impulso trukmei ir yra lygi ~ 300 fs, tačiau išvadinis kontinuumo generatoriaus plataus spektro signalas yra gana smarkiai išplitęs dėl grupinių greičių dispersijos medžiagoje ir preliminariais vertinimais yra apie 800 fs trukmės. Toks signalo ir kaupinimo trukmių santykis praktiškai panaikina galimybę stiprinti visą signalo spektrą, naudojant 300 fs trukmės kaupinimą (3.10 pav.). Todėl buvo nuspręsta plataus spektro signalinį impulsą iš dalies suspausti, panaudojant prizmių kompresorių. Prizmių kompresorius labiausiai tinka šiam tikslui, nes pasižymi mažais signalo nuostoliais bei iš dalies kompensuoja medžiagos įnešamą trečios eilės dispersiją. Siekiant išvengti chromatinių aberacijų bei papildomos medžiagos įnešamos dispersijos, dalis lęšių signalo kanale buvo pakeista sferiniais sidabro veidrodžiais. Be to, prizmių kompresorius leido atsisakyti filtruojančio dielektrinių dangų veidrodžio ir atlikti selektyvų bangos ilgių filtravimą pačiame kompresoriuje (3.9 pav.). 3.11 paveiksle yra parodytas signalinio impulso, nukreipiamo į pirmą stiprinimo pakopą po prizmių kompresoriaus, spektras.



3.11 pav. Plataus spektro užkrato spektras po spektrinio filtravimo prizmių kompresoriuje. Trumpesnių bangų ilgių spektro kraštas yra ribojamas prizmės viršūnės, o ilgesnių bangų – peilio briauna ties gražinančio veidrodžio plokštuma.

Deja, tikslios signalo trukmės po spaudimo prizmių kompresoriuje tiesiogiai išmatuoti nepavyko dėl mažos impulso energijos ir plataus spektro. Todėl signalinio impulso trukmė buvo optimizuojama, stebint pirmoje OPA pakopoje sustiprinto impulso spektrą bei energijos keitimo efektyvumą.

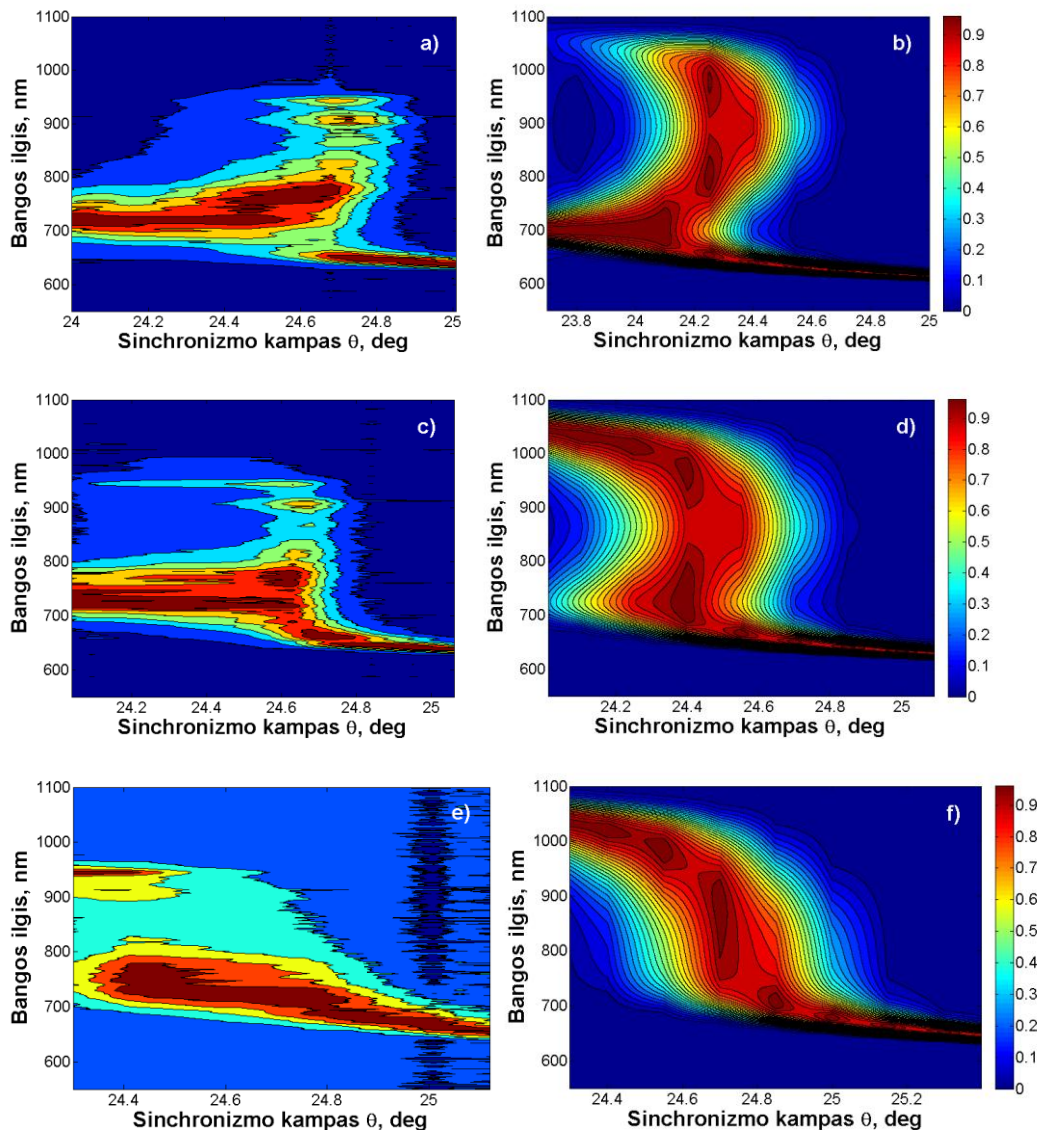
Abiejuose femtosekundinės parametrinio stiprinimo dalies pakopose buvo naudojami I tipo sąveikos BBO kristalai, o nekolinearumo kampas tarp stiprinamo signalo ir kaupinimo pluoštų sudarė $\sim 2,5$ laipsnio, siekiant užtikrinti plačią stiprinimo juostą. Šios medžiagos pasirinkimas buvo nulemtas jos didelio efektyvumo bei plačios stiprinimo juostos nekolinearioje sąveikoje. Kaupinimo kanale spinduliuotė buvo išdalinta į du pluoštus nuosekliai dviejų parametrinio stiprinimo pakopų kaupinimui. Pirmoje pakopoje naudojamo kristalo ilgis buvo 1,5 mm, o jo kaupinimui naudojama energija yra derinama iki maksimalios 20 μJ energijos. Kaupinimo spinduliuotės fokusavimui buvo naudojamas 250 cm židinio nuotolio lęšis, o signalui pluoštui suformuoti - derinama teigiamo ir neigiamo lęšių sistema. Tokiu būdu abu pluoštai suvedami į $\sim 120 \mu\text{m}$ dydžio dėmelės.

Užkrato impulso stiprinimas, užtikrinant platų jo spektrą ir homogenišką intensyvumo skirstinį, yra pakankamai sudėtingas uždavinys, kritiškai priklausantis nuo impulsų kompresoriaus suderinimo, signalo ir kaupinimo impulsų bei pluoštelių persiklojimo sąlygų, signalinio impulso spektro formavimo [94]. Todėl vienu metu buvo atliekami plačios stiprinimo juostos sąlygų skaitmeninio modeliavimo ir eksperimentinio tyrimo darbai bei lyginami jų rezultatai.

3.4. Nekolinarus parametrinio stiprintuvo optimizavimas plačios spektrinės juostos signalo stiprinimui

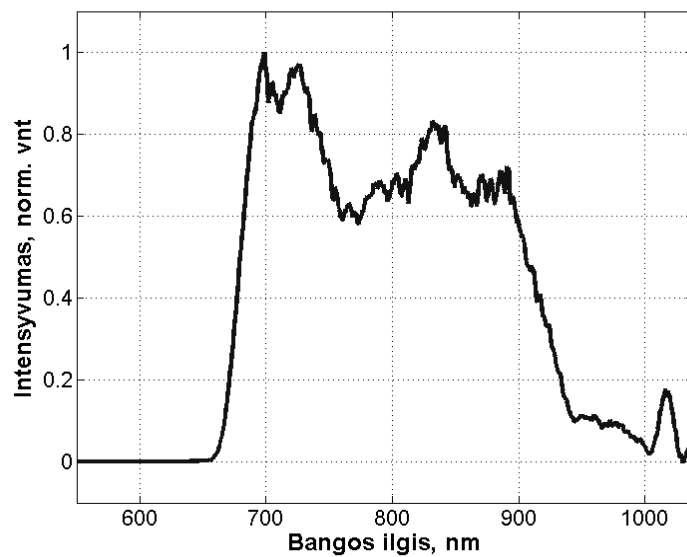
Pagrindinis tyrimo tikslas buvo rasti optimalias plataus spektro impulsų stiprinimo sąlygas, kurioms esant parametriškai sustiprintas kontinuumo spektras yra plačiausias ir intensyviausias. Šiam tikslui pasitelkėme skaitmeninį modeliavimą bei atlikome eksperimentą, kurio metu buvo keičiamas nekolinarumo kampas α bei sinchronizmo kampas θ tarp kaupinimo bangos ir BBO kristalo optinės ašies. Kiekvieno kampų derinio atveju buvo registruojamas sustiprintos signalinės bangos spektras, paskui spektrai grupuojami į trimačius „žemėlapius“. Kiekvienas spektras buvo normuojamas didžiausios to spektro intensyvumo vertės atžvilgiu, siekiant eliminuoti plataus ir siauro spektro stiprinimo intensyvumų skirtumus. Eksperimento ir skaitmeninio modeliavimo rezultatų palyginimai pateikti 3.12 pav. Eksperimentiškai nustatyti optimalūs nekolinarumo ir sinchronizmo kampai yra artimi modeliavimo būdu apskaičiuotoms optimalioms kampų vertėms. Taip pat išmatuotos stiprinimo juostų kitimo tendencijos gerai sutampa su modeliavimo rezultatais, o θ kampo skirtumai gali būti sąlygoti atskaitos taško pasirinkimo paklaidos. Eksperimente užkrato spektras nuo ~ 950 nm buvo filtruojamas prizmių kompresoriuje, todėl paveiksluose matome juostos ribojimą. Eksperimento rezultatuose matomas spektrinio intensyvumo mažėjimas ties ilgesnių bangų vertėmis taip pat sąlygotas spektrometro atsako, kuris smarkiai krinta infraraudonojoje spektro srityje.

Pavyzdžiui, ties 900 nm bangos ilgiu spektrometro atsakas yra apie 3-3,5 karto silpnesnis, nei ties 700 nm.



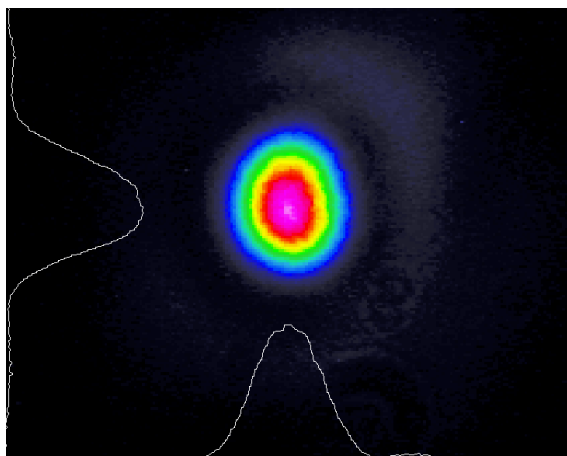
3.12 pav. Kairėje - parametriškai sustiprintas kontinuomo signalas, keičiant kampą θ , kai a) ir b): $\alpha=2,28^\circ$; c) ir d): $\alpha=2,44^\circ$; e) ir f): $\alpha=2,66^\circ$; dešinėje – suskaičiuota šio atvejo parametrinio stiprintuvo stiprinimo juosta.

Plačiausias sustiprinto signalo spektras buvo užfiksuotas esant $\theta = 24,68^\circ$ ir $\alpha = 2,44^\circ$ vertėms, jos buvo pasirinktos kaip darbiniai pirmos stiprinimo pakopos parametrai, paliekant galimybę nežymiai derinti. Galutinis sustiprinto pirmoje parametrinio stiprinimo pakopoje impulso spektras pateiktas 3.13 pav.



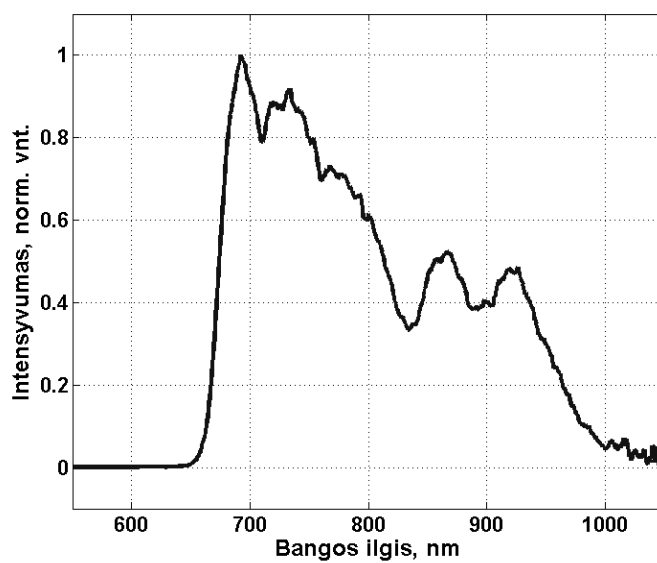
3.13 pav. I-oje parametrinio stiprinimo pakopoje sustiprinto iki $\sim 1 \mu\text{J}$ signalinio impulso spektras.

Po pirmos pakopos signalinis impulsas buvo kolimuojamas sferiniu veidrodžiu ir nukreipiamas į sekančią pakopą. Antroje stiprinimo pakopoje yra naudojama visa likusi kaupinimo energijos dalis. Fazinio sinchronizmo sąlygos buvo parenkamos tokios pat, kaip pirmoje stiprinimo pakopoje. Siekiant padidinti kaupinimo intensyvumą kristale, buvo panaudotas Galilėjaus tipo teleskopas, mažinantis kaupinimo skersmenį iki ~ 1 mm. Po visų optinių elementų kristalą pasiekia apie $165 \mu\text{J}$ kaupinimo energijos. Antros pakopos $2,5$ mm ilgio BBO kristale signalas yra sustiprinamas iki $\sim 20 \mu\text{J}$ energijos. Tai atitinka ~ 12 % energijos keitimo efektyvumą. Galima pasiekti šiek tiek didesnę keitimo efektyvumą, sumažinus kaupinimo pluošto skersmenį kristale ir taip padidinus kaupinimo spinduliuotės intensyvumą, tačiau tuomet sustiprinto signalo spektre ir erdviame skirstinyje pradeda reikštis moduliacija (3.14 pav.), todėl siekiant geresnių signalo erdviųjų ir fazinių charakteristikų, stiprintuvo išvado energija buvo sumažinta iki $\sim 17 \mu\text{J}$, kuomet moduliacija yra praktiškai nestebima.

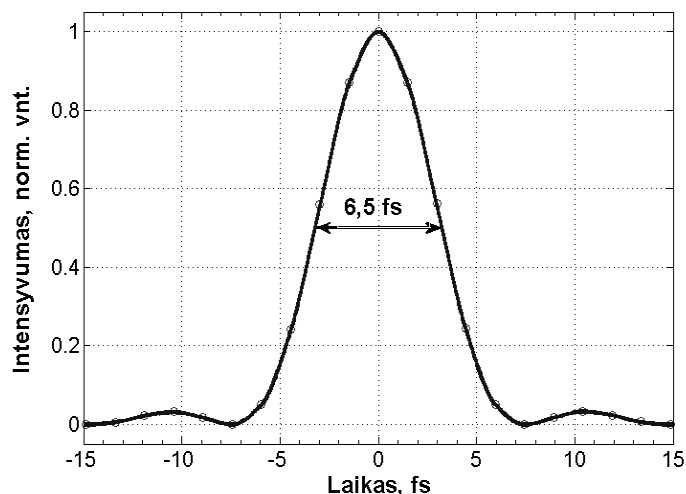


3.14 pav. Sustiprinto iki $20 \mu\text{J}$ energijos signalinio impulso spinduliuotės intensyvumo erdvinis skirstinys tolimajame lauke.

Antroje pakopoje sustiprinto signalo spektras yra pavaizduotas 3.15 pav. Toks spektras atitinka 6,5 fs spektru ribotą impulso trukmę (3.16 pav.).

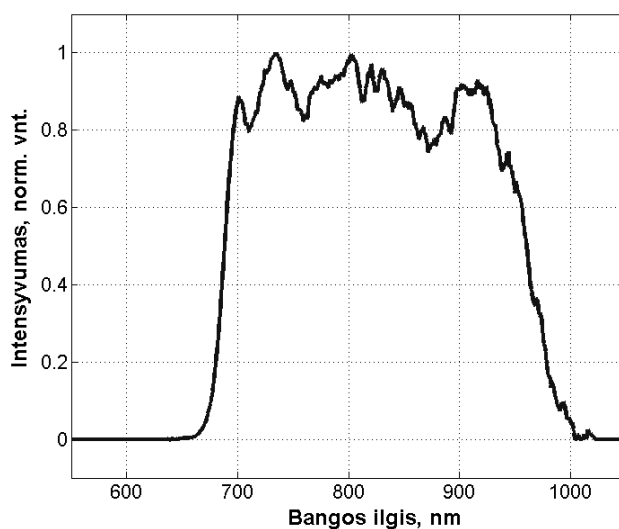


3.15 pav. Sustiprinto signalo spektras po dviejų OPA pakopų. Išvadinė impulso energija lygi $17 \mu\text{J}$.



3.16 pav. Sustiprinto signalo spektro Furje transformacija, $\tau_{\text{FWHM}} = 6,5$ fs.

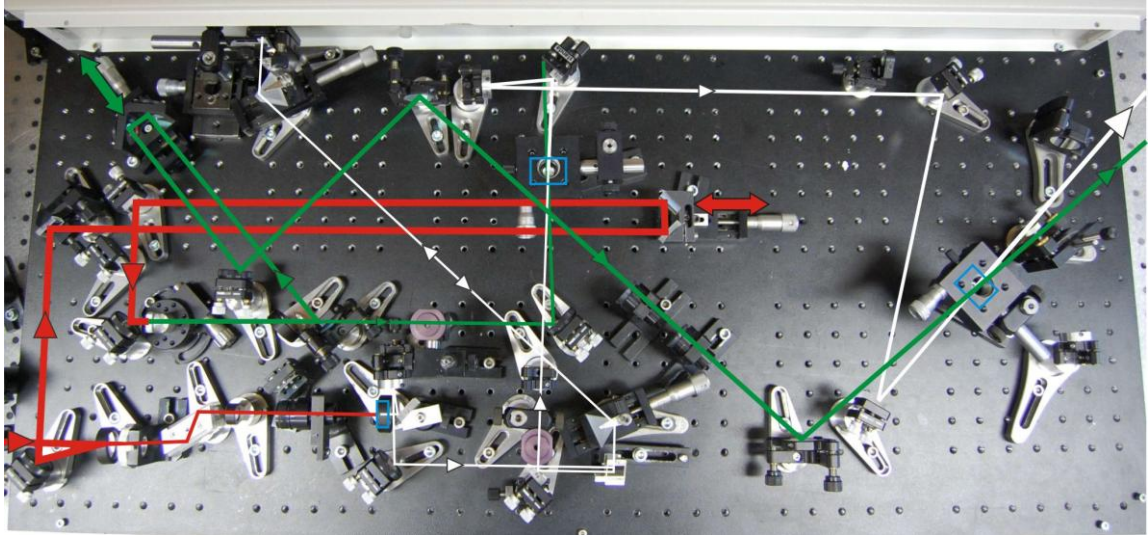
Sukonstruota dviejų stiprinimo pakopų sistema taip pat pasižymi galimybe derinti sustiprinto impulso spektro formą bei plotį, derinant abiejų pakopų kristalų išstatymo kampus ir filtruojant atitinkamus spektrinius komponentus prizmių kompresoriuje. Atskiru atveju, derinant abi stiprinimo pakopas vienu metu ir aukojant sustiprinto impulso energiją, galima pasiekti tolygesnį sustiprinto impulso spektro skirstinį plokščia viršūne (3.17 pav.).



3.17 pav. Sustiprinto signalo spektras po dviejų OPA pakopų. Atskiras optimizavimo atvejis. Impulso energija $11 \mu\text{J}$.

Atliktų tyrimų rezultatų pagrindu buvo sukonstruotas dvipakopio femtosekundinio parametrinio stiprintuvo modulis, kurio veika pasižymi

pakankamai geru stabilumu, t.y. optimalūs generuojamos spinduliuotės parametrai išlieka visą dieną, o dažnai ir kelias dienas. Sukonstruoto modulio nuotrauka pateikta 3.18 paveiksle.



3.18 pav. Femtosekundinio parametrinio stiprintuvo modulis. Raudonas spindulys nuotraukoje atitinka 1024 nm spinduliuotę, žalias – 512 nm kaupinimo spinduliuotę, baltas – plačiajuostę signalo spinduliuotę. Mėlynais stačiakampiais pažymėtos safyro ir BBO kristalų vietos.

3.5. Nekolinarus parametrinio stiprinimo įtakojamų signalinio pluošto erdviųjų charakteristikų tyrimas

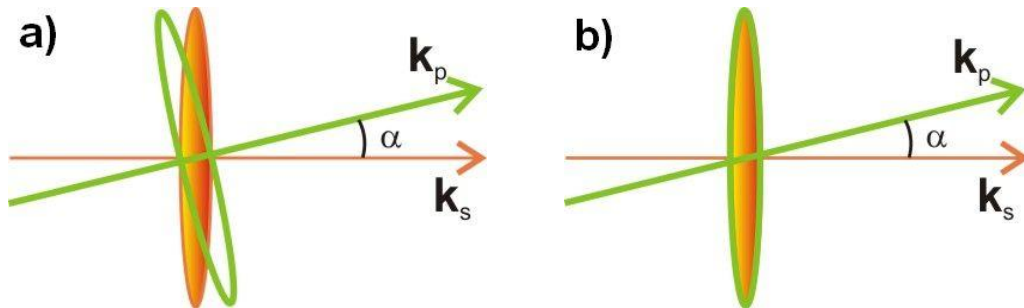
Siekiant suspausti impulsą iki kelių optinių ciklų trukmės bei sėkmingai jį naudoti eksperimentuose, svarbu optimizuoti jo erdvinis ir laikinius parametrus. Nekolinarus parametrinio stiprinimo metu signalinis impulsas gali būti iškraipytas – įgyti spektrinių komponentų kampinę dispersiją, jų erdvinį persiskirstymą (dar vadinamą „erdviniu čirpu“), impulso amplitudinio fronto pokrypį [95, 96]. Tam tikrais atvejais šie iškraipymai gali atsirasti dėl signalinio impulso skėsties ir sinchronizmo sąlygų [97], tačiau mūsų atveju pluoštelių skersiniai matmenys yra gana dideli, o stiprinimas vyksta plačiausią spektro juostą užtikrinančiomis sąlygomis. Todėl galime laikyti, kad iškraipymai yra sąlygojami sąveikos geometrijos: trumpiems impulsams susikertant netiesiniame kristale nekolinearumo kampu, jų persiklojimo sritį lemia impulsų erdviniai ir laikiniai matmenys. Šių dydžių palyginimui patogu

įsivesti impulso matmenį išilgai sklidimo ašies, lygų impulso trukmės ir šviesos greičio terpėje sandaugai. Tokiu būdu impulsą galima apibūdinti kaip sklindantį erdvėje trimatį objektą.

Kai kurie impulso iškraipymai yra susiję. Z. Bor ir kt. išvedė matematinę išraišką, leidžiančią įvertinti femtosekundinio impulso pokrypį, žinant jo kampinę dispersiją [98], o vėliau J. Hebling pasiūlė šios išraiškos bendresnę formą [99]. Pratešiant minėtų autorių teorinius nagrinėjimus, buvo atlikta nemažai darbų, kuriuose tiriami erdviniai ir laikiniai impulsų iškraipymai, atsiradę CPA sistemų netiksliai suderintuose impulsų plėstuvuose ir kompresoriuose [100-103]. Juose pagrindinis dėmesys buvo skiriamas impulso kampinei dispersijai kaip amplitudinio fronto pokrypio šaltiniui. Panašų impulso fronto pokrypio aiškinimą bandyta pritaikyti ir nekolinearios sąveikos parametriniams stiprintuvams [104-106], darant prielaidą, kad sustiprintas signalinio impulso frontas pakrypsta ir todėl turėtų įgyti kampinę dispersiją, kuri yra panaikinama tik sutapatinus kaupinimo ir signalinio impulsų frontus. Tačiau šiais atvejais naudoti matavimo būdai neleidžia atskirti kampinės dispersijos ir erdvinio spektro persiskirstymo. Vėliau buvo parodyta, kad nesunkiai galima suformuoti pakreipto amplitudinio fronto impulsą, tuo pačiu metu suteikus jam laikinį ir erdvinį čirpus [107]. Šio darbo autoriai apibrėžė du parametrus, charakterizuojančius erdvinį čirpą: erdvinę dispersiją $\frac{dx_0}{d\omega}$ ir dažnio gradientą $\frac{d\omega_0}{dx}$ [108]. Norint įvertinti erdvinę dispersiją, randama kiekvieno dažnio ω komponento pluošto centro padėtis x_0 , o siekiant sužinoti dažnio gradientą, ties kiekviena pozicija x randamas centrinis spinduliuotės dažnis ω_0 . Čia ω_0 žymi centrinį dažnį, o x - skersinę koordinatę. Patogumo dėlei disertacijoje naudosime ekvivalentinį erdvinės dispersijos parametą $\frac{\Delta x_0}{\Delta \lambda}$ erdviniam čirpui apibūdinti.

Siekdami išsiaiškinti iškraipymų atsiradimo prigimtį, jų mastą bei galimą įtaką impulsų tolesniam stiprinimui ir spūdai, buvo atliktas skaitmeninis parametrinio stiprinimo modeliavimas bei eksperimentiniai tyrimai.

Nagrinėjome du supaprastintus nekolinearaus parametrinio stiprinimo modelius: kai signalo ir kaupinimo impulsų amplitudiniai frontai yra nesutapatinti (3.19 a) pav.), ir kai frontai sutapatinti (3.19 b) pav.).



3.19 pav. Signalinis (k_s) ir kaupinimo (k_p) impulsai: a) kai impulsų amplitudiniai frontai nėra sutapatinti, b) kai amplitudiniai frontai sutapatinti. α - nekolinearumo kampas.

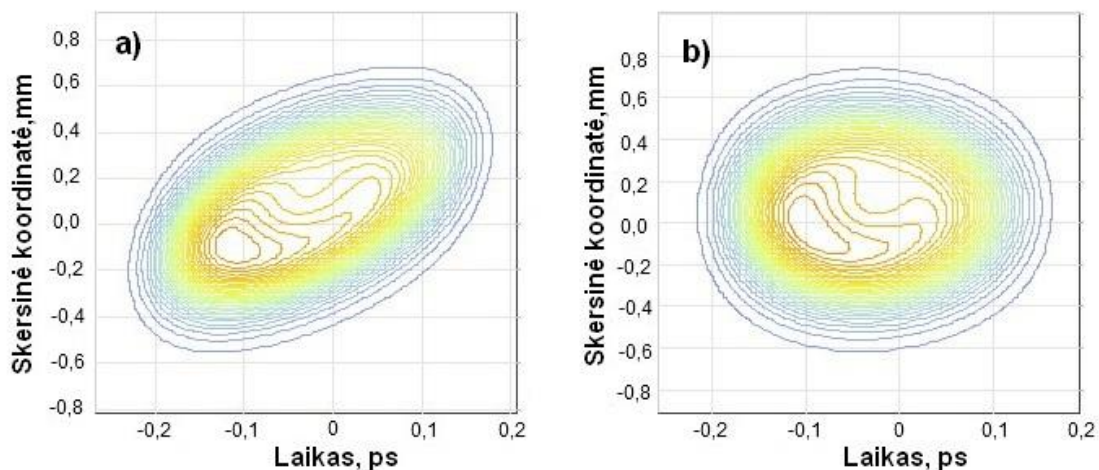
Siekiant įvertinti kaupinimo ir signalinės bangos frontų neatitikimo įtaką, buvo atliktas I tipo nekolinearaus parametrinio stiprinimo BBO kristale skaitmeninis modeliavimas. Teoriniai tyrimai buvo atliekami naudojantis modeliu, kai įskaitomas impulso intensyvumo kitimas ne tik laike, bet ir vienoje skersinėje koordinatėje. Šis modelis labiau atitinka eksperimentines situacijas, nei paprastai naudojamas vienmatis, kadangi jame įskaitoma signalo ir kaupinimo impulsų amplitudinių frontų orientacija vienas kito atžvilgiu, kaupinimo pluoštelių profilio įtaka stiprinimui, yra apskaičiuojami stiprinimo metu atsirandančios šalutinės bangos parametrai, įskaitant kampinę dispersiją. Skaičiavimuose naudotų parametrų vertės pateiktos 3 lentelėje. Laikoma, kad abiejų impulsų profiliai yra Gauso funkcijos formos.

Iš anksto buvo žinoma, kad frontų sutapatinimo efektas turi būti jaučiamas, nes tiek signalo, tiek kaupinimo impulsų skersinių ($d = 1$ mm) ir išilginių ($l = 300$ fs \times c) matmenų santykis yra ~ 10 . Kaupinimo impulso trukmė yra apspręsta naudojamo lazerio, o pasirinktas pluošto diametras užtikrina maksimalų kaupinimo impulsų intensyvumą, kuriam esant spinduliuotės saviveiklos efektai yra dar nežymūs.

3 lentelė. Skaitmeniniame modeliavime naudotų parametų vertės.

Parametras	Signalinis impulsas	Kaupinimo impulsas
Centrinis bangos ilgis, nm	800	512
Energija, μJ	0,3	150
Trukmė, fs	200	300
Laikinio spektro plotis, cm^{-1}	~ 3000	~ 50
Diametras, mm	1	1

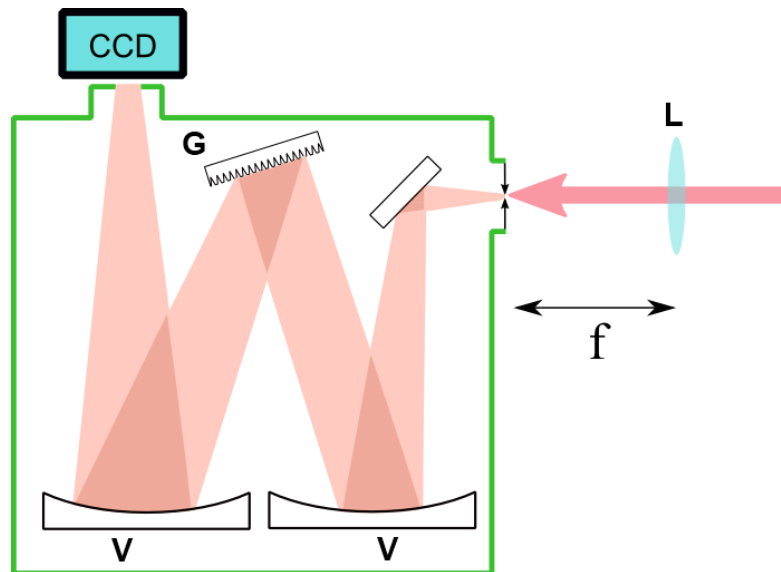
Skaitmeninio modeliavimo rezultatai parodė, kad signalinio impulso fronto pokrypis sąlygoja sustiprinto signalinio impulso skirstinyje atsirandantį erdvinį čirpą, t.y. matuojant spektrą skirtinguose taškuose slenkant nuo vieno signalo pluoštelio krašto iki kito, keičiasi centrinis bangos ilgis (3.20 pav.). Tokio signalinio impulso spektras stiprinimo metu kitoje pakopoje dėl nevienodo kaupinimo intensyvumo skirstinio skersinėje koordinatėje (pvz., esant Gauso profilio pluoštui) būtų susiaurintas, nes pluoštelio kraštuose esantys spektriniai komponentai būtų mažiau stiprinami, nei esantys centre. Ši situacija turi analogiją laikinėje skalėje, kai čirpuotas signalinis impulsas yra stiprinamas Gauso formos gaubtinės kaupinimo impulsu.



3.20 pav. Signalinio impulso gaubtinė po stiprinimo: a) kai signalo ir kaupinimo amplitudiniai frontai nėra sutapatinti, b) kai amplitudiniai frontai sutapatinti.

Skaičiavimų rezultatai sutapatintų signalinio ir kaupinimo impulsų frontų atveju rodo, kad erdvinių-laikinių impulso iškraipymo mastas ženkliai sumažėja. Iš 3.19 b) paveiksle pateikto impulso skirstinio matosi, kad impulso pokrypis praktiškai nestebimas, ir lieka tik nežymi impulso laikinio profilio moduliacija dėl tam tikro parametrinės sąveikos fazinio sinchronizmo sąlygų išderinimo skirtingiems spektro komponentams.

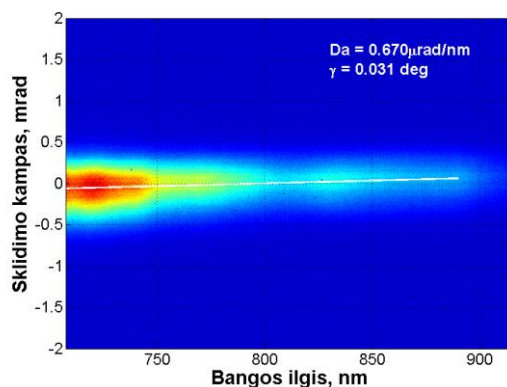
Atsižvelgus į modeliavimo rezultatus, buvo nuspręsta ištirti sustiprinto signalo spektrines erdvines charakteristikas ir pakreipto amplitudinio fronto kaupinimo impulsų panaudojimo įtaką. Šiam tikslui buvo panaudotas atvaizduojantis spektrometras (3.21 pav.), kuriuo buvo registruojami spinduliuotės erdviniai-spektriniai skirstiniai. Ši metodika [103] leidžia išmatuoti tiek spinduliuotės kampinę dispersiją, tiek jos erdvinį spektrinių komponentų skirstinį artimajame lauke. Jei prieš spektrometrą pastatomas lęšis taip, kad jo židinio plokštuma atsidurtų ties spektrometro jėjimo plyšiu, matuojamas kampinis impulso spektro skirstinys. Analizuojant šį skirstinį nesunkiai galima nustatyti kampinės dispersijos parametą $D_a = \frac{d\epsilon}{d\lambda}$ bei kampinės dispersijos sąlygotą impulso amplitudinio fronto pokrypio kampą $\gamma = \arctan\left(\bar{\lambda} \frac{d\epsilon}{d\lambda}\right)$, kur ϵ žymi spektrinio komponento sklidimo kampą, o $\bar{\lambda}$ yra vidutinis spinduliuotės bangos ilgis. Jei ant spektrometro plyšio atvaizduojamas pluošto skirstinys iš pasirinktos vietos erdvėje, tuomet CCD kamera registruojamas erdvinis spektro skirstinys atvaizduojamoje plokštumoje.



3.21 pav. Atvaizduojančio spektrometro, naudojamo pluošto erdviųjų spektrinių charakteristikų matavimams, principinė schema. L – fokusuojantis lęšis arba sferinis veidrodys, V – sferiniai veidrodžiai, G – difrakcinė gardelė (arba gali būti naudojama prizmė).

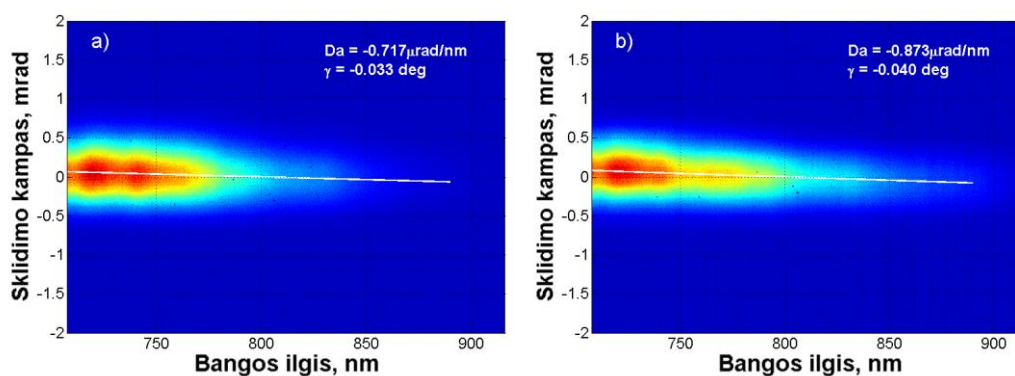
Eksperimentinius tyrimus buvo nuspręsta atlikti antroje femtosekundinio parametrinio stiprintuvo pakopoje, kadangi joje sąveikaujančių pluoštų skersmuo yra apie 10 kartų didesnis už impulsų išilginius matmenis, todėl frontų nesutapatinimo įtaka jau turėtų pasireikšti.

Iš pradžių buvo ištirtos signalinio impulso charakteristikos šios stiprinimo pakopos įvade: išmatuota kampinės dispersijos vertė $D_a = 0,65 \frac{\mu\text{rad}}{\text{nm}}$ ir amplitudinio bangos fronto pokrypio kampas $\gamma = 0,03^\circ$ (žr. 3.22 pav.). Šie dydžiai yra labai maži ir gali būti sąlygoti eksperimentinės schemos ar matavimo prietaiso suderinimo netikslumų. Šiuo atveju pluošto skėstis dėl kampinės dispersijos yra keletą kartų mažesnė, nei difrakcijos sąlygota pluošto skėstis. Todėl laikome, kad į antrąją stiprinimo pakopą patenkančio signalo kampinė dispersija ir jos sąlygotas impulso amplitudinio fronto pokrypis yra nereikšmingi.



3.22 pav. Kampinis signalinio impulso spektro skirstinys prieš stiprinimą.

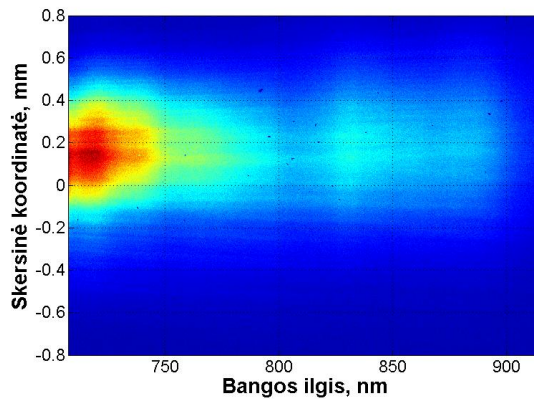
Sustiprinto signalinio impulso kampinės dispersijos matavimo rezultatai pateikti 3.23 pav. Iš pradžių buvo tiriama impulsų sąveika, kai stiprintuvas kaupinamas nepakreipto amplitudinio fronto impulsais (3.23 a) pav.). Paskui į kaupinimo kanalą buvo patalpinta 67° viršūnės kampo BK7 stiklo prizmė, kurios įnešama kampinė dispersija sąlygoja kaupinimo impulso fronto pokrypį $\sim 3,5^\circ$ kampu. Šis pokrypio kampas yra artimas „išoriniam“ nekolinearumo kampui, o tai leidžia sutapatinti kaupinimo ir signalinio impulsų frontus. Šiuo atveju išmatuota charakteristika pavaizduota 3.23 b) pav.



3.23 pav. Sustiprintas signalas antroje optinio parametrinio stiprinimo pakopoje nesutapatintų (a) ir sutapatintų (b) amplitudinių bangos fronto impulsais.

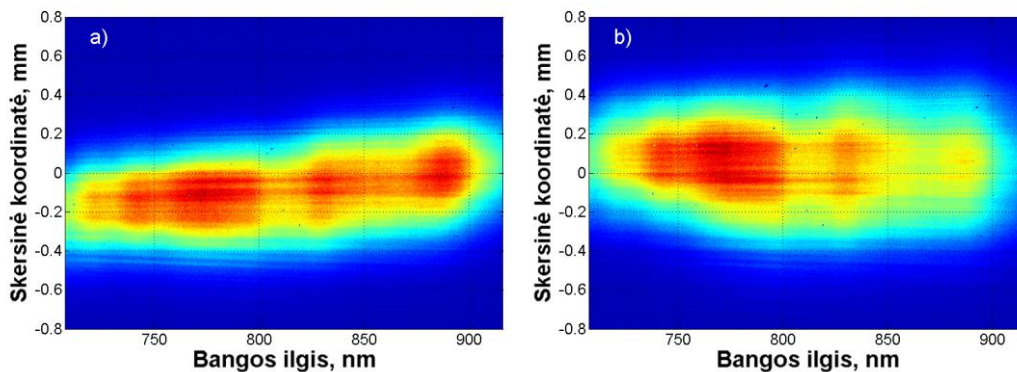
Kaip matyti iš paveiksle pateiktų duomenų, abiem atvejais išmatuota spinduliuotės kampinė dispersija mažesnė nei $1 \mu\text{rad}/\text{nm}$, o ją atitinkantis fronto pokrypis sudaro tik kelias šimtąsias laipsnio dalis. Todėl galime teigti, kad duotomis eksperimento sąlygomis sustiprinto signalo kampinė dispersija yra nykstamai maža.

Paskutiniame šio tyrimo etape matavimai buvo atliekami atvaizdus BBO kristalo plokštumą į atvaizduojančio spektrometro plyšį, registruojant erdvinis-spektrinius spinduliuotės skirstinius (3.24 - 3.25 pav.). Paveiksluose naudojama skersinė koordinatė atitinka ašį signalo ir kaupinimo pluoštų susikirtimo plokštumoje.



3.24 pav. Signalų spinduliuotės spektro erdvinis skirstinys BBO kristalo plokštumoje prieš stiprinimą.

Kadangi naudotos kameros matricos jautris ilgesniems bangų ilgiams smarkiai krinta, matuojant erdvinį spektro skirstinį prieš spektrometro įvadą buvo papildomai patalpintas spektrinis filtras, iš dalies slopinantis trumpesnių bangos ilgių spinduliuotę.



3.25 pav. Sustiprinto antroje optinio parametrinio stiprinimo pakopoje signalo spektro erdvinis skirstinys, esant nesutapatintiems (a) ir sutapatintiems (b) kaupinimo ir signalinio impulsų amplitudiniams bangos frontams.

Kaip matyti iš matavimo rezultatų, antros stiprinimo pakopos įvade signalinės spinduliuotės skirstinyje visų spektrinių komponentų erdvinė koordinatė yra ta pati, t.y. signalas stiprintuvo įvade erdviu čirpu nepasižymi.

Panaši charakteristika stebima registruojant išvadinės spinduliuotės skirstinius sutapatintų signalinio ir kaupinimo impulsų amplitudinių frontų atveju. Tačiau, kai sąveikaujančių impulsų frontai nėra sutapatinti, yra stebimas spektrinių signalų komponentų persiskirstymas erdvėje. Maksimalus impulso spektro kraštinių komponentų poslinkis erdvėje siekia $\sim 200 \mu\text{m}$, o erdvinės dispersijos parametro vertė sudaro $\sim 1 \mu\text{m/nm}$.

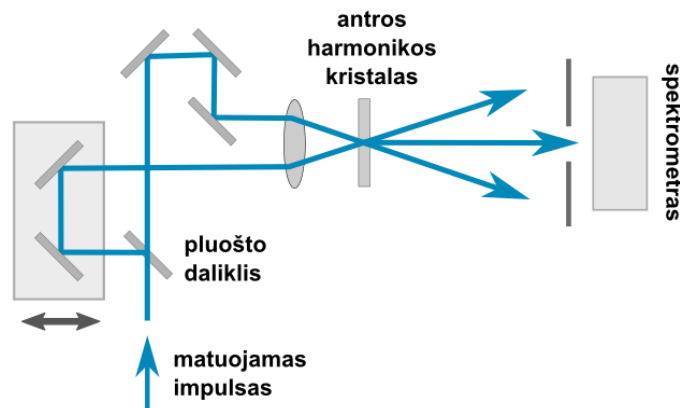
3.6. Impulsų spūda ir charakterizavimas

Plataus spektro impulsų spūda iki kelių optinių ciklų trukmės yra sudėtingas uždavinys, kadangi reikalauja kompensuoti aukštesnių eilių dispersiją. Naudojant pasyvias spūdos konfigūracijas to padaryti dažniausiai nepavyksta. Pritaikius kombinuotus gardelių ir prizmių kompresorius pavyksta kompensuoti trečios eilės narius, tačiau aukštesnių eilių narių įtaka lieka pakankamai sviri ir ženkliai atsiliepia impulsų trukmei. Dėl šio priežasties yra naudojami papildomi impulsų valdymo prietaisai, pavyzdžiui, valdomos formos veidrodis [109], erdvinis šviesos modulatorius [110] skystųjų kristalų pagrindu, arba akusto-optinis programuojamas dispersinis filtras (AOPDF) [111]. Pastarojo prietaiso naudojimas paplito dėl komercinio prieinamumo ir ganėtinai paprasto valdymo. Šį prietaisą taip pat naudojome impulsų spūdos eksperimentuose.

Parametriškai sustiprintų impulsų spūdą atlikome SF57 prizmių kompresoriuje, o tiksliam fazės valdymui panaudojome „Dazzler“ AOPDF. Pradinis kompresoriaus derinimas buvo atliktas stebint suspausto impulso antros harmonikos, generuotos 0,1 mm BBO kristale, spektrą. Suspaudus dalį impulso, atitinkamų spektrinių komponentų antros harmonikos intensyvumas išauga. Šiuos spektrus lyginant su modeliavimo rezultatais galima nuspėti apytikslę impulso fazinę charakteristiką.

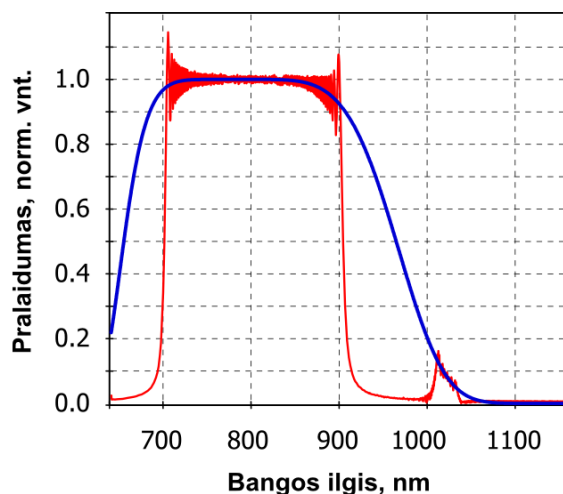
Spaudžiamų impulsų charakteristikų matavimams buvo panaudotas optinės sklendės su dažnine skyra matavimo metodas (angl. *frequency resolved optical gating* – FROG). Jo esmę sudaro impulso autokoreliacinės funkcijos

matavimas, kai vietoj autokoreliacinio signalo intensyvumo registruojami šio signalo spektrai. Šis metodas suteikia galimybę išmatuoti impulso laikines-dažnines charakteristikas ir atstatyti impulso elektrinio lauko intensyvumą ir fazę [112]. Matavimams atlikti buvo surinkta antros harmonikos FROG matavimo schema (3.26 pav.). Šioje schemeje buvo atsižvelgta į reikalavimus, keliamus matuojant ypač plataus spektro ir mažos trukmės signalus [113]. Schemeje naudojamas 0,01 mm ilgio BBO kristalas leidžia realizuoti dažnio keitimą į antrą harmoniką visame matuojamo signalo spektro diapazone. Siekiant išvengti dispersinio matuojamų impulsų plitimo ir spektro pokyčių, schemeje naudojami tik sidabro veidrodžiai, o pluošto dalinimui naudojama 2 μm storio pusiau skaidri membrana.



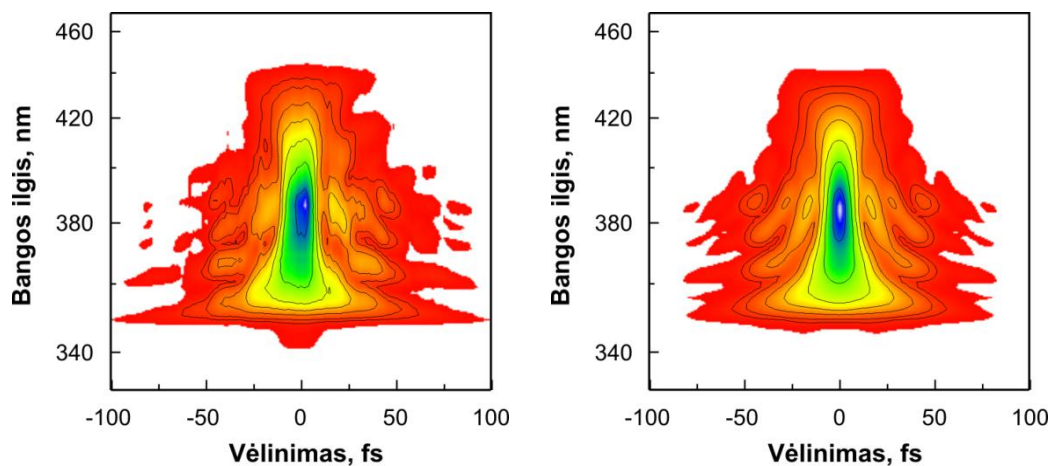
3.26 pav. Antros harmonikos FROG matavimo principinė schema.

Tiksliam fazės derinimui buvo pasirinktas grįžtamojo ryšio algoritmas, kurį sudarė impulso spektrinės fazinės charakteristikos nustatymas AHG FROG metodika, fazės aproksimavimas ketvirtos eilės polinomo funkcija dispersijos parametrą nustatyti, „Dazzler“ AOPDF valdymo parametrų pakeitimas ir pakartotinas fazės matavimas. Deja, turimame AOPDF „Dazzler“ modelyje akusto-optinei signalo moduliacijai yra naudojamas tik 25 mm ilgio teluro oksido (TeO_2) kristalas, naudojant šį prietaisą su SF57 prizmių kompresoriumi viso spūdos įrenginio maksimali spektrinio pralaidumo juosta apribota 200 nm pločiu: 700 nm iki 900 nm (3.27 pav.).

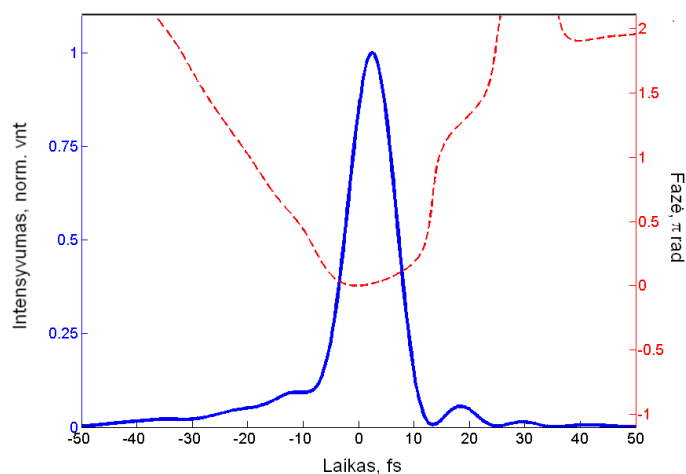


3.27 pav. 25 mm ilgio AOPDF pralaidumo juosta (raudona kreivė) esant užduotiems dispersijos koeficientams.

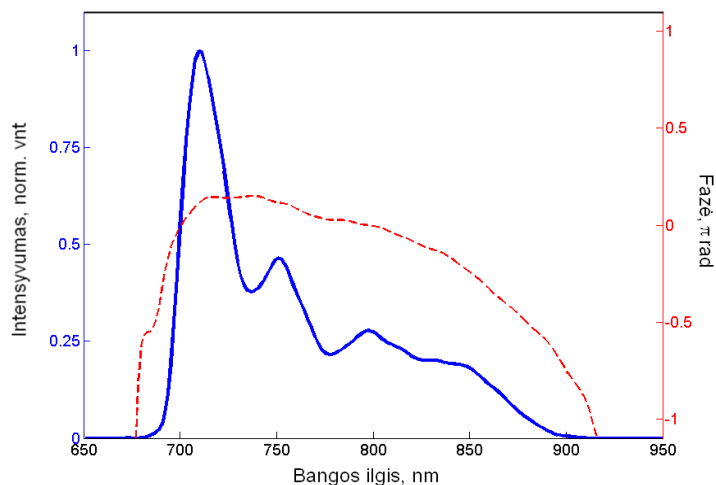
3.28 - 3.30 pav. pateikti tipinių femtosekundinio parametrinio stiprintuvo išvadinių impulsų spūdos charakterizavimo rezultatai. 3.28 pav. pavaizduota AHG FROG metodikos eksperimentinis ir skaitmeniškai rekonstruoto impulso pėdsakas. Rekonstruotą impulso pėdsaką atitinkantys impulso laikinė gaubtinė, spektras, laikinė ir spektrinė fazė pavaizduoti 3.29 pav. ir 3.30 paveiksluose.



3.28 pav. FROG analizės rezultatai: kairėje – išmatuotas FROG duomenų masyvas, dešinėje – rekonstruotas masyvas. Rekonstravimo paklaida lygi $7,7 \times 10^{-3}$, masyvo matmenys - 256×256 taškų.



3.29 pav. FROG analizės atkurta impulso gaubtinė (mėlyna kreivė), ir laikinė fazė (raudona brūkšninė kreivė). Impulso trukmė $\tau_{FWHM} = 9,8$ fs.

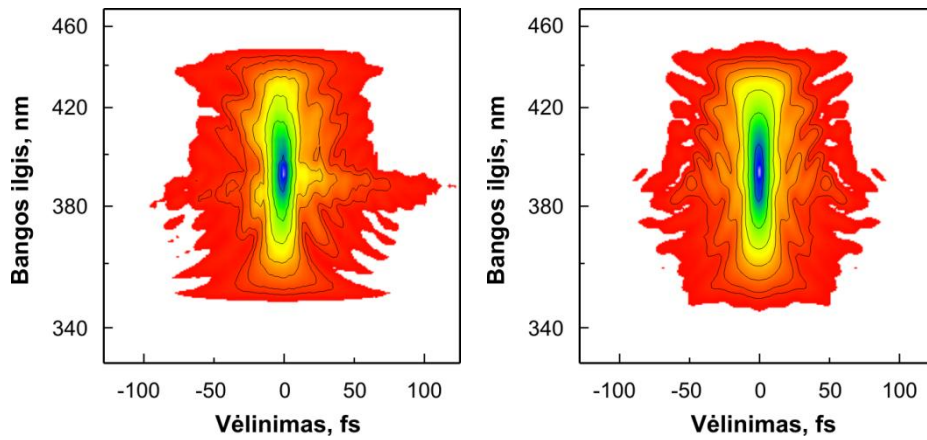


3.30 pav. FROG analizės atkurtas impulso spektras (mėlyna kreivė) ir spektrinė fazė (raudona brūkšninė kreivė).

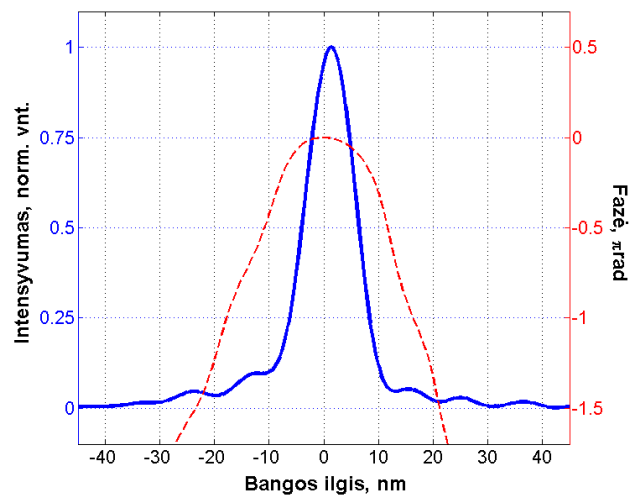
Kaip matyti iš pateiktų impulsų spūdos rezultatų, net panaudojus dalį impulso spektro yra pasiekiamos ~ 10 fs impulso trukmės, kas sudaro $\sim 10\%$ skirtumą, lyginant su minimalia spektru apsprendžiama impulso trukme. Panaudotas impulso spūdos optimizavimo algoritmas leidžia pasiekti tokią spūdą vidutiniškai per 10 iteracinių ciklų, priklausomai nuo pradinių spūdos parametrų.

AOPDF „Dazzler“ leidžia ne tik valdyti impulsų spektro komponentų fazę, bet ir keisti impulso spektro formą, parenkant tinkamus prietaiso amplitudinio

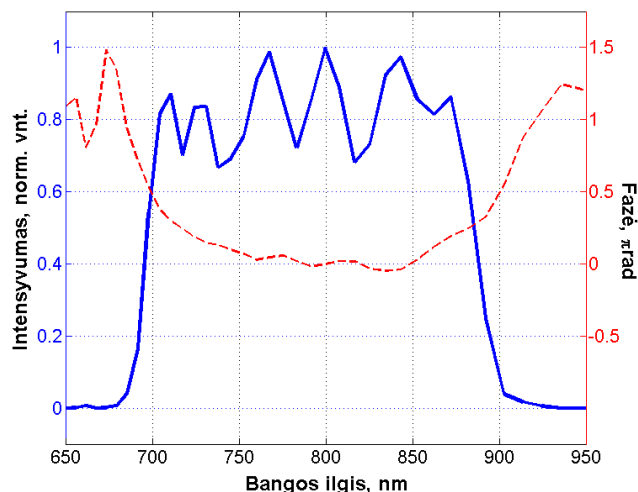
spektrinio filtro parametrus. Ši galimybė buvo išbandyta dar viename impulsų spūdos eksperimente, kurio rezultatai pateikti (3.31-3.33 pav.).



3.31 pav. FROG analizės rezultatai spaudžiant plokščios viršūnės spektro impulsą: kairėje – išmatuotas FROG duomenų masyvas, dešinėje – rekonstruotas masyvas. Rekonstravimo paklaida lygi $11,5 \times 10^{-3}$, masyvo matmenys - 128×128 taškų.



3.32 pav. FROG analizės atkurta impulso gaubtinė (mėlyna kreivė) ir laikinė fazė (raudona brūkšninė kreivė). Impulso trukmė $\tau_{\text{FWHM}} = 10,4$ fs.



3.33 pav. FROG analizės atkurtas impulso spektras (mėlyna kreivė) ir spektrinė fazė (raudona kreivė).

Kaip matyti iš paveiksluose pateiktų rezultatų, šiuo atveju suspaustų impulsų laikinė gaubtinė ir spektras turi labiau simetrinį pavidalą, tačiau ir impulso trukmė yra ~ 6 % didesnė, nei pirmuoju atveju.

Atlikti tyrimai parodo, kad sustiprinti impulsai yra spūdūs. Taip pat pažymėtina, kad atskirai naudojant tokią femtosekundinę sistemą esant pastoviems parametrams, išbandyta spūdos sistema gali būti pakeista taip vadinamų „čirpuotų“ veidrodžių, pasižyminčių fiksuota įnešama grupinių vėlinimų dispersija, rinkiniu. Tai užtikrintų sistemos paprastumą bei žymiai mažesnius energijos nuostolius.

Būtina pažymėti, kad AOPDF „Dazzler“ kristalo pažeidimo slenkstis yra apie 500 MW/cm^2 , todėl, kalbant apie bendrą visos daugiapakopės sistemos struktūrą, šis prietaisas gali būti talpinamas tik pradinėse parametrinių stiprintuvų pakopose, t.y. ten, kur impulsų intensyvumas dar yra pakankamai žemas. O įnešami AOPDF nuostoliai būtų nesunkiai kompensuojami tolesnėse stiprinimo pakopose.

4. Didelių energijų trijų pakopų optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprintuvo tyrimas

Atlikus pirminius spūdos eksperimentus ir įsitikinus, kad impulsai pasižymi tvarkinga faze, toliau buvo pereita prie parametrinio stiprinimo sistemos, kaupiamos didelės energijos pikosekundiniais impulsais, tyrimo. Prieš stiprinimą impulsai turėjo būti išplėsti iki ~ 20-30 ps trukmės, o po stiprinimo būtų spaudžiami, praleidžiant juos per nustatyto ilgio dispersinę terpę. Siekiant maksimalios išvadinių impulsų energijos, kompresoriuje turi būti kuo mažiau nuostolius įnešančių paviršių, t.y. būtina minimizuoti elementų skaičių, o tai savo ruožtu sumažina kompresoriaus derinimo ribas. Be to, būtina suderinti plėstuvą ir kompresorių taip, kad likutinė dispersija neviršytų AOPDF dinaminio diapazono. Todėl jau šiame etape reikėjo žinoti visos plėtimo ir spūdos sistemos parametrus. Šiam tikslui pasiekti buvo atliktas skaitmeninis sistemos suminės dispersijos modeliavimas bei optimizavimas.

4.1. Impulso plėtimo ir spūdos modeliavimas

Optiniai įrenginiai, leidžiantys pasiekti 10^2 - 10^3 kartų impulsų laikinę plėtrą ir spūdą, yra vieni svarbiausių OPCPA sistemų komponentų, apsprendžiančių išvadinių impulsų trukmę ir kokybę. Svarbu ir tai, kad išvadinių impulsų energija priklauso nuo pasirinktos impulsų plėtros/spūdos sistemos architektūros. Anomalios (neigiamos) dispersijos įrenginiai yra konstruojami panaudojant gardelių ar prizmių poras, o teigiama dispersija paprastai realizuojama impulsui sklindant normaliosios dispersijos terpe. Čia reikia paminėti ir specialios konstrukcijos, taip vadinamus „čirpuotus“, dielektrinius veidrodžius, kurie gali įnešti tiek normalią, tiek ir anomalią dispersiją. Palyginus tipinius impulsų laikinės spūdos/plėtimo schemų energinius nuostolius, buvo nuspręsta OPCPA schemoje stiprinti neigiamai „čirpuotus“ (angl. *down-chirped*) impulsus. Tokiu būdu impulsas išplečiamas naudojant plėstuvą difraccinių gardelių pagrindu, jo įnešami nuostoliai

kompensuojami parametrinio stiprinimo pakopose. Tuo tarpu impulso spūda realizuojama praleidus impulsą pro tam tikro ilgio normalios dispersijos medžiagą, kad jau maksimaliai sustiprintas impulsas spūdos schemoje prarastų mažiausią energijos dalį.

Siekiant nustatyti tinkamus parametrus, buvo atliktas sistemos dispersinių komponentų skaitmeninis modeliavimas. Tam tikslui buvo sukurta programa, leidžianti greitai įvertinti sistemos elementų įtaką impulso fazinei charakteristikai. Kadangi impulsų plėtimui naudojome įrenginius, pasižyminčius neigiama grupinių greičių dispersija, toliau juos vadinsime plėstuvais, nors kitose sistemose jie dažniausiai atlieka kompresorių paskirtį.

Norint kuo tiksliau sumodeliuoti sistemą, reikėtų įvertinti kiekvieno elemento sąlygojamą spektrinės fazės skirstinį, tačiau dažnai apsiribojama keliais pirmaisiais Teiloro eilutės, išskleistos centrinio dažnio ω_0 aplinkoje, nariais:

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \\ + \frac{1}{6}\varphi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (4.1)$$

čia φ' , φ'' ir φ''' ir t.t. yra fazės išvestinės pagal dažnį ω ir atitinka grupinį vėlinimą, grupinio vėlinimo dispersiją (*GDD*), trečios eilės dispersiją (*TOD*), ketvirtos eilės dispersija (*FOD*) ir t.t. Toliau ir naudosime šiuos trumpinius.

Pagrindines programos dalis sudarė prizmių plėstuvo, skaidrios gardelės plėstuvo, medžiagos dispersijos skaičiavimai. Spūdos ir plėtimo sistemai skaičiuoti pasirinkome dispersijos ir optinių kelių (angl. *ray-trace*) skaičiavimo metodą. Programoje nurodomi realūs komponentų geometriniai matmenys ir skaičiuojama spindulių eiga, geometriniuose paviršiuose priklausomai nuo užduotų parametrų apskaičiuojami lūžio, difrakcijos arba atspindžio sąlygos kiekvienam spektro komponentui. Modelį galima būtų suskirstyti į kelias pagrindines dalis pagal naudojamų elementų geometriją bei impulsų sklidimo terpę. Sklindant impulsui medžiagoje, žinant jos *Sellmeier*'io koeficientų vertes, suskaičiuojami grupiniai vėlinimai visiems spektro komponentams.

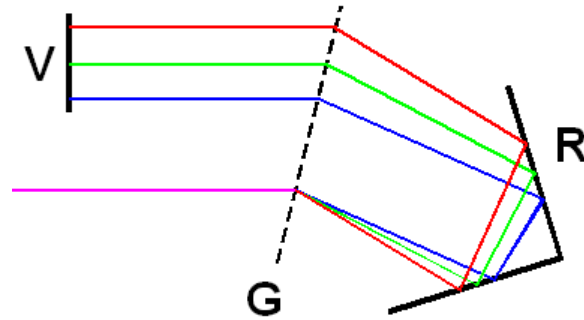
Gardelių kompresoriaus atveju suskaičiuojami tik optiniai keliai. Prizmių kompresoriaus atveju naudojamas mišrus skaičiavimas: skaičiuojami optiniai keliai visame kompresoriuje, papildomai atsižvelgiant į grupinius vėlinimus prizmės medžiagoje. Vėlesnė programos versija taip pat buvo papildyta užduodamų dispersinių charakteristikų elementais: „čirpuotais“ veidrodžiais bei AOPDF.

Naudotas skaičiavimo metodas dar patogus tuo, kad leidžia skaitmeniškai nustatyti aukštesnių dispersijos narių koeficientus įvairioms plėstuvo ir kompresoriaus geometrinėms variacijoms, taip pat įvertinti išderinimo įtaką. Be to, jis suteikia galimybę iš karto įvertinti pasirinktų parametrų prietaiso konstravimo galimybes: išmatuoti atstumus tarp visų paviršių, įsitikinti, kad elementai nepersikloja erdvėje ar neblokuoja spindulių eigos, įvertinti pluoštelio diametrą bet kurioje sistemos vietoje. Tuo tarpu literatūroje pateikiamos analitinės išraiškos gali būti taikomos tik griežtai apibrėžtomis sąlygomis, be to, jos tampa pakankamai sudėtingos skaičiuojant aukštesnių eilių dispersijos koeficientus. Į pluošto difrakcinę skėstį mūsų pasirinktame modelyje nebuvo atsižvelgta. Kiekvieno elemento įnešama dispersija buvo suskaičiuota atskirai, o paskui sumuojama.

Siekiant suskaičiuoti spektrinės fazės pokytį gardelių plėstuve, reikia žinoti pluošto apšviestų gardelės režių skaičių, rezultatai tampa priklausomi nuo pradinių pluošto matmenų. Tačiau grupiniam vėlinimui įvertinti šiuo atveju pakanka suskaičiuoti spektrinių komponentų optinius kelius [114]. Todėl, paprastumo dėlei, modelyje pereita prie kiekvieno elemento įnešamų grupinio vėlinimų skirstinio radimo mus dominančioje spektro srityje. Spektrinės fazės skirstinys konstantos tikslumu randamas suintegravus grupinius vėlinimus, o grupinių vėlinimų dispersija ir aukštesnių eilių dispersijos koeficientai randami skaitmeninio diferencijavimo būdu.

Po pirmų parametrinio stiprinimo pakopų sustiprinto impulso energija yra dešimties mikrodžaulių eilės, o impulso trukmė yra ~ 300 fs. Prieš tolesnį stiprinimą impulsas yra plečiamas neigiamos grupinių greičių dispersijos plėstuve. Tam tikslui buvo sukonstruotas plėstuvas, kurį sudaro viena

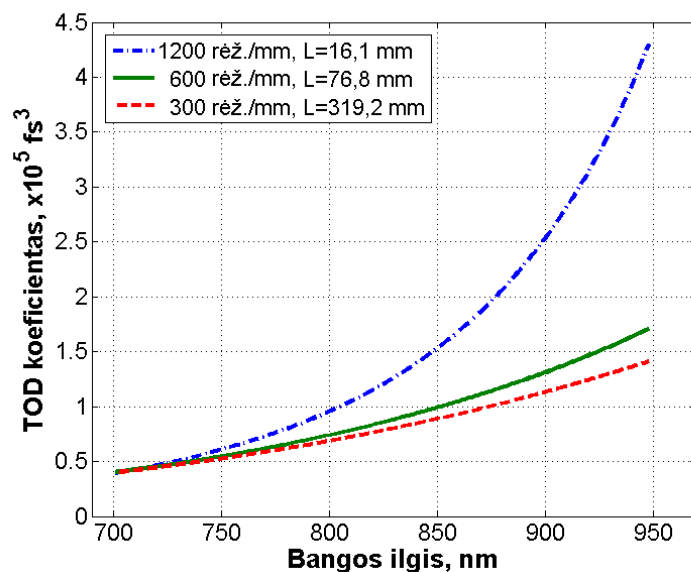
pralaidumo gardelė ir retroreflektorius (žr. 4.1 pav.). Panaši koncepcija jau anksčiau buvo pasiūlyta naudoti prizminio kompresoriaus atveju [115].



4.1 pav. Principinė plėstuvo schema. G - difrakcinė pralaidumo gardelė; R – dviejų statmenų veidrodžių retroreflektorius, V – veidrodis.

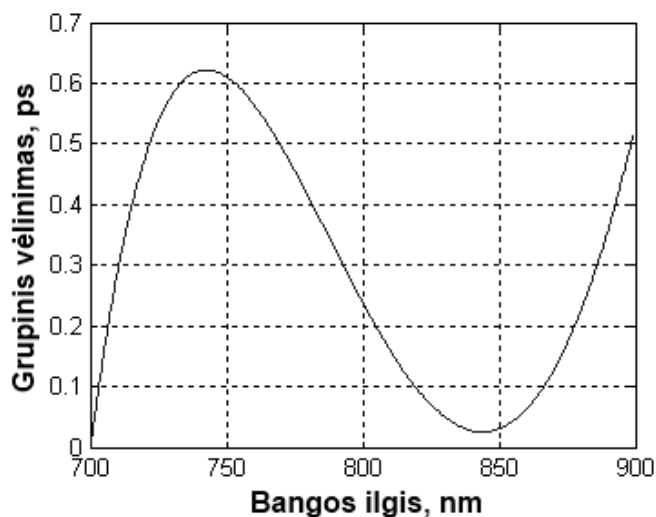
Tokia schema leidžia paprastai keisti impulso plėtros mastą, keičiant retroreflektoriaus atstumą nuo gardelės. Be to, pralaidumo gardelės naudojimas plėstuve suteikia galimybę išstatyti gardelę tiksliai Litrovo (*Littrow*) kampui, tuo tarpu atspindžio gardelių atveju to padaryti praktiškai neįmanoma.

Prenkant gardelės parametrus plėstuvui, buvo atsižvelgta ir į aukštesnių eilių dispersiją. Yra žinoma, kad mažesnio rėžių per ilgio vienetą skaičiaus gardelių plėstuvas įneša mažiau trečios eilės dispersijos, nei tankesnė gardelė, esant vienodomis plėtimo ar spūdos sąlygoms. Tačiau yra prarandamas difrakcijos į pirmos eilės maksimumą efektyvumas. Iš egzistuojančių gardelių buvo pasirinktas kompromiso variantas – 600 rėžių/mm pralaidumo gardelė pasižyminti ~ 90 % efektyvumu pirmam difrakcijos maksimumui. Palyginimui, įvairių gardelių plėstuvų įnešamos trečios eilės dispersijos dalis yra pavaizduota 4.2 pav.



4.2 pav. Trečios eilės dispersijos, įnešamos skirtingų gardelių plėstuvoose, nario skirstinys. L – atstumas tarp gardelių. Visais atvejais plėstuvo parametrai parinkti taip, kad impulsas būtų plečiamas iki ~ 40 ps.

Kaip matome iš 4.2 pav., gardelių plėstuvo įnešamos trečios eilės dispersijos ženklas yra teigiamas. Tačiau po stiprinimo impulso spūda turėtų būti realizuojama normalios dispersijos medžiagoje, kurios trečios eilės dispersija taip pat yra teigiama. Todėl sistemoje tenka papildomai naudoti dviejų prizmių neigiamos dispersijos plėstuva, kurio trečios eilės dispersijos narys yra neigiamas, ir jis galėtų kompensuoti gardelių plėstuvo bei medžiagos įnešamą TOD. Tačiau prizmių plėstuvas taip pat papildomai išplečia impulsą, todėl tenka mažinti impulso plėtimo dalį, tenkančią gardelei. Taigi, yra būtina optimizuoti visų sistemos dalių parametrus vienu metu. Optimizavimo rezultatai 200 nm spektro pločio spinduliuotei yra parodyti 4.3 pav. Gardelių plėstuvo indėlis į impulso plėtrą yra $\sim 22,6$ ps, prizmių plėstuvo – apie 12,8 ps. Šiuo atveju atstumas tarp prizmių yra 1,23 m, o impulso skersinis matmuo ant antros prizmės paviršiaus yra 64 mm.

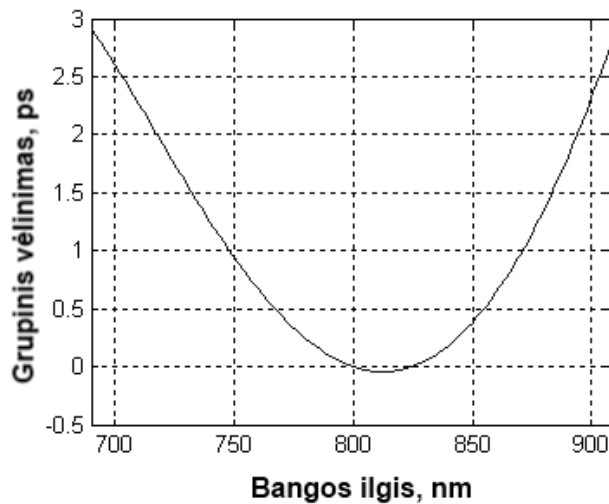


4.3 pav. Liekamasis grupinių vėlinimų skirtumas, optimizavus gardelių ir prizmių plėstuvų bei stiklo kompresoriaus parametrus.

Taip pat matome, kad net ir optimizavus sistemos parametrus, dėl aukštesnių eilių dispersijos grupinio vėlinimo pokyčiai per visą impulso spektrą yra gana dideli (0,6 ps). Yra akivaizdu, kad be papildomo fazės valdymo impulsas negali būti pilnai suspaustas.

Šiuo atveju impulso fazinei charakteristikai sutvarkyti reikalingas papildomas fazės moduliatorius. OPCPA sistemose šiam tikslui dažniausiai naudojamas erdvinis šviesos moduliatorius skystų kristalų matricos pagrindu [22] arba akusto-optinis programuojamas dispersinis filtras [53, 55]. Siekiant panaudoti skystų kristalų pagrindu veikiančią moduliatorių, impulso spektras turi būtų išskleistas erdvėje, o spektrinė moduliacija yra diskretinė ir apsprendžiama skystų kristalų matricos elementų skaičiaus. Tuo tarpu AOPDF panaudojimas išsiskiria tam tikrais privalumais: tai yra kompaktiškas prietaisas, tik nežymiai keičiantis jį praėjusio spindulio kryptį, juo atliekama spektrinių impulso komponentų fazės korekcija nėra diskretinė, o derinimo ir kalibravimo procedūra yra paprasta. Deja, šio prietaiso trūkumas yra tai, kad jo difrakcijos efektyvumas yra ženkliai mažesnis ties taškais, kur GDD yra lygi nuliui. Be to, moduliatoriuje naudojamo TeO_2 kristalo dispersija yra pakankamai didelė, todėl prietaiso spektro komponentų grupinių vėlinimų korekcija gali būti pasiekama tik riboto spektro pločio impulsams. Turimas „Dazzler“ modelis leidžia kompensuoti iki 3,5 ps grupinio vėlinimo skirtumą

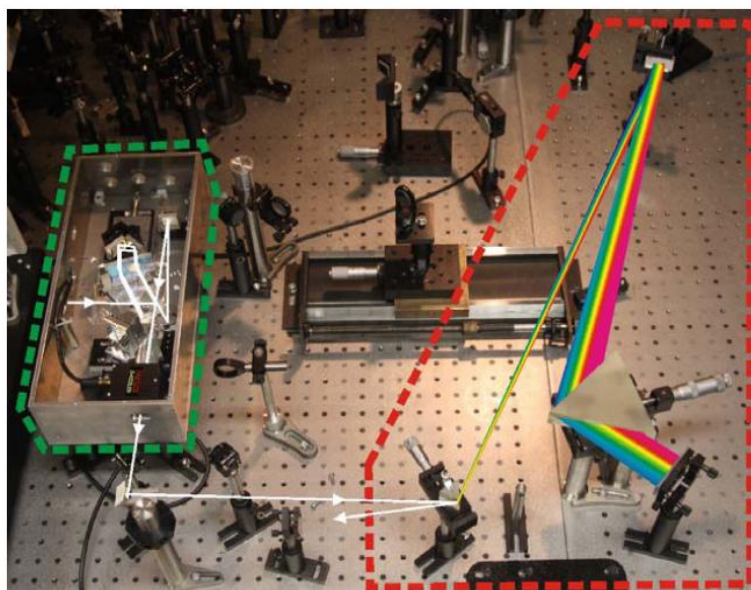
įskaitant jame naudojamo 25 mm ilgio TeO₂ kristalo įnešamą dispersiją. Todėl visos sistemos suminė dispersija turi būti parinkta taip, kad grupinių vėlinimų skirtumas 700-950 nm spektrinio ruožo komponentams būtų $\leq 3,5$ ps. Plėtimo ir spūdos sistemos grupinių vėlinimų skirtumo minimizavimo rezultatas, kai į sistemą yra įdėtas 25 mm ilgio TeO₂ kristalas, yra pateiktas 4.4 pav.



4.4 pav. Suskaičiuotas visos sistemos grupinių vėlinimų skirtumas, papildomai įdėjus 25 mm ilgio TeO₂ kristalą.

Kaip matome, esant 200 nm spektro pločiui, AOPDF dar kompensuotų likusį grupinių vėlinimų skirtumą, tačiau šiuo atveju sistema jau dirbtų esant ribiniams AOPDF parametrams.

Pagal aukščiau aptarto modeliavimo rezultatus buvo sukonstruota impulso plėtimo sistema (4.5 pav.), kuri buvo panaudota išplėsti femtosekundinį signalo impulsą iki dešimčių pikosekundžių trukmės. Žalia brūkšnine linija paveiksle pažymėtas gardelinis plėstuvas, surinktas pagal 4.1 pav. pavaizduotą schemą. Tame pačiame korpuse buvo įmontuotas ir akusto-optinis impulso fazės valdymo įrenginys „Dazzler“.



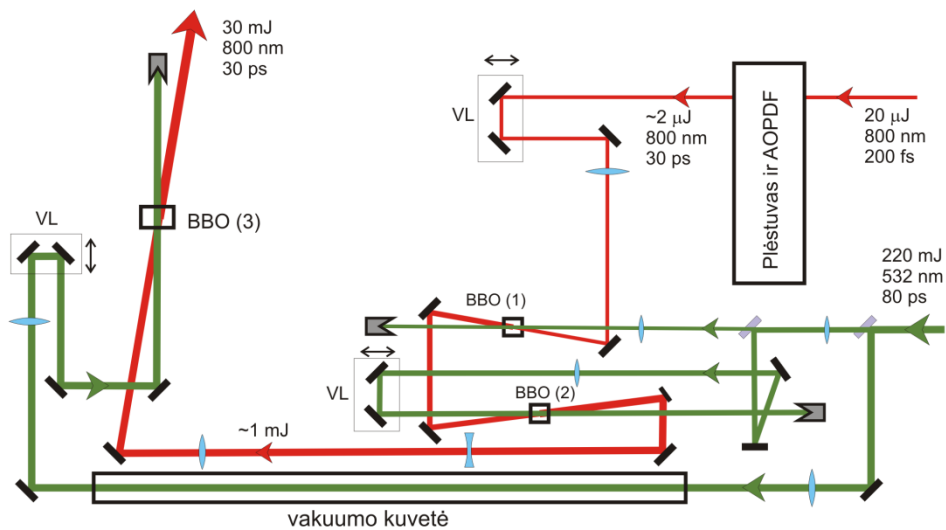
4.5 pav. Eksperimentinė impulso plėtimo schema. Žalia punktyrinė linija žymi gardelių plėstuvą ir AOPDF, raudona punktyrinė linija – neigiamos grupinių greičių dispersijos prizmių plėstuvą.

Raudona brūkšnine linija paveiksle pažymėtas prizminis plėstuvas. Impulso nueinamas kelias tarp prizmių buvo nežymiai padidintas, nes yra atsižvelgta į tai, kad impulsas krinta į prizmes keliais milimetrais toliau nuo prizmės viršūnės, ir todėl padidėja medžiagos įnešamos dispersijos dalis. Tokia konfigūracija leidžia papildomai valdyti visos sistemos dispersiją, keičiant spindulių optinio kelio ilgį prizmėje. Siekiant atskirti grįžtantį iš plėstuvo impulsą, galinis plėstuvo veidrodys nežymiai išderinamas vertikaliajoje plokštumoje, todėl spindulys iš plėstuvo grįžta skirtingame aukštyje ir nukreipiamas veidrodžiu į parametrinio stiprinimo schemą.

4.2. Didelės energijos daugiapakopio parametrinio stiprintuvo tyrimas

Sukonstruotame plėstuve impulsas buvo plečiamas iki ~ 30 ps trukmės ir įleidžiamas stiprinti į daugiapakopį parametrinį stiprintuvą, kaupinamą 100 ps trukmės Nd:YAG sistemos antros harmonikos spinduliuote. Nd:YAG stiprintuvo antros harmonikos spinduliuotė buvo padalinta į tris kanalus, parenkant kiekviename jų pluošto diametrą efektyviam stiprinimui užtikrinti. Visose parametrinio stiprinimo pakopose buvo realizuota nekolinearaus

stiprinimo konfigūracija ir naudojami BBO kristalai. Bendra sistemos schema yra pavaizduota 4.6 pav.



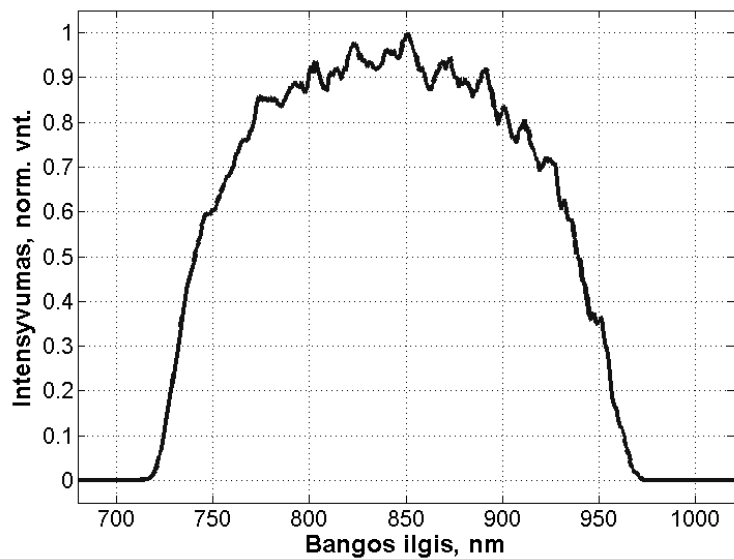
4.6 pav. Trijų pakopų optinio parametrinio čirpuotų impulsų sistemos schema. VL žymi derinamo vėlinimo linijas. Raudonos linijos atitinka signalinio impulso kelią, žalios – kaupinimo spinduliuotės.

Nd:YAG stiprintuvo antros harmonikos spinduliuotė buvo padalinta į tris kanalus, parenkant kiekviename jų pluošto diametrą efektyviam stiprinimui užtikrinti. Norint pasiekti gerus energinį keitimą ir išvadinio pluošto kokybę parametriniuose stiprintuvuose, reikia užtikrinti vienalytį kaupinimo pluoštų intensyvumo skirstinį visose stiprinimo pakopose. Kaip buvo parodyta 2.2 skyriuje, kaupinimo pluošto intensyvumo skirstinys skersinėje koordinatėje yra artimas stačiakampiam, t.y. turi plokščią viršūnę ir gana stačius kraštus. Tai yra būdinga skersinio kaupinimo lazerinėms sistemoms, nes stiprinimui naudojama visa aktyvaus elemento apertūra ir pluoštas yra apribojamas elemento kraštu. Dėl šios priežasties pluošto struktūra tolimajame lauke išsidarko. Siekiant išlaikyti tolygų kaupinimo pluošto intensyvumą, buvo panaudotos 4f atvaizdavimo sistemos, kurios Nd:YAG lazerio antros harmonikos spinduliuotės pluoštą ties išvadine lazerio plokštuma atvaizduodavo į kiekvienos stiprinimo pakopos netiesinį kristalą. Kompaktiškumo dėlei pirmųjų dviejų pakopų kaupinimo atvaizdavimo sistemos buvo susietos bendru pirmuoju lęšiu. Pirmoje pakopoje kaupinimo

dėmelės diametras buvo $\sim 0,7$ mm, o antroje pakopoje – ~ 1 mm. Tuo tarpu trečiosios pakopos kaupinimo spinduliuotės atvaizdavimo sistemoje, siekiant išvengti optinio oro pramušimo atvaizduojančio lęšio židinyje, teko naudoti vakuuminę kiuvetę, kurioje buvo palaikomas 10^{-2} mBar slėgis. Kaupinimo pluošto diametras trečioje pakopoje siekė 9 mm.

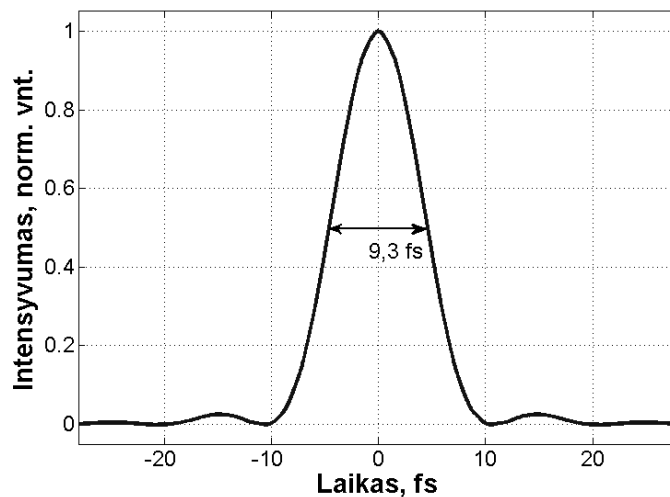
Visose pakopose buvo naudojami BBO kristalai, o parametrinis stiprinimas buvo atliekamas nekolinearios sąveikos konfigūracijoje. Signalinis ir kaupinimo pluošteliai buvo suvedami $\sim 3,9^\circ$ kampu, kas leidžia stiprinti itin plataus spektro impulsus. Po impulsų plėstuvo signalo energija dėl nuostolių difrakcinėje gardelėje bei palyginti mažo AOPDF difrakcijos efektyvumo sumažėjo nuo 17-20 μJ iki ~ 5 μJ , dirbant be fazės valdymo įrenginio, o naudojant „Dazzler“ – 1-2 μJ , priklausomai nuo programuojamų fazės valdymo parametrų. Užkrato signalas į pirmąją parametrinio stiprintuvo pakopą, kurioje naudojamas $6\times 6\times 5$ mm³ matmenų BBO kristalas, buvo fokusuojamas $f = 800$ mm lęšiu. Pirmoje pakopoje sustiprintų impulsų energija siekė ~ 200 μJ , esant $\sim 2,8$ mJ kaupinimo impulsų energijai. Toliau šie impulsai buvo nukreipiami į antrąją parametrinio stiprinimo pakopą, kurioje naudojamas BBO kristalas, kurio matmenys yra $6\times 6\times 4$ mm³. Kaupinant 9 mJ energijos impulsais, signalas šioje pakopoje sustiprinamas iki 0,8-1 mJ.

Prieš nukreipiant signalinę spinduliuotę į trečios stiprinimo pakopos įėjimą, jos pluoštelis didinančiu teleskopu išplečiamas nuo 1,5 mm iki 9 mm skersmens. Kaupinimo pluoštelio diametras kristalo įėjime yra 8 mm. Toks pluošto matmenų santykis užtikrina efektyvų kaupinimo panaudojimą. Šioje stiprintuvo pakopoje naudojamas $15\times 15\times 5$ mm³ matmenų BBO kristalas, kuris kaupinamas didžiąja Nd:YAG lazerio spinduliuotės dalimi. Čia pateikti eksperimentų rezultatai buvo gauti esant mažesnei (~ 220 mJ) kaupinimo energijai, kas buvo sąlygota Nd:YAG stiprintuvo kaupinimo lempų degradavimo. Sustiprintų impulsų energija parametrinio stiprintuvo išvade siekė 30 mJ, o impulsų spektro plotis viršija 200 nm. (4.7 pav.).



4.7 pav. Išvadinio impulso, sustiprinto pikosekundiniame parametriniame stiprintuve, spektras (impulso energija 28 mJ).

Atlikus impulso spektro Furje transformaciją, galima įvertinti, kokia gali būti ribinė šių impulsų trukmė. Skaičiavimai rodo, kad šiame darbe sukurto parametrinio stiprintuvo išvadiniai impulsai gali būti suspausti iki trukmių, mažesnių nei 10 fs (4.8 pav.).



4.8 pav. Išvadinio didelės energijos sistemos impulso spektro Furje transformacija, $\tau_{FWHM} = 9,3$ fs.

Impulso spektro šlaitai yra gana statūs, o tai lemia laikinėje impulso gaubtinėje atsirandančius „sparnus“, tačiau šių „sparnų“ maksimali intensyvumo vertė impulso smailės atžvilgiu yra apie 4 %.

OPCPA schemose, kuriose yra stiprinami išplėsti neigiamo „čirpo“ impulsai, jų spūda gali būti vykdoma naudojant reikiamo ilgio teigiamos grupinių greičių dispersijos medžiagas. Dažniausiai naudojami įvairių tipų stiklai. Tokie impulsų kompresoriai yra santykinai paprasti naudoti ir pasižymi mažais nuostoliais. Didžioji nuostolių dalis yra sąlygota atspindžių nuo stiklo paviršiaus, kurie gali būti procento eilės, parinkus tinkamas skaidrinančias dangas. Pagrindinės problemos, naudojant tokius kompresorius, yra susijusios su tuo, kad, impulsams sklindant stikle ir mažėjant jų trukmei, išauga spinduliuotės intensyvumas. Atsiradęs netiesinis lūžio rodiklio kitimas laike sukelia impulso fazės moduliavimąsi, o kitimas erdvėje – fokusavimosi reiškinius. Literatūroje šių reiškinių visuma dažnai yra apibūdinama kaip netiesinės fazės kaupimasis (angl. *nonlinear phase accumulation*). Šių reiškinių mastas yra įvertinamas skaičiuojant dydį, vadinamą B integralu, kuris priklauso nuo medžiagos netiesinio lūžio rodiklio, spinduliuotės bangos ilgio ir intensyvumo. Iš šių parametrų lengviausia pakeisti pastarąjį, parenkant tinkamą pluošto skersmenį, kad minėtų netiesinių efektų įtaka būtų nežymi. Laikoma, kad kai $B < 1$, į fokusavimąsi ir papildomą fazės moduliavimąsi galima neatsižvelgti. Atsižvelgus į šį parametą, preliminariai įvertinta mažiausia leistina pluošto diametro vertė tokiam kompresoriui yra apie 60 mm. Atsižvelgus į didelio tūrio stiklo kompresorių kainą, jų ribotą taikomumą bei į faktą, kad sistema yra nuolatos tobulinama ir gali būti pasiektos ženkliai didesnės energijos, šiame etape išvadinių impulsų spūda nebuvo atliekama. Be to, verta pažymėti, kad kompresoriuje naudojamų stiklo terpių matmenys gali būti sumažinti, baigiamajam spūdos etapui panaudojus teigiamos grupinių vėlinimų dispersijos čirpuotų veidrodžių sistemą. Ši technologija Lietuvoje yra sparčiai vystoma ir tikimasi ją pritaikyti jau artimiausiu metu.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

Kelių aktyviųjų elementų naudojimas viename rezonatoriuje leidžia padidinti Yb:KGW regeneratyvinio stiprintuvo išvadinę galią iki 30 W esant 100 kHz pasikartojimo dažniui, kas atitinka 0,3 mJ impulsų energiją. Ši koncepcija gali būti pritaikyta komercinių lazerinių sistemų išvadinės galios didinimui.

Optinė Yb:KGW ir Nd:YAG stiprintuvų sinchronizacija, taikant poliarizacinį bendro Yb:KGW osciliatoriaus spinduliuotės spektrinių komponentų atskyrimą, užtikrina didžiausią užkrato energiją abiem regeneratyviniams stiprintuvams bei mažiausią sustiprintos spontaninės spinduliuotės lygį. Yb:KGW stiprintuvo išvade užregistruotas sustiprintos spontaninės spinduliuotės lygis yra $<10^{-8}$ pagrindinio impulso smailės atžvilgiu, tuo tarpu Nd:YAG sistemai $<10^{-6}$ po pirmo regeneratyvinio stiprintuvo ir $\sim 10^{-5}$ po antro.

Yb:KGW femtosekundiniu lazeriu kaupinama baltos šviesos kontinuumo generavimo ir nekolinearios sąveikos optinio parametrinio stiprinimo sistema įgalina formuoti plataus spektro 20 μ J energijos impulsus ties 800 nm bangos ilgiu, kurie gali būti spaudžiami iki mažesnės nei 10 fs trukmės.

Siekiant išvengti stiprinamų impulsų spektro siaurimo ir išlaikyti efektyvaus stiprinimo sąlygas Gauso formos impulsų atveju, kaupinimo impulsas turėtų būti apie 3 kartus ilgesnis už signalinį impulsą.

Darbe parodyta, kad nekolinearaus parametrinio stiprinimo atveju moduluotos fazės impulsas gali patirti erdvinius spektro iškraipymus be žymių pluošto kampinės charakteristikos pokyčių. Femtosekundinių impulsų optinio parametrinio stiprinimo pakopos išvade nekolinearios sąveikos atveju buvo užregistruota erdvinė dispersija $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda} \approx 1 \mu\text{m}/\text{nm}$, tuo tarpu kampinė dispersija buvo nykstamai maža.

Sukonstruota kompaktišku Yb:KGW femtosekundiniu lazeriu kaupinama plataus spektro generavimo ir parametrinio stiprinimo sistema gali būti

panaudota vietoj Ti:safyro lazerinės sistemos generuoti mažesnės nei 10 fs trukmės impulsus ties 800 nm centriniu bangos ilgiu.

Darbe pasiūlyta ir pritaikyta hibridinio kaupinimo koncepcija, kuomet stiprinamų impulsų trukmė yra nuosekliai didinama keliose parametrinio stiprinimo pakopose, taip užtikrinant optimalų užkrato intensyvumą, pasiekiant didelę impulso energiją ir sudarant prielaidas didelio energinio kontrasto itin trumpų impulsų formavimui. Superkontinuumo spinduliuotės impulsai buvo sustiprinti iki 30 mJ energijos, o impulsų spektras atitinka 9,3 fs spektru ribotą trukmę. Sistemoje išvengiama šviesolaidinių elementų naudojimo, kas užtikrina didesnę sistemos atsparumą mechaniniam bei terminiam poveikiui.

Literatūros sąrašas

- 1 T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature* **187** (4736), 493 (1960).
- 2 D. Strickland and G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.* **56** (3), 219-221 (1985).
- 3 A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88** (4-6), 437-440 (1992).
- 4 I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley and J. L. Collier, The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers, *Opt. Commun.* **144** (1-3), 125-133 (1997).
- 5 A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika*, (Vilnius: TEV, 2008).
- 6 T. Brabec, F. Krausz, Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics, *Rev. Mod. Phys.* **72** (2), 545-591 (2000).
- 7 G.D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, F. Krausz, Route to intense single attosecond pulses, *New J. Phys.* **8** (1), 1-19 (2006).
- 8 G.A. Mourou, T. Tajima, S.V. Bulanov, Optics in the relativistic regime, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2), 309-371 (2006).
- 9 M. Geissler, J. Schreiber, J. Meyer-ter-Vehn, Bubble acceleration of electrons with few-cycle laser pulses, *New J. Phys.* **8**, 186-199 (2006).
- 10 A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, T. W. Hänsch, and F. Krausz, Attosecond control of electronic processes by intense light fields, *Nature* **421** (6923), 611-615, (2003).
- 11 S.P.D. Mangles, et al., Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions, *Nature* **431** (7008), 535-538 (2004).
- 12 C.G.R. Geddes, et al., High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding, *Nature* **431** (7008), 538-541 (2004).
- 13 J. Faure, et al., A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams, *Nature* **431** (7008), 541-544 (2004).
- 14 M. Nisoli, G. Sansone, New frontiers in attosecond science, *Progress in Quantum Electronics* **33** (1), 17-59, (2009).

-
- 15 B. Hou, J. Easter, A. Mordovanakis, K. Krushelnick, and J. Nees, Vacuum-free x-ray source based on ultrashort laser irradiation of solids, *Opt. Express* **16** (22), 17695-17705 (2008).
 - 16 P. Audebert, V. Nagels, J.P. Geindre, F. Dorchies, O. Peyrusse, S. Gary, F. Girard, R. Shepherd, J.C. Gauthier, C. Chenais-Popovics, X-ray spectroscopy of a thin foil plasma produced by a short-pulse high-intensity laser, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **81** (1-4), 19–30 (2003).
 - 17 L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández, Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets, *Phys. Plasmas* **14** (5), 056706 (2007).
 - 18 Jovanovic, C. Ebberts, and C. Barty, Hybrid chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **27** (18), 1622-1624 (2002).
 - 19 K. Kondo, H. Maeda, Y. Hama, S. Morita, A. Zoubir, R. Kodama, K. Tanaka, Y. Kitagawa, Y. Izawa, Control of amplified optical parametric fluorescence for hybrid chirped-pulse amplification, *J. Opt. Soc. Am. B* **23** (2), 231-235 (2006).
 - 20 H. Kiriya, et al., 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).
 - 21 N. Ishii, L. Turi, V. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicius, R. Danielius, and A. Piskarskas, Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses, *Opt. Lett.* **30** (5), 567-569 (2005).
 22. S. Witte, R. Zinkstok, A. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. 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).
 23. F. Brunner, G. Spühler, J. Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A. Lagatsky, A. Abdolvand, N. Kuleshov, and U. Keller, Diode-pumped femtosecond Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power, *Opt. Lett.* **25** (15), 1119-1121 (2000).
 24. H. Liu, J. Nees, and G. Mourou, Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb:KY(WO₄)₂ laser, *Opt. Lett.* **26** (21), 1723-1725 (2001).
 25. G. Cerullo, M. Nisoli, S. De Silvestri, Generation of 11 fs pulses tunable across the visible by optical parametric amplification, *Appl. Phys. Lett.* **71** (25), 3616-3618 (1997).

-
26. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique, *Appl. Phys. Lett.* **68** (20), 2793-2795 (1996).
 27. M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipocs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, F. Krausz, Compression of high-energy laser pulses below 5 fs, *Opt. Lett.* **22** (8), 522-524 (1997).
 28. S. Bohman, A. Suda, M. Kaku, M. Nurhuda, T. Kanai, S. Yamaguchi, K. Midorikawa, Generation of 5 fs, 0.5 TW pulses focusable to relativistic intensities at 1 kHz, *Opt. Express* **16** (14), 10684-10689 (2008).
 29. A. Siddiqui, G. Cirmi, D. Brida, F. Kärtner, and G. Cerullo, Generation of <7 fs pulses at 800 nm from a blue-pumped optical parametric amplifier at degeneracy, *Opt. Lett.* **34** (22), 3592-3594 (2009).
 30. A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt, J. Kobelke, Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator, *Opt. Lett.* **31** (1), 125-127 (2006).
 31. C. Schriever, S. Lochbrunner, P. Krok, and E. Riedle, 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).
 32. K. Osvay, M. Csatári, I.N. Ross, A. Persson, and C.-G. Wahlström, On the temporal contrast of high intensity femtosecond laser pulses, *Laser and Particle Beams* **23** (3), 327-332 (2005).
 33. D. Umstadter, Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers, *Phys. Plasmas* **8** (5), 1774-1785 (2001).
 34. V. Ivanov, A. Maksimchuk, G. Mourou, Amplified Spontaneous Emission in a Ti:sapphire Regenerative Amplifier, *Appl. Opt.* **42** (36), 7231-7234 (2003).
 35. J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe, Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection, *Opt. Commun.* **148** (1-3), 70-74 (1998).
 36. P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, P. D'Oliveira, F. Quéré, F. Réau, P. Martin, High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma, *Opt. Lett.* **29** (8), 893-895 (2004).
 37. R. C. Shah, R. P. Johnson, T. Shimada, K. A. Flippo, J. C. Fernandez, and B. M. Hegelich, High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification, *Opt. Lett.* **34** (15), 2273-2275 (2009).
 38. A. Jullien, J.-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, O. Albert, G. Chériaux, S. Kourtev, N. Minkovski, S. M. Saltiel, Highly efficient nonlinear filter for

-
- femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening, *Opt. Lett.* **33** (20), 2353-2355 (2008).
39. H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, T. Yamanaka, High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal, *Opt. Lett.* **28** (4), 257-259 (2003).
40. C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, J. D. Zuegel, High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems, *Opt. Lett.* **32** (15), 2143-2145 (2007).
41. V. Bagnoud, J. D. Zuegel, N. Forget, and C. Le Blanc, High-dynamic-range temporal measurements of short pulses amplified by OPCPA, *Optics Express* **15** (9), 5504-5511 (2007).
42. 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).
43. F. Tavella, K. Schmid, N. Ishii, A. Marcinkevicius, L. Veisz, F. Krausz, High-dynamic range pulse-contrast measurements of a broadband optical parametric chirped-pulse amplifier, *Appl. Phys. B* **81** (6), 753-756 (2005).
44. I. Ahmad, S. Trushin, Z. Major, C. Wandt, S. Klingebiel, T. J. Wang, V. Pervak, A. Popp, M. Siebold, F. Krausz and S. Karsch, Frontend light source for short-pulse pumped OPCPA system, *Appl. Phys. B* **97** (3), 529-536 (2009).
45. Ch. Liu, Zh. Wang, W. Li, Q. Zhang, H. Han, H. Teng, Zh. Wei, Contrast enhancement in a Ti:sapphire chirped-pulse amplification laser system with a noncollinear femtosecond optical-parametric amplifier, *Opt. Lett.* **35** (18), 3096-3098 (2010).
46. N. Forget, A. Cotel, E. Brambrink, P. Audebert, C. Le Blanc, A. Jullien, O. Albert, and G. Chériaux, Pump-noise transfer in optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **30** (21), 2921-2923 (2005).
47. R. Zinkstok, S. Witte, W. Hogervorst, and K. Eikema, High-power parametric amplification of 11.8-fs laser pulses with carrier-envelope phase control, *Opt. Lett.* **30** (1), 78-80 (2005).
48. C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. Zheltikov, and F. Krausz, Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA, *Opt. Express* **13** (17), 6550-6557 (2005).
49. MGF UAB „Šviesos konversija“, <http://www.lightcon.com>
50. „Amplitude Systemes“, <http://www.amplitude-systemes.com>
51. „High Q Laser Innovation“ GmbH, <http://www.highqlaser.at>

-
52. N. Schimpf, J. Rothhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, D. C. Hanna, Theoretical analysis of the gain bandwidth for noncollinear parametric amplification of ultrafast pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **24** (11), 2837-2846 (2007).
53. 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).
54. D. Kandula, A. Renault, C. Gohle, A. Wolf, S. Witte, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. Eikema, Ultrafast double-pulse parametric amplification for precision Ramsey metrology, *Opt. Express* **16** (10), 7071-7082 (2008).
55. 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** (17), 2487-2489 (2007).
56. 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, *Opt. Express* **16** (19), 14341-14352 (2008).
57. A. Amani Eilanlou, Yasuo Nabekawa, Kenichi L. Ishikawa, Hiroyuki Takahashi, and Katsumi Midorikawa, Direct amplification of terawatt sub-10-fs pulses in a CPA system of Ti:sapphire laser, *Opt. Express* **16** (17), 13431-13438 (2008).
58. S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, G. Lucas-Leclin, Y. Fichot, P. Georges, R. Gaume, B. Viana, G. P. Aka, D. Vivien, Thermal lensing measurements in diode-pumped Yb-doped GdCOB, YCOB, YSO, YAG and KGW, *Optical Materials* **22** (2), 129-137 (2003).
59. S. Biswal, S. P. O'Connor, S. R. Bowman, Thermo-optical parameters measured in ytterbium-doped potassium gadolinium tungstate, *Appl. Optics* **44** (15), 3093-3097 (2005).
60. D. Stučinskas, R. Antipenkov, and A. Varanavičius, Thermal lensing in high-power diode-pumped Yb:KGW laser, *Lith J of Phys* **50** (2), 191-199 (2010).
61. J. Pocius, Pūslaidininkiniai lazeriai kaupinamo Yb:KGW femtosekundinio lazerio veikos dinamika ir spinduliuotės parametru optimizavimas, daktaro disertacija: fiziniai mokslai: fizika (02P) / VU, Vilnius, 2009.
62. A. E. Siegman, *Lasers*, (University Science, Mill Valley, 1986).
63. S. Chenais et al., Thermal Lensing in Diode-Pumped Ytterbium Lasers – Part II: Evaluation of Quantum efficiencies and Thermo-optic Coefficients, *IEEE J Quantum Electronics* **40** (9), 1235-1242 (2004).

-
64. R. Shah, R. Johnson, T. Shimada, K. Flippo, J. Fernandez, and B. Hegelich, High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification, *Opt. Lett.* **34** (15), 2273-2275 (2009).
 65. J. Adamonis, R. Antipenkov, Kolenda, A. Michailovas, A. Piskarskas, A. Varanavicius, Picosecond high power Nd:YAG amplifier system for OPCPA pump, 14th Laser Optics conference, St.Petersburg, Russia (2010) WeR1-p44.
 66. J.M. Auerbach, V. P. Karpenko, Serrated-aperture apodizers for high-energy laser systems, *Appl. Opt.* **33** (15), 3179-3183 (1994).
 67. A. P. Piskarskas, A. P. Stabinis, V. Pyragaite, Ultrabroad Bandwidth of Optical Parametric Amplifiers, *IEEE J Quantum. Electron.* **46** (7), 1031-1038 (2010).
 68. T. J. Driscoll, G. M. Gale, and F. Hache, Ti:sapphire second-harmonic pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **110** (5-6), 638-644 (1994).
 69. A. Varanavičius, A. Dubietis, A. Beržanskis, R. Danielius, and A. Piskarskas, Near-degenerate cascaded four-wave mixing in an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **22** (21), 1603-1605 (1997).
 70. A. Baltuška, T. Fuji, and T. Kobayashi, Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27** (5), 306-308 (2002).
 71. G. Andriukaitis, O. D. Mücke, A. J. Verhoef, A. Pugžlys, A. Baltuška, D. Mikalauskas, L. Giniūnas, and R. Danielius, Fully Phase and Amplitude-Locked Multicolor Coherent Pulse Synthesis from a fs Yb:KGW-Driven IR-OPA, in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2010), paper AWC8.
 72. A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, T. Binhammer, U. Morgner, Generation of few-cycle pulses directly from a MHz-NOPA, *Opt. Express* **14** (22), 10627-10630 (2006).
 73. C. Schrieber, S. Lochbrunner, P. Krok, and E. Riedle, 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).
 74. J. Rothhardt, S. Hädrich, J. Limpert, A. Tünnermann, 80 kHz repetition rate high power fiber amplifier flat-top pulse pumped OPCPA based on BiB_3O_6 , *Opt. Express* **17** (4), 2508-2517 (2009).
 75. J. Rothhardt, S. Hädrich, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, High repetition rate fiber amplifier pumped sub-20 fs optical parametric amplifier, *Opt. Express* **15** (25), 16729-16736 (2007).

-
76. M. Schultze, T. Binhammer, A. Steinmann, G. Palmer, M. Emons, U. Morgner, Few-cycle OPCPA system at 143 kHz with more than 1 μ J of pulse energy, *Opt. Express* **18** (3), 2836-2841 (2010).
77. F. Tavella, A. Willner, J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, S. Düsterer, T. Tschentscher, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, A. Tünnermann, and J. Rossbach, Fiber-amplifier pumped high average power few-cycle pulse non-collinear OPCPA, *Opt. Express* **18** (5), 4689-4694 (2010).
78. M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze, and U. Morgner, Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μ J, *Opt. Express* **18** (2), 1191-1196 (2010).
79. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, Emission in the Region 400 to 700 nm Via Four-Photon Coupling in Glass, *Phys. Rev. Letters* **24** (11), 584 (1970).
80. A. Zheltikov, Supercontinuum generation, *Appl. Phys. B* **77** (2-3), 143-147 (2003).
81. E. Yablonovich, N. Bloembergen, Avalanche Ionization and the Limiting Diameter of Filaments Induced by Light Pulses in Transparent Media, *Phys. Rev. Letters* **29** (14), 907-910 (1977).
82. J. K. Ranka, R. W. Schirmer, A.L. Gaeta, Observation of Pulse Splitting in Nonlinear Dispersive Media, *Phys. Rev. Lett.* **77** (18), 3783-3786 (1996).
83. A. Brodeur, S. L. Chin, Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media, *J. Opt. Soc. Am. B* **16** (4), 637-650 (1999).
84. M. Bradler, P. Baum and E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses, *Appl. Phys. B* **97** (3), 561-574 (2009).
85. R. Huber, H. Satzger, W. Zinth, J. Wachtveitl, Noncollinear optical parametric amplifiers with output parameters improved by the application of a white light continuum generated in CaF₂, *Optics Comm.* **194**, (4-6), 443-448 (2001).
86. P. Tzankova, I. Buchvarov, T. Fiebig, Broadband optical parametric amplification in the near UV-VIS, *Optics Comm* **203** (1-2), 107-113 (2002).
87. J. Zheng and H. Zacharias, Non-collinear optical parametric chirped – pulse amplifier for few – cycle pulses, *Appl. Phys B* **97** (4), 765-779 (2009).
88. E. Žeromskis, A. Dubietis, G. Tamošauskas, A. Piskarskas, Gain bandwidth broadening of the continuum-seeded optical parametric amplifier by use of two pump beams, *Optics Comm.* **203** (3-6), 435-440 (2002).

-
89. D. Herrmann, R. Tautz, F. Tavella, F. Krausz, and Laszlo Veisz, Investigation of two-beam-pumped noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of few-cycle light pulses, *Optics Express* **18** (5), 4170-4183 (2010).
 90. A. Stabinis and J. Krupic, Spatial-temporal frequency band of optical parametric amplifier, *Optics Communications* **271** (2), 564-568 (2007).
 91. T. Sosnowski, P. Stephens, and T. Norris, Production of 30-fs pulses tunable throughout the visible spectral region by a new technique in optical parametric amplification, *Opt. Lett.* **21** (2), 140-142 (1996).
 92. S. Witte, R. Th. Zinkstok, W. Hogervorst, K.S.E. Eikema, Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system, *Appl. Phys. B* **87** (4), 677-684 (2007).
 93. F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, 90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses, *Optics Express* **14** (26), 12822-12827 (2006).
 94. D. Zeidler, T. Witte, D. Proch and M. Motzkus, Amplification of tailored white-light continuum, *Applied Physics B* **74** (9), 51-56 (2002).
 95. P. Trapani, A. Andreoni, C. Solcia, P. Foggi, R. Danielius, A. Dubietis, and A. Piskarskas, Matching of group velocities in three-wave parametric interaction with femtosecond pulses and application to traveling-wave generators, *J. Opt. Soc. Am. B* **12** (11), 2237-2244 (1995).
 96. T. Kobayashi, A. Baltuska, Sub-5 fs pulse generation from a noncollinear optical parametric amplifier, *Meas. Sci. Technol.* **13** (11), 1671-1682 (2002).
 97. J. Bromage, C. Dorrer, and J. Zuegel, Angular-dispersion-induced spatiotemporal aberrations in noncollinear optical parametric amplifiers, *Opt. Lett.* **35** (13), 2251-2253 (2010).
 98. Z. Bor, B. Racz, G. Szabo, M. Hilbert, H. A. Hazim, Femtosecond pulse front tilt caused by angular dispersion, *Opt. Eng.* **32** (10), 2501-2504 (1993).
 99. J. Hebling, Derivation of the pulse front tilt caused by angular dispersion, *Opt. and Quantum Electron.* **28** (12), 1759-1763, (1996).
 100. G. Pretzler, A. Kasper, K.J. Witte, Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers, *Appl. Phys. B* **70** (1), 1-9 (2000).
 101. K. Varju, A.P. Kovacs, G. Kurdi, K. Osvay, High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser, *Appl. Phys. B* **74** (1), 259-263 (2002).
 102. K. Osvay, A. P. Kovacs, Z. Heiner, G. Kurdi, J. Klebniczki, M. Csatari, Angular dispersion and temporal change of femtosecond pulses from misaligned pulse compressors, *IEEE Selected Topics in Quantum Electron* **10** (1), 213-220 (2004).

-
103. K. Osvay, A.P. Kovacs, G. Kurdi, Z. Heiner, M. Divall, J. Klebniczki, I.E. Ferincz, Measurement of non-compensated angular dispersion and the subsequent temporal lengthening of femtosecond pulses in a CPA laser, *Opt. Comm.* **248** (1-3), 201–209 (2005).
 104. A. Shirakawa, I. Sakane, and T. Kobayashi, Pulse-front-matched optical parametric amplification for sub-10-fs pulse generation tunable in the visible and near infrared, *Opt. Lett.* **23** (16), 1292-1294 (1998).
 105. O. Isaienko and E. Borguet, Pulse-front matching of ultrabroadband near-infrared noncollinear optical parametric amplified pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **26** (5), (2009).
 106. Y. Nabekawa and K. Midorikawa, High-order pulse front tilt caused by high-order angular dispersion, *Optics Express* **11** (25), (2003).
 107. S. Akturk, X. Gu, E. Zeek, R. Trebino, Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp, *Opt. Express* **12** (19), 4399-4410 (2004).
 108. X. Gu, S. Arkturk, R. Trebino, Spatial chirp in ultrafast optics, *Opt. Commun.* **242** (4-6), 599–604 (2004).
 109. E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, and G. Vdovin, Pulse compression by use of deformable mirrors, *Opt. Lett.* **24** (7), 493–495 (1999).
 110. A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, and J. R. Wullert, Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multi-element liquid-crystal phase modulator, *Opt. Lett.* **15** (6), 326–328 (1990).
 111. P. Tournois, Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems, *Opt. Commun.* **140** (4-6), 245–249 (1997).
 112. G. T. Andy, A. Rundquist, M. M. Murane, H. C. Kapteyn, K. W. DeLong, R. Trebino, I. P. Christov, Ultrashort optical waveform measurements using frequency-resolved optical gating, *Opt. Lett.* **20** (7), 743 – 745 (1995).
 113. A. Baltuška, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma, Second-Harmonic Generation Frequency-Resolved Optical Gating in the Single-Cycle Regime, *IEEE J. Quantum. Electron.* **35** (4), 459-478, 1999.
 114. E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings, *IEEE J Quantum. Electron.* **5** (9), 454-458 (1969).
 115. S. Akturk, X. Gu, M. Kimmel, and R. Trebino, Extremely simple single-prism ultrashort- pulse compressor, *Opt. Express* **14** (21), 10101-10108 (2006).