

VILNIAUS UNIVERSITETAS
IR
VALSTYBINIS MOKSLINIS TYRIMŲ INSTITUTAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

SAULIUS FRANKINAS

**ULTRATRUMPŲJŲ IMPULSŲ SKAIDULINIŲ LAZERIŲ
LAIKINIŲ IR SPEKTRINIŲ CHARAKTERISTIKŲ
VALDYMAS NETIESINIAIS PROCESAIS**

Daktaro disertacija,
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2018

Disertacija rengta 2013-2017 metais valstybinio mokslinių tyrimų instituto Fizinių ir technologijos mokslų centro lazerinių technologijų skyriuje. Didžioji dalis eksperimentų buvo atlikta įmonės EKSPLA ir Fizikos instituto mokslo ir technologijų parko laboratorijose.

Mokslinis vadovas:

Dr. Andrejus Michailovas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Mokslinis konsultantas:

Dr. Nerijus Rusteika (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Turinys

Padėka	5
Sutrumpinimų sąrašas	6
Įvadas	7
Darbo tikslas ir uždaviniai	10
Mokslinis naujumas	11
Praktinė nauda.....	13
Ginamieji teiginiai.....	15
Autoriaus indėlis	16
Bendra autorių indėlis	16
Autoriaus publikacijos	17
Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas	18
Disertacijos struktūra	20
1 Literatūros apžvalga	21
1.1 Derinamo spinduliuotės dažnio ultratrumpųjų impulsų lazeriniai.....	21
1.2 Didelės energijos femtosekundinių impulsų generacijos skaiduliniais lazeriais metodai	27
1.2.1 Didelio šerdies skersmens skaiduliniai stiprintuvai	27
1.2.2 Impulsų trukmės valdymo skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose metodų apžvalga.....	31
2 Impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų valdymas skaiduliniuose osciliatoriuose.....	35
2.1 Impulsų generacija pasyvios modų sinchronizacijos skaiduliniame osciliatoriuje	35
2.2 Impulsų trukmės valdymas keičiant rezonatoriaus dispersiją	39
2.3 Solitoninių smailių spektrinis filtravimas panaudojant optimizuoto atspindžio spektro skaidulinę čirpuotą Brego gardelę.....	43
2.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	46
3 Impulsų trukmės ir spektro valdymas skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose	48
3.1 Skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema, paremta čirpuotos skaidulinės Brego gardelės plėstuvu ir difraccinių gardelių spaustuvu	48
3.2 Skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema paremta valdomos dispersijos CFBG plėstuvu ir fiksuotos dispersijos CVBG spaustuvu	55
3.3 Impulsų spektrinių charakteristikų valdymas skaiduliniuose lazeriuose.....	61
3.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	65
4 Skaidulinės femtosekundinių impulsų sistemos skirtos parametrinių stiprintuvų kaupinimui	67

4.1 Skaidulinė lazerinė sistema panaudojant lankstų 40 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą.....	67
4.1.1 Skaidulinės lazerinės sistemos užkrato šaltinis	68
4.1.2 Čirpuotų impulsų stiprinimas 40 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų skaiduloje	71
4.2 Skaidulinė lazerinė sistema panaudojant 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą.....	77
4.2.1 Skaidulinės lazerinės sistemos užkrato šaltinis	78
4.2.2 Čirpuotų impulsų stiprinimas 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuve.....	81
4.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	87
5 Skaidulinio femtosekundinio lazerio spinduliuotės dažnio keitimas panaudojant optinį parametrinį stiprintuvą	89
5.1 Plataus spektro užkrato signalo generacija.....	89
5.2 Plataus spektro užkrato signalo stiprinimo tyrimai	97
5.3 Derinamų spektrinių charakteristikų femtosekundinė sistema kaupinama skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu	105
5.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados	112
Disertacijos pagrindiniai rezultatai ir išvados	113
Literatūros sąrašas	115

Padėka

Pirmiausia noriu padėkoti vadovui dr. Andrejui Michailovui už vadovavimą moksliniam darbui, už jo patarimus ir visapusišką pagalbą atliekant tyrimus ir ruošiant baigiamąjį darbą, už suteiktą galimybę dirbti modernia laboratorijos įranga ir dalyvauti konferencijose.

Ypač esu dėkingas dr. Nerijui Rusteikai už konsultavimą moksliniais klausimais ir naudingas novatoriškas idėjas. Taip pat dėkoju už perteiktas žinias, patirtį ir už naudingą kritiką ruošiant šį baigiamąjį darbą.

Taip pat dėkoju įmonės EKSPLA femtosekundinių ir skaidulinių technologijų grupės, vadovaujamos dr. Nerijaus Rusteikos, kolektyvui už darbingą atmosferą, bendradarbiavimą ir diskusijas moksliniais ir nemoksliniais klausimais. Ypač noriu padėkoti dr. Rokui Danilevičiui už pagalbą atliekant skaitmeninius skaičiavimus, konsultavimą „parametrikų reikaluose“, taip pat doktorantui Tadaui Bartulevičiui už indėlį atliekant eksperimentus ir matavimus. Taip pat dėkoju dr. Karoliui Viskontui už įsisotinančių sugėriklių tiekimą ir malonius pokalbius per kavos pertraukėles.

Taip pat dėkoju FTMC Lazerinių technologijų skyriaus darbuotojui dr. Julijanui Želudevičiui, kurio žinios ir praktiniai patarimai buvo labai naudingi atliekant eksperimentus ir interpretuojant rezultatus.

Taip pat dėkoju savo žmonai Dovilei, tėvams ir uošviams už nuolatinį palaikymą.

Sutrumpinimų sąrašas

CFBG	čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė (<i>angl. chirped fiber Bragg grating</i>)
SAM	puslaidininkinis įsisotinančios sugerties veidrodis (<i>angl. semiconductor saturable absorption mirror</i>)
TCD	suminė rezonatoriaus dispersija (<i>angl. total cavity dispersion</i>)
CPA	čirpuotų impulsų stiprinimas (<i>angl. chirped pulse amplification</i>)
CVBG	čirpuota tūrinė Brego gardelė (<i>angl. chirped volume Bragg grating</i>)
GVD	grupinių greičių dispersija (<i>angl. group velocity dispersion</i>)
TOD	trečios eilės dispersija (<i>angl. third-order dispersion</i>)
FROG	dažninės skyros optinės sklendės metodas (<i>angl. frequency resolved optical gating</i>)
OPCPA	optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimas (<i>angl. optical parametric chirped pulse amplification</i>)
PCF	fotoninių kristalų skaidula (<i>angl. photonic crystal fiber</i>)
OPA	optinis parametrinis stiprintuvas (<i>angl. optical parametric amplifier</i>)
NA	skaitinė apertūra (<i>angl. numerical aperture</i>)
BBO	β -bario boratas (β -BaB ₂ O ₄)
LBO	ličio triboratas
BiBO	bismuto triboratas (BiB ₃ O ₆)
GVM	grupinių greičių nederinimas (<i>angl. group velocity mismatch</i>)
SSFS	solitono savojo dažnio poslinkis (<i>angl. soliton self-frequency shift</i>)

Įvadas

Galimybė keisti skaidulinio lazerio spinduliuotės laikines – spektrines charakteristikas žymiai praplečia lazerio taikomumo sritis. Šiuo metu labai aktualūs tyrimai, nagrinėjantys impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų modifikavimo galimybes pasitelkiant parametrinę sąveiką, harmonikų generaciją, kontinuumo generaciją. Vienas iš būdų, leidžiančių derinti generuojamų impulsų spektrą, yra kontinuumo generacija kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsais ir parametrinis stiprinimas [1]. Optinis parametrinis stiprinimas dažnai taikomas derinti femtosekundinių kietojo kūno lazerių spinduliuotės bangos ilgį [2,3], taip pat ypač trumpų, kelių optinių ciklų impulsų generacijai [4,5]. Įprastai šios sistemos veikia žemu (1-200 kHz) impulsų pasikartojimo dažniu, o generuojamų impulsų energija derinamame spektro ruože siekia dešimtis μJ ir daugiau [6,2]. Tuo tarpu įvairiems biologinių audinių vaizdinimo metodams, tokiems kaip dvifotonė ir trifotonė mikroskopija, pakanka kelių dešimčių nJ impulso energijos [7–9]. Tokiems taikymams aukštu impulsų pasikartojimo dažniu veikiantis lazerinis šaltinis būtų privalumas, nes pasiekiamą didesnę vaizdinimo sparta ir geresnis signalo-triukšmo santykis [7,8]. Tačiau MHz eilės dažniu veikiančio kietojo kūno lazerių realizacija nėra paprastas uždavinys, taikomos įvairios technologijos [8,10], dėl kurių sistema tampa sudėtinga ir nekompaktiška. Todėl vis intensyviau kuriami skaiduline technologija paremti lazeriniai šaltiniai, tinkami daugiafotonei mikroskopijai [11,12].

Skaidulinių lazerių privalumai, tokie kaip: bangolaidinis spinduliuotės sklidimas ilgais atstumais, efektyvi spinduliuotės sąveika su aktyviais jonais, vienmodis spinduliuotės sklidimas ir aukšta erdvinė pluošto kokybė, geros terminės savybės, yra sąlygoti jų geometrijos, tačiau, stipri spinduliuotės lokalizacija skaidulos šerdyje lemia efektyvią spinduliuotės sąveiką su šviesolaidžio medžiaga. Impulso fazės moduliavimasis ir susifokusavimas, sukeltas Kero efekto, riboja skaidulinėje sistemoje pasiekiamą impulsų smailinį intensyvumą. Siekiant sumažinti skaidulinio

stiprintuvo netiesinį poveikį impulsams, naudojama faziškai moduluotų (čirpuotų) impulsų stiprinimo metodika, kuri kombinuojama su didelio šerdies skersmens skaiduliniais stiprintuvais. Šiuo metu pakankamai gerai išvystyti didelio šerdies skersmens skaiduliniai stiprintuvai, paremti fotoninių kristalų technologija [13–15], kuri leidžia pasiekti mJ eilės energijos ir kelių šimtų fs trukmės impulsus [16–18]. Tačiau kuriant skaidulines sistemas tokiems praktiniams taikymams, kuriems nereikalinga ypač didelė impulsų energija, pagrindinis dėmesys skiriamas skaidulinės sistemos paprastumui, kompaktiškumui ir patikimumui. Šiuo požiūriu intensyviai ieškoma tokių impulsų charakteristikų valdymo technologinių sprendimų, kurie pakankamai nesudėtingai integruojami į skaidulinę sistemos koncepciją.

Impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų valdymas pačiame skaiduliniame lazeryje yra svarbi šio darbo dalis. Šiame darbe ypatingas dėmesys buvo skiriamas impulsų plėtimui, stiprinimui ir sustiprintų impulsų efektyviam spaudimui, taip pat pademonstruotos įvairios impulsų plėtimo/spaudimo technologijos. Viena jų, yra valdomos dispersijos impulsų plėstuvas, kurio pagrindas yra čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, ir fiksuotos dispersijos spaustuvas, kurio pagrindas yra tūrine Brego gardelė, įrašyta į fotojautrų stiklą. Ši impulsų plėstuvo/spaustuvo technologija labai patraukli praktiniu požiūriu, nes leidžia atsisakyti didelių matmenų, jautraus išderinimui difrakcinių gardelių spaustuvo. Šiuo darbu parodoma, jog skirtingų technologijų apjungimas leidžia realizuoti kompaktišką skaidulinį lazerį, tinkamą spinduliuotės dažnio keitimui pasitelkiant parametrinę sąveiką. Šiame darbe didelis dėmesys buvo skirtas skaidulinio lazerio spinduliuotės dažnio keitimo schemos, galinčios veikti aukštu impulsų pasikartojimo dažniu ir nereikalaujančios ypač didelio impulsų smailinio intensyvumo, realizacijai. Kuriant tokią sistemą buvo atlikti kontinuumo generacijos įvairiuose kristaluose tyrimai, žadinant femtosekundiniu lazeriu, veikiančiu 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniu. Surastos optimalios sąlygos, kurioms esant stabilų kontinuumą žadinančių impulsų energija yra mažiausia, o generacija vyksta išvengiant kristalo pažeidimo. Taip pat atlikti kontinuumo stiprinimo

įvairiuose netiesiniuose kristaluose stiprinimo eksperimentai. Galiausiai, sukauptos žinios buvo panaudotos kuriant derinamų spektrinių charakteristikų lazerinę sistemą, kaupinamą skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu ir generuojančią <150 fs trukmės impulsus spektro ruože nuo 700 nm iki 2040 nm.

Darbo tikslas ir uždaviniai

Šio darbo tikslas buvo sukurti derinamo bangos ilgio, femtosekundinių impulsų lazerinę sistemą, veikiančią optinio parametrinio stiprintuvo, kaupinamo skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu, pagrindu. Kuriant skaidulinį lazerinį šaltinį, skirtą kaupinti parametrinį stiprintuvą, ir spinduliuotės dažnio derinimo sistemą, buvo sprendžiami šie uždaviniai:

1. Ištirti skaiduliniuose osciliatoriuose naudojamų mažos dispersijos skaidulinių čirpuotų Brego gardelių charakteristikų poveikį generuojamų impulsų laikinėms ir spektrinėms charakteristikoms.
2. Ištirti skirtingas impulsų plėtimo/spaudimo konfigūracijas, leidžiančias kokybiškai išplėsti ir suspausti sustiprintus impulsus ir leidžiančias supaprastinti skaidulinio lazerio konstrukciją.
3. Ištirti čirpuotų impulsų stiprinimo 40 μm ir 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų skaiduliniuose stiprintuvuose ypatybes ir apribojimus, užtikrinant didelę impulsų energiją bei aukštą femtosekundinių impulsų laikinį kontrastą.
4. Naudojant skaidulinį lazerį, veikiančią 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniu ir generuojantį kelių šimtų fs trukmės impulsus, nustatyti optimalias kontinuumo generacijos žadinimo sąlygas įvairiuose kristaluose.
5. Pademonstruoti sužadinto kontinuomo stiprinimą kolinearaus optinio parametrinio stiprintuvo konfigūracijoje, naudojant dviašį boratų šeimai priklausančią netiesinį bismuto triborato (BiB_3O_6 , BiBO) kristalą.

Mokslinis naujumas

Šio darbo mokslinis naujumas slypi sėkmingai pademonstruotose esamose ir naujose skaidulinėse technologijose, leidžiančiose realizuoti kompaktiškas, skaidulines, ultratrumpuosius impulsus generuojančias sistemas:

1. Šiame darbe pademonstruotas skaidulinio osciliatoriaus impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų valdymo metodas, paremtas Brego gardelės charakteristikų modifikavimu ir leidęs realizuoti pilnai skaidulinius osciliatorius, generuojančius trumpesnius, nei 1 ps trukmės, impulsus. Panaudojant ypač mažos dispersijos skaidulinę Brego gardelę osciliatoriuje sugeneruoti kelių šimtų fs trukmės impulsai (380 fs), kurie šiai dienai yra trumpiausi impulsai, generuojami skaidulinio osciliatoriaus, veikiančio solitoniniu režimu $\sim 1 \mu\text{m}$ spektro srityje.
2. Skaitmeninio modeliavimo pagalba parodyta, kad specialios konfigūracijos stiprintuve galima parabolinių impulsų generacija ilgesniais kaip 300 fs trukmės impulsais. Eksperimentiškai realizuota pilnai skaidulinė sistema, generuojanti tiesiškai čirpuotus parabolinius impulsus, kurie spūdūs iki spektriškai ribotos ~ 110 fs trukmės. Šioje sistemoje pirmą kartą parabolinių impulsų formavimui panaudoti santykinai ilgi, 380 fs trukmės, impulsai, generuojami skaiduliniame osciliatoriuje.
3. Pirmą kartą realizuota novatoriška čirpuotų impulsų stiprinimo sistema (CPA), kurioje apjungti pilnai skaidulinė plėtimo/stiprinimo grandinė ir kompaktiškas laisvos erdvės čirpuotos tūrinės Brego gardelės spaustuvas (skyrius 3.2). Aprašytos skaidulinės sistemos naujumas yra tas, kad impulsų plėtimui laike panaudota čirpuota skaidulinė Brego gardelė (CFBG), kurios dispersija yra atvirkštinė stiprintuvo ir impulsų spaudimui naudotos tūrinės Brego gardelės dispersijų sumai.
4. Šiame darbe sukurta ir eksperimentiškai realizuota skaidulinio lazerio spinduliuotės dažnio keitimo schema, paremta kontinuumo generacija

YAG kristale ir parametriniu stiprinimu BiBO kristale (skyrius 5.3). Sistemos unikalumas yra tas, kad parametrinio stiprintuvo užkratas yra kontinuumo spinduliuotė, žadinama YAG kristale 1 MHz pasikartojimo dažniu, efektyviam kontinuumo stiprinimui pakanka santykinai mažos, $\sim 1 \mu\text{J}$ eilės kaupinimo impulsų energijos. Tokia femtosekundinių impulsų su derinamomis spektrinėmis charakteristikomis lazerinė sistema, apjungianti įvairias skaidulines ir kietojo kūno lazerių technologijas, pademonstruota pirmą kartą.

Praktinė nauda

Skaidulinių lazerinių technologijų nuolatinis tobulinimas leidžia realizuoti ultratrumpųjų impulsų (<10 ps), kompaktiškus, patikimus ir derinimo nereikalaujančius skaidulinius lazerius, kurių taikymo laukas vis labiau plečiasi. Skaidulinių lazerinių šaltinių kombinavimas su netiesinėmis spinduliuotės dažnio keitimo schemomis turi didelį praktinį potencialą, kadangi tokiu būdu būtų realizuojamas kompaktiškas ir derinamomis spektrinėmis charakteristikomis pasižymintis lazerinis šaltinis, tinkamas įvairiems spektroskopiniams taikymams.

Šis doktorantūros darbas praktiniu požiūriu vertingas keliais aspektais:

1. Šiame darbe eksperimentais pademonstruotas solitoniniu režimu veikiančio osciliatoriaus suminės rezonatoriaus dispersijos kompensavimo metodas, paremtas skaiduline Brego gardelės technologija. Mažos dispersijos skaidulinių čirpuotų Brego gardelių panaudojimas leido realizuoti pilnai skaidulinius osciliatorius, generuojančius trumpesnius, nei 1 ps trukmės impulsus, o tokie osciliatoriai buvo sėkmingai panaudoti skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose (skyriai 4, 5.3) ir parabolinių impulsų formavimui skaiduliniame stiprintuve (skyrius 3.3).
2. Šiame darbe pademonstruota, kad parabolinių impulsų formavimas skaiduliniame stiprintuve įmanomas santykinai ilgais, 380 fs trukmės impulsais, generuojamais skaidulinio osciliatoriaus (skyrius 3.3), o tai atveria galimybes tokioje sistemoje įprastai naudojamą kietojo kūno osciliatorių pakeisti kompaktišku ir derinimo nereikalaujančiu visiškai skaiduliniu osciliatoriumi, todėl sistema ženkliai supaprastinama.
3. Šiame darbe parodytas čirpuotų impulsų stiprinimo (CPA) sistemos gardelinio spaustuvo įnešamos trečios eilės dispersijos kompensavimas optimizuojant plėstuvo (skaidulinės Brego gardelės) čirpo profilį, o tai leidžia pagerinti suspaustų impulsų laikinę kokybę (skyrius 3.1). Šis

dispersijos profilių tarp skirtingomis technologijomis paremtų impulsų plėstuvo ir spaustuvo suderinimo metodas buvo sėkmingai pritaikytas kompanijoje EKSPLA kuriant skaidulinį femtosekundinį lazerį, kuris šiuo metu pateikiamas rinkai.

4. Šiame darbe pademonstruota skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema, kurioje impulsai plečiami skaiduline čirpuota Brego gardele, o spaudžiami tūrine čirpuota Brego gardele. Tokioje CPA sistemoje impulsų spūdos optimizacija atliekama keičiant ne spaustuvo, bet plėstuvo dispersiją, kuri keičiama valdant temperatūrinį gradientą išilgai CFBG (skyrius 3.2). Tokiu būdu derinamoje plėstuvo/spaustuvo kombinacijoje išvengiama mechaniškai judančių optomechaninių mazgų. Sėkmingas valdomos dispersijos CFBG plėstuvo ir fiksuotos dispersijos VBG spaustuvo panaudojimas atveria kompaktiškų ir išsiderinimui mažai jautrių skaidulinių CPA sistemų kūrimo galimybes.
5. Eksperimentais parodyta, jog didelio šerdies skersmens fotoninių kristalų (40 μm ir 55 μm) stiprintuvuose stiprinant laike išplėstus impulsus ženkliai sumažinamas Kero efekto poveikis impulsui, tokiu būdu pasiekiamos kelių dešimčių mikrodžiaulių lygio suspaustų impulsų energijos ir impulsų smailinis intensyvumas, reikalingas netiesiniam spinduliuotės dažnio keitimui (skyrius 4).
6. Šiame darbe atlikti kontinuumo generacijos kristaluose tyrimai žadinant 1 MHz pasikartojimo dažniu veikiančiu skaiduliniu lazeriu atveria galimybę naudoti tokį kontinuumą kaip užkratą parametriniam stiprintuvui, veikiančiam aukštu pasikartojimo dažniu (skyrius 5.1).
7. Naujo netiesinio BiBO kristalo panaudojimas kontinuumo spinduliuotės stiprinimui (skyrius 5.2) leidžia sukurti ~ 1 MHz eilės pasikartojimo dažniu veikiančią parametrinio stiprinimo sistemą, kurios kaupinimui, esant 300 fs impulso trukmei, pakanka santykinai mažos, $\sim 1 \mu\text{J}$ impulso energijos (skyrius 5.3). Šią spinduliuotės dažnio keitimo sistemą bus siekiama komercializuoti kompanijoje EKSPLA, tokiu būdu išplečiant gaminamų femtosekundinių skaidulinių lazerių taikymo sritis.

Ginamieji teiginiai

1. Mažos dispersijos (0,25 ps/nm) skaidulinės čirpuotos Brego gardelės panaudojimas skaiduliniame, solitoniniu režimu veikiančiame, sinchronizuotų modų osciliatoriuje, sukompensavus suminę rezonatoriaus dispersiją leidžia sugeneruoti artimus spektriškai ribotiems, 380 fs trukmės impulsus, kuriais galimas parabolinių impulsų formavimas pilnai skaidulinėje stiprinimo sistemoje.
2. Difrakcinių gardelių spaustuvo įnešamos trečios eilės dispersijos kompensavimas pilnai skaidulinėje osciliatoriaus ir stiprintuvo sistemoje galimas impulsų plėtimui naudojant skaidulinę čirpuotą Brego gardelę, su optimizuotu čirpo profiliu, o tai leidžia sugeneruoti aukštos laikinės kokybės, kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsus.
3. Skaidulinės čirpuotos Brego gardelės plėstuvo ir čirpuotos tūrinės Brego gardelės spaustuvo tiesinio čirpo iškraipymas riboja skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos impulsų trukmę ir laikinę kokybę, todėl tik impulsų plėstuvo/spaustuvo čirpo profilių suderinimas leidžia generuoti aukštos laikinės kokybės, spektriškai ribotus impulsus.
4. Kontinuumo generacija 5 mm storio YAG kristale ir kontinuumo stiprinimas 2 mm BiBO kristale leidžia generuoti femtosekundinius impulsus spektro ruože nuo 690 nm iki 2040 nm ir įsotintame stiprinimo režime pasiekti >15% efektyvumą, kaupinant ~1 μJ eilės energijos, 280 fs trukmės impulsais, generuojamais skaidulinio lazerio, veikiančio 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniu.

Autoriaus indėlis

Šioje disertacijoje aprašyti darbai buvo atlikti 2013 – 2017 m. Fizinių ir technologijos mokslų centre, lazerinių technologijų skyriuje, skaidulinių lazerių laboratorijoje, Fizikos instituto mokslo ir technologijų parke, lazerinių technologijų laboratorijoje ir kompanijoje EKSPLA. Autorius konsultuodamasis su vadovu ir konsultantu sugalvojo ir sukonstravo didžiąją dalį eksperimentinių schemų, atliko didžiąją dalį eksperimentinių tyrimų, analizavo rezultatus palygindamas su skaitmeninio modeliavimo rezultatais. Disertacijos tema autorius publikavo 4 straipsnius, iš kurių 3 yra išspausdinti recenzuojamuose mokslo leidiniuose, viename jų buvo pagrindinis autorius. Bendraautorių indėlis paminėtas žemiau.

Bendraautorių indėlis

- Dr. Andrejus Michailovas vadovavo doktorantūros studijoms bei sudarė puikias sąlygas vykdyti tyrimus;
- Dr. Nerijus Rusteika generavo idėjas, konsultavo eksperimentinių schemų konstravimo ir rezultatų analizės ir kitais klausimais;
- Dr. Rokas Danilevičius konsultavo skaitmeninio skaidulinių sistemų modeliavimo, kontinuumo generacijos ir stiprinimo optinių schemų konstravimo klausimais;
- Dokt. Tadas Bartulevičius ženkliai prisidėjo prie čirpuotų impulsų stiprinimo fotoninių kristalų stiprintuvuose eksperimentinių schemų konstravimo ir matavimų;
- Dr. Julijanas Želudevičius konsultavo įvairiais skaidulinių technologijų klausimais;
- Dr. Audrius Zaukevičius konsultavo kontinuumo generacijos ir stiprinimo optinių schemų konstravimo klausimais, taip pat atliko skaitmeninius kontinuumo spinduliuotės stiprinimo skaičiavimus.

Autoriaus publikacijos

Straipsniai disertacijos tema:

- S1. **S. Frankinas**, T. Bartulevičius, A. Michailovas, N. Rusteika, „Investigation of all-in-fiber Yb doped femtosecond fiber oscillator for generation of parabolic pulses in normal dispersion fiber amplifier”, *Optical Fiber Technology*, **36**, 366-369, (2017).
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2017.05.012>
- S2. T. Bartulevičius, **S. Frankinas**, A. Michailovas, R. Vasilyeu, V. Smirnov, F. Trepanier and N. Rusteika, „Compact fiber CPA system based on a CFBG stretcher and CVBG compressor with matched dispersion profile“, *Optics Express* **25**, 19856-19862 (2017).
<https://doi.org/10.1364/OE.25.019856>
- S3. K. Michailovas, A. Baltuska, A. Pugzlys, V. Smilgevicius, A. Michailovas, A. Zaukevicius, R. Danilevicius, **S. Frankinas** and N. Rusteika, „Combined Yb/Nd driver for optical parametric chirped pulse amplifiers“, *Optics Express* **24**, 22261-22271 (2016).
<https://doi.org/10.1364/OE.24.022261>
- S4. **S. Frankinas**, A. Michailovas, N. Rusteika, V. Smirnov, R. Vasilieu, A. L. Glebov, „Efficient ultrafast fiber laser using chirped fiber Bragg grating and chirped volume Bragg grating stretcher/compressor configuration“, *Proc. SPIE 9730, Components and Packaging for Laser Systems II*, 973017 (2016).
[doi: 10.1117/12.2214720](https://doi.org/10.1117/12.2214720)

Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas

Pranešimai disertacijos tema:

Pranešėjo pavardė pabraukta

- K1. **S. Frankinas**, R. Danilevičius, N. Rusteika, *High power femtosecond CPA system with TOD compensating chirped fiber Bragg grating stretcher*, 16th International Conference “Laser optic 2014”, St. Petersburg, Russia, June 30–July 4, 2014 (stendinis pranešimas).
- K2. **S. Frankinas**, **T. Bartulevičius**, R. Danilevičius and N. Rusteika, *Generation of Ultrashort Pulses from Passively Mode-Locked Yb Fiber Oscillator Utilizing Low Dispersion Chirped Fiber Bragg Grating*, 58th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences “Open Readings 2015”, Vilnius, Lithuania, March, 24-27, 2015 (stendinis pranešimas).
- K3. **S. Frankinas**, T. Bartulevičius, A. Michailovas and N. Rusteika, *Compact femtosecond fiber laser CPA system with tunable dispersion chirped fiber Bragg grating stretcher and chirped volume Bragg grating compressor*, The International Conference Northern Optics & Photonics “NOP 2015”, Lappeenranta, Finland, June 2-4, 2015 (stendinis pranešimas).
- K4. **S. Frankinas**, T. Bartulevičius, A. Michailovas and N. Rusteika, *Skaidulinė femtosekundinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema su trečios eilės dispersijos kompensavimu panaudojant čirpuotą šviesolaidinę Brego gardelę*, 41-oji Lietuvos nacionalinė konferencija, Vilnius, Lithuania, June 17-19, 2015 (stendinis pranešimas).
- K5. **S. Frankinas**, A. Michailovas, N. Rusteika, V. Smirnov, R. Vasilyeu, A. L. Glebov, *Efficient ultrafast fiber laser using chirped fiber Bragg grating and chirped volume Bragg grating stretcher/compressor configuration*, International Conference “Photonic west 2016”, San Francisco, USA, February 13-18, 2016 (stendinis pranešimas).
- K6. **T. Bartulevičius**, **S. Frankinas** and N. Rusteika, *High Power Femtosecond FCPA System Using ROD-type Photonic Crystal Fiber*, 59th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences “Open Readings 2016”, Vilnius, Lithuania, March, 15-18, 2016 (stendinis pranešimas).
- K7. **S. Frankinas**, A. Michailovas, N. Rusteika, *Looking for efficient compressor*

for high pulse energy femtosecond fiber laser, 17th International Conference “Laser optic 2016”, St. Petersburg, Russia, June 27– July 1, 2016 (žodinis pranešimas).

- K8. **S. Frankinas**, R. Danilevičius, N. Rusteika, *All-in-fiber Yb Doped Femtosecond Fiber Oscillator Based On Low Dispersion Chirped Fiber Bragg Grating*, 7th EPS-QEOD Europhoton Conference “Solid State, Fibre and Waveguide Coherent Light Sources”, Vienna, Austria, August 21-26, 2016 (stendinis pranešimas).
- K9. **S. Frankinas**, T. Bartulevičius, A. Michailovas and Nerijus Rusteika, *Investigation of Passively Mode-locked Fiber Yb Doped Femtosecond Oscillator for Generation of Parabolic Pulses in Fiber Amplifier*, 60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences “Open Readings 2017”, Vilnius, Lithuania, March, 14-17, 2017 (stendinis pranešimas).
- K10. **S. Frankinas**, T. Bartulevičius, A. Michailovas, *Pasyvios modų sinchronizacijos iterbio femtosekundiniai skaiduliniai lazeriai spinduliuotės dažnio keitimui panaudojant netiesinius procesus*, 42-oji Lietuvos nacionalinė konferencija, Vilnius, Lithuania, October 4-6, 2017 (žodinis pranešimas).

Pranešimai kita tema:

- K11. **S. Frankinas**, N. Rusteika, *3W femtosecond high repetition fiber laser*, XXth Lithuania-Belarus seminar “Lasers and Optical Nonlinearity”, Vilnius, Lithuania, November 21-22, 2013, (stendinis pranešimas).
- K12. V. Vosylius, M. Safinas, **K. Viskontas**, **S. Frankinas**, N. Rusteika, R. Danilevičius, A. Michailovas, *All in Fiber Chirped Pulses Picosecond Laser Prototype for Seed Synchronization of Yb and Nd Lasers*, XXth Lithuania-Belarus seminar “Lasers and Optical Nonlinearity”, Vilnius, Lithuania, November 21-22, 2013, (stendinis pranešimas).
- K13. **S. Frankinas**, N. Rusteika and A. Michailovas, *Compact high repetition rate femtosecond optical parametric generator and amplifier pumped by femtosecond Yb fiber laser*, CLEO®/Europe-EQEC 2017, Munich, Germany, June 25-29, 2017 (stendinis pranešimas).

Disertacijos struktūra

Disertacijos medžiaga suskirstyta į 5 pagrindines dalis. Literatūros apžvalgoje apžvelgiami derinamo bangos ilgio ultratrumpųjų impulsų lazeriniai šaltiniai, taip pat įvairios, su darbo tema susijusios technologijos. Disertacijos tiriamąją dalį sudaro 4 skyriai. Antrajame skyriuje aprašomas skaidulinio osciliatoriaus generuojamų impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų modifikavimo metodas, paremtas skaidulinės čirpuotos Brego gardelės charakteristikų modifikavimu. Trečiajame skyriuje nagrinėjamos skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos, kuriose naudojamos skirtingos impulsų plėstuvo/spaustuvo konfigūracijos. Ketvirtajame skyriuje tiriamos čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos, kuriose impulsai stiprinami didelės šerdies skersmens fotoninių kristalų šviesolaidiniuose stiprintuvuose, optimizavimo metodai, aptiriamos pasiekiamos impulsų charakteristikos. Penktame skyriuje pristatomi kontinuumo generacijos santykinai aukštu impulsų pasikartojimo dažniu ir stiprinimo netiesiniame bismuto triborato (BiBO) kristale tyrimai. Tame pačiame skyriuje darbas apibendrinamas pristatant femtosekundinę, derinamo bangos ilgio lazerinę sistemą, veikiančią optinio parametrinio stiprintuvo, kaupinamo skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu, pagrindu.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Derinamo spinduliuotės dažnio ultratrumpųjų impulsų lazeriniai šaltiniai

Istoriškai ultrasparčių procesų tyrimams, kaip pirmieji derinamo bangos ilgio šaltiniai, buvo panaudoti dažų lazeriai, kurie buvo gana sudėtingi, pasižymėjo ribotomis vidutinės galios ir impulsų energijos didinimo galimybėmis [19]. Pastaruosius du dešimtmečius vykęs spartus technologinis progresas, kuriant femtosekundinius kietojo kūno lazerius, dažų technologija paremtus femtosekundinius lazerius išstūmė į antrą planą. Šiuo metu plačiausiai naudojami femtosekundiniai lazeriai, kurių aktyvioji terpė yra arba titano jonais legiruotas safyras [20], arba iterbio jonais legiruoti kristalai/stiklas [14,21]. Pagrindinis trūkumas šių lazerinių sistemų yra tas, kad spinduliuotės dažnio derinimas yra ribotas. Ti:safyro sistemos dirba ties 800 nm ir turi derinimą spektro ruože 700-1000 nm, tuo tarpu iterbio sistemos, nepaisant plačios emisijos juostos, dirba ties fiksuotu bangos ilgiu spektro ruože 1,03-1,06 μm . Kitas specifinis iterbio technologijos trūkumas yra tas, kad stiprinimo juosta yra pakankamai siaura, todėl įprastai po stiprintuvo pasiekiami kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsai, o spektro dažnio derinimas ribotas. Daugumai taikymų, tokių kaip: laiko skyros optinė mikroskopija (angl. time - resolved optical microscopy), žadinimo - zondavimo spektroskopija (angl. pump - probe spectroscopy) [22], fluorescencijos gesimo spektroskopija [23], o taip pat daugiafotonė mikroskopija ir spektroskopija [24,25] reikalingas femtosekundinių impulsų lazerinis šaltinis su derinamomis spektrinėmis charakteristikomis.

Kadangi nėra tokios klasikinės lazerinės aktyvios terpės su tokia lygmenų struktūra, kad stiprinimo juosta apimtų matomą spektro sritį (VIS), artimą ir vidurinę infraraudonąją (NIR ir mid-IR), todėl platus spinduliuotės

dažnio derinimas pasiekiamas pasitelkiant netiesinius efektus. Paprastai femtosekundinio lazerio spinduliuotės dažnio derinimas realizuojamas pasitelkiant antros eilės netiesinį procesą, vadinamą optinį parametrinį stiprinimą (OPA) [26]. Optinio parametrinio stiprinimo metu netiesiniame kristale dalis aukštesnio dažnio bangos (kaupinimo banga, ω_3) energijos panaudojama mažesnio dažnio signalinei bangai (ω_1) stiprinti ir šalutinei bangai, kurios dažnis toks, kad tenkina energijos tvermės dėsnį ($\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$), generuoti. Šalia energijos tvermės dėsnio, tam, kad parametrinis stiprinimas vyktų efektyviai, turi būti tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga: $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0$. Priklausomai nuo pasirinkto netiesinio kristalo ir sąveikos tipo, fazinio sinchronizmo sąlyga gali būti tenkinama plačiam signalinės bangos dažnių ruožui, todėl parametrinio stiprintuvo stiprinimo juosta gali būti plati. Tokiu atveju sustiprintų impulsų trukmė gali būti žymiai trumpesnė, nei kaupinimo impulsų. Ši parametrinio stiprintuvo savybė labai svarbi kombinuojant parametrinius stiprintuvus su iterbio sistemomis, kurios generuoja pakankamai ilgus, kelių šimtų fs trukmės impulsus. Parametrinis stiprinimas taip pat naudojamas siekiant papildomai išplėsti Ti:safyro lazerio spinduliuotės dažnio derinimo sritį, tačiau efektyviam dažnio keitimui osciliatoriaus generuojamų impulsų energijos nepakanka. Kombinuojant osciliatorių su regeneraciniu stiprintuvu buvo realizuotos sistemos, dirbančios 1-200 kHz pasikartojimo dažniu ir generuojančios mJ eilės energijos impulsus, kurių trukmė 20-150 fs [27]. Naudojant tokią sistemą parametriniam stiprintuvui kaupinti, nesunkiai gaunama dešimčių μJ energija norimame spektro ruože. Biologinių objektų vaizdinimui tokia impulsų energija yra per didelė, žemas impulsų pasikartojimo dažnis riboja vaizdinimo spartą ir signalo/triukšmo santykį, o visa lazerinė sistema yra sudėtinga ir brangi [28]. Minėtų lazerinių sistemų impulsų pasikartojimo dažnio didinimo galimybės yra ribotos, o kitas kraštinis atvejis yra dešimčių MHz dažniu impulsus generuojantys kietojo kūno osciliatoriai (titano safyro ir iterbio), kurie plačiai taikomi skenuojančiai dvifotonei ir trifotonei mikroskopijai [7,8,24]. Šių kietojo kūno osciliatorių generuojamos spinduliuotės bangos ilgio derinimas

papildomai gali būti praplėstas naudojant optinį parametrinį osciliatorių (OPO) [29–32]. Skenuojant tiriamąjį bandinį ~100 fs trukmės impulsais, kurių energija yra 0,1 nJ eilės, sumažinama bandinio pažeidimo galimybė [7]. Tuo tarpu žemo impulsų pasikartojimo dažnio (<200 kHz) lazerinės sistemos naudojamos plataus lauko mikroskopijoje (angl. wide field microscopy), kai eksponuojamas pakankamai didelis tiriamojo bandinio plotas [33]. Šiuo atveju bandinio vaizdinimui naudojama ~100 nJ eilės impulsų energija, tačiau pats vaizdinimas ženkliai spartesnis, nei būtų skenuojant bandinį. Vis dėlto didžiausias trūkumas tokių sistemų yra jų sudėtingumas, kaina ir ribotos galimybės didinti impulsų pasikartojimo dažnį. Kietojo kūno lazerių, veikiančių ~1 MHz eilės impulsų pasikartojimo dažniu, realizacija nėra paprastas uždavinys, taikomos įvairios technologijos [34,35], dėl kurių sistemos tampa sudėtingos ir nekompaktiškos. Todėl vis intensyviau kuriami skaiduline technologija paremti lazeriniai šaltiniai, tinkantys daugiafotonei mikroskopijai [36–38].

Skaiduliniai lazeriai, lyginant su kietojo kūno lazeriais pranašesni keliais aspektais. Visų pirma, didelis skaidulinių lazerių aktyvaus elemento paviršiaus plotas lemia geresnes termines savybes, todėl pasiekama ir didelė vidutinė galia, ir didelė impulsų energija [39,40,18]. Tuo tarpu, pvz. titano safyro lazerio vidutinė galia ribojama keliais vatais [27,35]. Kitas skaidulinių lazerių pranašumas - mažesnis jautrumas išsiderinimui. Skaiduliniuose lazeriuose impulsų energinės, spektrinės ir laikinės charakteristikos formuojamos, kiek tai įmanoma, optinėje skaiduloje panaudojant skaidulinius mikrooptinius komponentus, todėl sistemos yra kompaktiškesnės ir paprastesnės. Bene didžiausias skaidulinių lazerinių šaltinių trūkumas yra ganėtinai ribotas generuojamos spinduliuotės dažnio derinimas, atsirandantis dėl aktyvios terpės lygmenų struktūros. Didžiosios daugumos skaidulinių iterbio lazerių generuojamos spinduliuotės dažnį galima keisti 1000-1070 nm spektro ruože, o erbio – 1520-1570 nm. Siekiant perdengti taip vadinamus spinduliuotės įsiskverbimo į audinius spektrinius langus (700-1000 nm, 1100-1300 nm, ~1700 nm) [20,23], pasitelkiami įvairūs netiesiniai efektai – solitono

savojo dažnio poslinkis (SSFS), atsirandantis dėl Ramano sklaidos, taip pat fazės moduliavimasis ir kontinuumo generacija. Skaidulinio lazerio spinduliuotės centrinio bangos ilgio postūmis į „raudonąją“ pusę dėl SSFS įmanomas neigiamos grupinių greičių dispersijos (GVD) fotoninių kristalų šviesolaidyje (PCF), o taip pat ir įprastame kvarco šviesolaidyje tuo atveju, jei lazerio spinduliuotės centrinis bangos ilgis didesnis nei nulinę dispersiją atitinkantis bangos ilgis. Pasitelkiant šį netiesinį efektą buvo pademonstruotas erbio skaidulinio lazerio spinduliuotės centrinio bangos ilgio (1550 nm) postūmis didelio modos ploto PCF skaiduloje iki 1675 nm, o gautų impulsų energija buvo 67 nJ [41]. Tuo tarpu iterbio skaidulinio lazerio spinduliuotės poslinkis įmanomas skaidulose, kuriose nulinę dispersiją atitinkantis bangos ilgis yra apie 1 μm. Tokiu atveju spinduliuotės centrinis bangos ilgis pastumiamas į 1100-1300 nm sritį, tačiau dėl didelio šviesolaidžio netiesiškumo, impulsų energija ribojama ~1 nJ. Tokia impulsų energija praktiniams taikymams yra per maža, todėl buvo sukurti įvairūs technologiniai sprendimai, leidžiantys padidinti impulsų energiją. Jie aptarti šioje publikacijoje [38]. Kitas netiesinis efektas, leidžiantis modifikuoti skaidulinio lazerio spinduliuotės spektrines savybes, yra skaiduloje pasireiškiantis impulso fazės moduliavimasis ir kartu vykstantis fronto statėjimas (angl. self steepening). Kelių šimtų fs trukmės impulsams sklindant skaidula impulsų spektras ženkliai išplinta ir tampa moduluotas. Spektriškai išskyrus trumpabangį ir ilgabangį išplitusio spektro kraštus suformuojami femtosekundiniai impulsai, kurių centrinį bangos ilgį galima keisti keičiant pradinę impulsų energiją. Šį principą iliustruojanti sistema, aprašyta straipsnyje [42], kurioje skaidulinio iterbio lazerio spinduliuotė (1030 nm) buvo įvesta į fotoninių kristalų šviesolaidį ir gauti 70-120 fs trukmės, 1-3 nJ energijos impulsai, kurių centrinis bangos ilgis 0,8 -1,2 μm [42]. Kitas būdas, kurį verta paminėti, leidžiantis išplėsti mažos energijos skaidulinio lazerio impulsų spektrą yra kontinuumo generacija fotoninių kristalų skaiduloje. Nors pirmieji kontinuumo generacijos šviesolaidžiuose tyrimai buvo atlikti dar gerokai iki PCF sukūrimo [43–45] tačiau, tik juos sukūrus prasidėjo intensyvūs

kontinuumo generacijos šviesolaidžiuose tyrimai. Išvystyta PCF gamybos technologija, leidžia keisti dispersines šviesolaidžio charakteristikas keičiant vidinę šviesolaidžio struktūrą, tokiu būdu keičiamos generuojamo kontinuumo spektrinės charakteristikos. Didelis sąveikos ilgis ir stipri šviesos lokalizacija lemia efektyvią netiesinę sąveiką, todėl kontinuumo generacijos slenkstis šviesolaidyje daug žemesnis nei kristale, o pati generacija yra efektyvesnė [46,47]. Priklausomai nuo žadinančių impulsų parametrų ir pasirinkto fotoninių kristalų šviesolaidžio savybių kontinuumo generacijos slenkstis yra ~ 1 nJ [47]. Toks plataus spektro spinduliuotės generacijos šaltinis plačiai taikomas optinėje koherentinėje tomografijoje, spektroskopijoje ir optinio dažnio metrologijoje [44], tačiau atskirų kontinuumo spektrinių sričių panaudojimas nėra labai naudingas. Visų pirma dėlto, kad išskirta spektrinė sritis (10-30 nm pločio) turi gana mažą energiją (fs impulsų atveju spektrinis tankis yra ~ 1 pJ/nm). Kita priežastis yra ta, kad išpjauta spektrinė sritis turi sudėtingą fazės iškraipymą, kurio kompensavimas nėra paprastas uždavinys – reikalingas pvz. erdvinis šviesos modulatorius, įnešantis didelius optinius nuostolius. Taip pat šviesolaidyje generuojamas kontinuumas dėl prastesnių laikinių charakteristikų, blogesnio amplitudės stabilumo nėra labai tinkamas naudoti ir kaip optinio parametrinio stiprintuvo užkratas [28,45,48].

Priešingai nei šviesolaidyje generuojamas kontinuumas, kristale generuojamas kontinuumas pasižymi aukštu erdviu ir laikiniu koherentiškumu, didesniu spinduliuotės spektriniu tankiu (~ 100 pJ/nm) [46]. Kontinuumo pluoštas pasižymi tokiomis pat, arba net geresnėmis erdvinėmis charakteristikomis, nei jį žadinantis pluoštas. Kontinuumo impulsų fazė tvarkinga, todėl impulsams išplitus laike dėl optinių elementų dispersijos, impulsus galima suspausti iki spektru ribotos trukmės. Kristale generuojamas kontinuumas pasižymi aukštu energijos stabilumu ir įgyja žadinančios spinduliuotės poliarizacijos būseną [49]. Kaip minėta, kontinuumo generacijos slenkstinė energija kristale yra ženkliai didesnė nei šviesolaidyje - priklausomai nuo kristalo ir fokusavimo sąlygų žadinant kelių šimtų fs trukmės impulsais reikalinga 0,5-1,5 μ J impulsų energija, tačiau kontinuumo energija

daugeliui praktinių taikymų yra per maža. Kontinuumo spinduliuotės stiprinimui naudojami parametriniai stiprintuvai (nekolinarūs ir kolinarūs). Nekolinaros geometrijos parametriniu stiprintuvu stiprinamas labai platus spektras, o tai leidžia suspausti impulsus iki itin trumpų trukmių. Tuo tarpu kolinarus OPA atveju stiprinamas spektras yra siauresnis, lyginant su nekolinaria OPA, tačiau keičiant sinchronizmo kampą galimas spinduliuotės dažnio derinimas. Efektyviai sąveikai reikalingas aukštas impulsų smailinis intensyvumas, kurį pasiekti skaiduliniuose lazeriuose nėra paprasta užduotis, dėl juose pasireiškiančių netiesinių efektų, ribojančių impulsų energines ir laikines charakteristikas. Siekiant generuoti aukšto smailinio intensyvumo impulsus skaiduliniuose lazeriuose plačiai taikomas čirpuotų impulsų stiprinimo metodas ir stiprintuvo skersmens didinimas. Stiprintuvo šerdies skersmens didinimas nėra trivialus uždavinys dėl atsirandančių aukštesnės eilės modų, dėl kurių nukenčia erdvinė pluošto kokybė sistemos išėjime, o dėl modų grupinių greičių skirtumo blogėja fazinės impulsų charakteristikos. Technologiniai sprendimai, dažnai naudojami šiuolaikinėse didelės energijos skaidulinėse sistemose ir leidžiantys didinti stiprintuvo skaidulos skersmenį minimaliai prarandant erdvinę pluošto kokybę, aptariami 1.2.2 skyriuje. Tuo tarpu skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos ir impulsų laikinių charakteristikų valdymo metodai apžvelgiami 1.2.1 skyriuje.

1.2 Didelės energijos femtosekundinių impulsų generacijos skaiduliniais lazeriais metodai

1.2.1 Didelio šerdies skersmens skaiduliniai stiprintuvai

Dauguma skaidulinių lazerių privalumų yra sąlygoti jų geometrijos. Skaidulos bangolaidinės savybės užtikrina ir stiprią šviesos lokalizaciją jai sklindant ilgais atstumais ir kartu didelį spinduliuotės sąveikos su aktyviais jonais ilgį, todėl pasiekiamas didelis stiprinimas vieno praėjimo metu. Parinkus tinkamą skaidulos geometriją užtikrinamas vienamodis spinduliuotės sklidimas ir aukšta erdvinė pluošto kokybė. Galiausiai didelis skaidulos paviršiaus-tūrio santykis lemia gerą perteklinės šilumos atidavimą, todėl skaiduliniais stiprintuvais pasiekiamos didelės vidutinės galios. Prie gerų terminių savybių taip pat prisideda retųjų žemių metalų jonų panaudojimas, tokių, kaip iterbis, kurio sugerties ir emisijos bangos ilgiai yra artimi. Greta paminėtų privalumų, mažas skaidulos šerdies skersmuo ($\sim 10 \mu\text{m}$ vienamodžio šviesolaidžio ties $1 \mu\text{m}$ bango ilgiu) ir mažas kaupinimo spinduliuotės priėmimo kampas (maža skaitinė apertūra, NA) sukuria keletą ribojimų. Visų pirma, tam, kad būtų galima efektyviai įvesti spinduliuotę į mažo priėmimo kampo skaidulos šerdį, reikalingas geros erdvinės pluošto kokybės kaupinimo šaltinis. Tokie, didelio skaisčio lazeriniai diodai tapo komerciškai prieinami neseniai, o ir šiuo metu tokių kaupinimo šaltinių galia ribojama $\sim 1 \text{ W}$. Siekiant sumažinti reikalavimus kaupinimo šaltiniui, buvo sukurtos dvigubo apvalkalo skaidulos, sudarytos iš šerdies, vidinio ir išorinio apvalkalų. Didelis vidinio apvalkalo skersmuo (šimtai μm) ir didelė NA leido efektyviai įvesti didelės galios, bet žemos pluošto erdvinės kokybės lazerinių diodų kaupinimo spinduliuotę.

Kitas skaidulos geometrijos sąlygojamas ribojimas yra efektyvi spinduliuotės saviveika su medžiaga. Didelis sąveikos ilgis ir stipri šviesos lokalizacija lemia įvairių netiesinių efektų, tokių kaip priverstinė Briujeno ir

Ramano sklaida, fazės moduliavimasis, atsiradimą pasiekus santykinai nedidelę spinduliuotės galią. Priverstinė Briujeno sklaida dažniausiai yra ribojantis veiksnys nuolatinės veikos arba nanosekundžių trukmės stiprintuvuose, tuo tarpu fazės moduliavimasis, sukeltas Kero efekto, ir Ramano sklaida yra aktualūs impulsiniu režimu (<1 ns) veikiančiuose stiprintuvuose. Kero efekto sukurtas impulso momentinės fazės netiesinis pokytis (netiesinis čirpas) negali būti visiškai kompensuotas įprastiniais dispersiniais elementais, tokiais kaip difrakcinių gardelių pora. Tokiu atveju mažėja impulsų smailinis intensyvumas CPA sistemos išėjime. Impulso sukauptai netiesinei fazei įvertinti naudojamas parametras, literatūroje dažniausiai vadinamas B integralu ir išreiškiamas tokia išraiška [50,51]:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2(z)I(z)dz \quad (1.2.1.1)$$

čia λ – spinduliuotės bangos ilgis, n_2 – netiesinis medžiagos lūžio rodiklis, $I(z)$ – impulso intensyvumas, L – sklidimo ilgis. B integralui viršijus π vertę laikoma, jog impulsų sklidimas yra netiesinis (kai $B < \pi$, CPA sistema tiesinė), taip pat pastebimas impulsų laikinės kokybės blogėjimas dėl fazės moduliavimosi. Taigi, tos skaidulinės CPA sistemos, kuriose impulsai yra prikaupę netiesinės fazės daugiau nei π rad, vadinamos netiesinėmis CPA sistemomis. Sumažinti Kero efekto poveikį impulsams galima dviem būdais: stiprinant laike išplėstus (čirpuotus) impulsus ir stiprinimui naudojant didelio šerdies skersmens skaidulą. Dažniausiai kombinuojamos abi metodikos, tačiau net šiuo atveju nepavyksta visiškai eliminuoti spinduliuotės netiesinės saviveikos su medžiaga, o tik sumažinama impulso sukaupta netiesinė fazė. Įvairios skaidulinės CPA konfigūracijos aptarimos 1.2.2 skyriuje, o šiame skyriuje aptartos technologijos, leidžiančios didinti skaidulinio stiprintuvo šerdies skersmenį, išlaikant kuo geresnes pluošto erdvines savybes.

Didinant skaidulos šerdies skersmenį ne tik sumažinamas spinduliuotės intensyvumas, tačiau galima sutrumpinti pačią skaidulą – esant tam pačiam apvalkalo skersmeniui didesnio skersmens šerdis sugeria daugiau

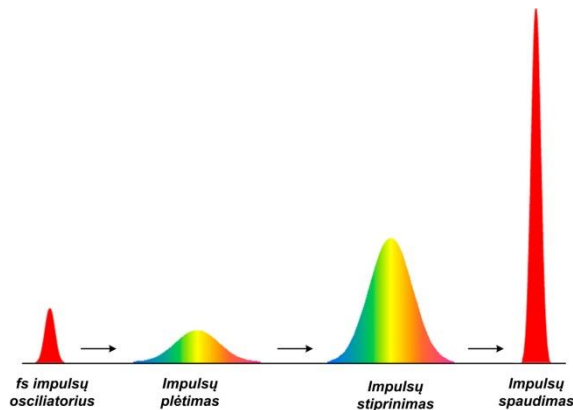
kaupinimo. Stiprintuvo skaidulos trumpinimas taip pat padeda sumažinti netiesinių efektų poveikį impulsui. Vis dėlto skaidulos skersmens didinimas tipiškai sukuria daugiamodį spinduliuotės sklidimą, o tai blogina pluošto erdvinę kokybę. Siekiant išlaikyti griežtai vienamodį sklidimą didinant šerdies diametrą tenka mažinti lūžio rodiklių skirtumą tarp šerdies ir apvalkalo (mažinti NA). Minimali skaitinė apertūra, pasiekama šiuolaikinėmis skaidulų gamybos technologijomis gaminant kvarco šviesolaidžius yra $\sim 0,05$, taigi didžiausias šerdies skersmuo, kai išlaikomas vienamodis sklidimas, yra $\sim 16 \mu\text{m}$ [21]. Dar labiau didinant šerdies diametrą spinduliuotės sklidimas skaidula yra daugiamodis. Siekiant išlaikyti vienamodį spinduliuotės sklidimą didelio skersmens skaiduloje naudojamos sudėtingos struktūros skaidulos. Vienos tokių yra fotoninių kristalų šviesolaidžiai (PCF), kurių stiklo šerdis apsupta apvalkalo, kurį sudaro tam tikras oro tarpų išsidėstymas. Keičiant apvalkalo struktūrą (skylių dydį ir atstumą tarp jų) sumažinamas lūžio rodiklio skirtumas tarp šerdies ir apvalkalo, o tai leidžia didinti šerdies diametrą ir išlaikyti vienamodį spinduliuotės sklidimą [52]. Naudojant tokią technologiją sukurti vienamodžiai PCF, kurių šerdies skersmuo siekia iki $100 \mu\text{m}$. Tokios didelės modos šviesolaidžiai yra ypač jautrūs lenkimui, todėl praktiniuose taikymuose didesnės nei $50 \mu\text{m}$ šerdies šviesolaidžiai laikomi tiesūs [18]. Tokie stiprintuvai dėl savo geometrinės formos labiau panašūs į ilgą kristalą, nei šviesolaidį, o tokio tipo šviesolaidiniai stiprintuvai vadinami strypo formos arba strypiniais (*angl. rod type*). Čirpuotų impulsų stiprinimui naudojant strypo formos stiprintuvus pademonstruotos didelės vidutinės galios ($>100 \text{ W}$) ir didelės energijos ($100 \mu\text{J}$ - $1,45 \text{ mJ}$) sistemos [39,18], generuojančios 200-800 fs trukmės impulsus. Mažesnio skersmens PCF (30 - $50 \mu\text{m}$) yra mažiau jautresni lenkimui, todėl dažniausiai susukami į keliolikos cm radiuso ritę. Šiuo atveju stiprintuvas yra labiau kompaktiškas, tačiau mažesnis stiprintuvo skaidulos šerdies skersmuo lemia mažesnę impulsų energiją. Pademonstruotas 1 ns trukmės čirpuotų impulsų stiprinimas $40 \mu\text{m}$ skersmens stiprintuve iki $100 \mu\text{J}$ energijos [39]. Šiuo atveju pradiniai impulsai buvo išplėsti iki gan ilgos trukmės, kas leido pasiekti pakankamai didelę energiją. Jei impulsai yra

plečiami iki kelių šimtų ps, tai tokio stiprintuvo netiesinis poveikis impulsui bus matomas pasiekus keliolika μJ . Nepaisant pasiekiamos energijos ribojimo, mažesnio skersmens PCF stiprintuvai gali būti panaudoti efektyviam aukšto pasikartojimo dažnio impulsų stiprinimui. Viena tokių sistemų, aprašyta publikacijoje [53], kurioje pradiniai impulsai buvo išplėsti iki 120 ps ir sustiprinti 40 μm skersmens stiprintuve iki 131 W (efektyvumas 75 %). Sustiprintų impulsų energija buvo tik 1,8 μJ , todėl stiprintuvo netiesinis poveikis impulsams yra minimalus. Kitas būdas išgryninti žemiausią skersinę modą didelio skersmens skaiduloje yra aukštesnės eilės modų (HOM) slopinimas, realizuojamas keliais būdais: papildomų nuostolių aukštesnės eilės modoms sukūrimas [54], aukštesnės eilės modų persiklojimo su aktyviais jonais legiruota šerdimi mažinimas [55] arba aukštesnės eilės modų delokalizacija [56]. Sumažinus aukštesnės eilės modų persiklojimą su legiruota šerdimi aukštesnės modos nėra žadinamos efektyviai, taip pat jos patiria mažesnę stiprinimą nei fundamentinė moda. Išsamesni aukštesnės eilės modų slopinimo mechanizmai aptarti literatūroje [55,56]. Tokia technologija leidžia dar labiau ($>100 \mu\text{m}$) padidinti šerdies skersmenį išlaikant vienamodį spinduliuotės sklaidimą [56].

Aptarti stiprintuvo skaidulos šerdies didinimo metodai parodo skaidulinės technologijos lankstumą realizuojant didelės energijos femtosekundinių impulsų skaidulines sistemas. Tiems praktiniams taikymams, kuriems nereikalingos dešimčių ir daugiau μJ impulso energijos, pakanka paprastesnių skaidulinių sistemų. Siekiant kelių-keliolikos μJ impulso energijos pakanka ir mažesnio pradinių impulsų plėtimo laike, ir mažesnio skersmens skaidulos stiprintuvo. Tokiu atveju skaidulinės sistemos tampa labiau kompaktiškos, pigesnės ir patikimesnės.

1.2.2 Impulsų trukmės valdymo skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose metodų apžvalga

Viena iš plačiai taikomų technologijų, leidžiančių pasiekti dideles impulsų smailines galias, yra čirpuotų (faziškai moduluotų) impulsų stiprinimas (CPA), pirmąkart pademonstruotas prieš daugiau nei tris dešimtmečius [57]. Šis principas plačiai paplitęs kietojo kūno lazerinėse sistemose, taip pat pritaikytas skaidulinuose ultratrumpuosius impulsus generuojančiuose lazeriuose. CPA technologijos principai parodyti 1.1.1 pav. Osciliatoriaus generuojami itin trumpi, mažos energijos impulsai išplečiami laike panaudojant normalią arba anomalią dispersiją turintį elementą, pastiprinami ir suspaudžiami iki pradinės trukmės naudojant priešingo dispersijos ženklą komponentą. CPA sistemose impulsų plėtimui-spaudimui dažniausiai naudojamos difrakcinės gardelės [58–60]. Kartais tokių sistemų difrakcinių gardelių plėstuvai būna pakeisti optine skaidula [61,62]. Vietoje laisvos erdvės elementų skaidulinuose lazeriuose



1.1.1 pav. Čirpuotų impulsų stiprinimo metodo principinė schema.

naudojami mikrooptiniai skaiduliniai komponentai, o spinduliuotės energinės, spektrinės ir laikinės savybės modifikuojamos optinėje skaiduloje. Taigi dėl savo konstrukcijos skaiduliniai lazeriai, palyginti su kietojo kūno lazerinėmis sistemomis, yra kompaktiškesni, mažiau jautrūs aplinkos sąlygoms. Šis jų privalumas yra vertinamas tiek integratorių, tiek mokslininkų, todėl ten kur nereikia ypač didelės impulsų smailinės galios, skaiduliniai lazeriai sėkmingai

keičia kietojo kūno lazerines sistemas. Siekiant išlaikyti skaidulinių lazerių pranašumus kompaktiškumo ir neišsiderinamumo požiūriu, laisvos erdvės optinių komponentų integracija yra vienas iš svarbiausių uždavinių.

Skaidulinių lazerinių sistemų generuojamus ultratrumpuosius impulsus išplėsti laike galima panaudojant įvairius dispersinius elementus. Pirmosiose skaidulinėse CPA sistemose buvo taikomas toks pat principas kaip ir kietojo kūno lazerinėse sistemose – impulsų plėtimui ir spaudimui naudojama difrakcinių gardelių pora [59,60,27]. Pagrindinis šio metodo trūkumas praktiniu požiūriu yra tas, kad difrakcinių gardelių impulsų plėstuvai ir spaustuvai nėra kompaktiški, gana sudėtingai suderinami, yra jautrūs savaiminiam išsiderinimui. Nėgana to, čirpuotus impulsus reikia įvesti į skaidulinį stiprintuvą, o tai praktiniu požiūriu nėra paprasta užduotis, kadangi reikia užtikrinti naudojamų optomechaninių mazgų stabilumą ir tikslumą. Dėl šių priežasčių daug pastangų buvo skirta alternatyvių impulsų laikinio plėtimo būdų, kurie būtų nesunkiai integruojami į skaidulinį lazerį, paieškoms. Pats paprasčiausias impulsų plėtimo laike būdas yra pačios optinės skaidulos panaudojimas. Nors optinės skaidulos dispersija nėra didelė, naudojant pakankamai ilgą skaidulą (kelių šimtų metrų ilgio ir ilgesnę) impulsai išplečiami iki kelių šimtų ps trukmės [57,61,63]. Kitas dispersinis elementas, suteikiantis nepalyginamai daugiau laisvės valdyti impulsų laikines charakteristikas nei optinė skaidula, yra čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė (CFBG). Pademonstruotas CFBG taikymas CPA sistemose, tiek impulsų plėtimui, tiek sustiprintų impulsų suspaudimui [64]. CFBG integravimas į skaidulines sistemas leido realizuoti visiškai skaidulinę sistemos koncepciją (eliminuoja nekompaktiško plėstuvo-spaustuvo problema), tačiau tai neišsprendė kito šių sistemų ribojimo - netiesinė saviveika skaiduloje su įrašyta Brego struktūra riboja pasiekiamą impulsų energiją [64–66]. Impulsų smailinio intensyvumo ribojimas iš dalies gali būti sprendžiamas impulsų spaudimui naudojant oru užpildytus (tuščios šerdies) fotoninių kristalų šviesolaidžius (*angl. air-guiding photonic band-gap fiber*) [67,68], kurių netiesiškumas trimis eilėmis mažesnis nei kvarcinių skaidulų [67]. Impulsų

spūđai naudojant anomalios dispersijos fotoninių kristalų šviesolaidį buvo pademonstruota skaidulinė plėstuvo/spaustuvo koncepcija ir gauti 100 fs trukmės, 82 nJ energijos impulsai, kurių smailinis intensyvumas 0,82 MW [67]. Autorių teigimu, šios technologijos ribinė impulsų energija galėtų būti μJ eilės, tačiau tai vis tiek neprilygsta difrakcinių gardelių spaustuvui, kuriame impulsų smailinis intensyvumas praktiškai neribojamas. Nepaisant to, kad difrakcinių gardelių spaustuvai yra didelių geometrinių matmenų, o suspaustų impulsų parametrai jautrūs spaustuvo išsiderinimui, difrakcinių gardelių spaustuvai yra plačiai paplitę CPA sistemose.

Tobulėjant tūrinių Brego gardelių (VBG) įrašymo didelės skersinės apertūros stikle technologijai, atsirado alternatyva difrakcinių gardelių spaustuvams. Tūrinė Brego gardelė yra pakankamai sena technologija, bet ją komercializavus, buvo sukurta daug naujų optinių komponentų, plačiai taikomų lazerių spektrinių ir erdvinų charakteristikų modifikavimui: spektro siaurimui, spinduliuotės dažnio stabilizavimui ir derinimui [69,70], pluošto skėsties mažinimui ir pluošto padėties keitimui [70], spektriniam pluoštų apjungimui [71,70]. Tuo tarpu tūrinių Brego gardelių taikymas CPA sistemoje yra pakankamai naujas, ir eksperimentiškai pademonstruotas tik kelių mokslinių grupių [72–74]. Pademonstruotas impulsų plėtimas ir spaudimas iki fs trukmių naudojant tiek tą pačią CVBG [73,74], tiek dvi atskiras CVBG [75,76]. Pademonstruotas 30-50 W vidutinės galios impulsų (72 MHz) spaudimas iki 200-500 fs trukmių [77,76]. Skirtingai nei spaudžiant impulsus skaiduline čirpuota Brego gardele, didelės skersinės apertūros tūrinėje Brego gardelėje impulsų smailinis intensyvumas ribojamas tik medžiagos paviršiaus pažeidimo slenksčiu, kuris yra 20 J/cm^2 (10 ns impulsams) [78]. Nepaisant to, kad impulsų plėtimui laike ir jų suspaudimui po stiprinimo naudojama ta pati, arba dvi vienodos dispersijos tūrinės Brego gardelės, tokioje sistemoje dispersija nėra pilnai kompensuojama. Impulsus stiprinant skaiduliniame stiprintuve, prirenkama papildoma dispersija, kuri turi būti kompensuojama siekiant aukšto suspaustų impulsų laikinio kontrasto sistemos išėjime. Šiam

tikslui paprastai naudojami jau minėti tuščios šerdies fotoninių kristalų šviesolaidžiai [75], o dispersijos kiekis keičiamas keičiant šviesolaidžio ilgį.

CPA sistemoje impulsų plėtimui/spaudimui panaudojus CVBG, sistema tampa kompaktiškesnė, eliminuojama dalis su sistemos išsiderinimu susijusių problemų, tačiau sistema nėra monolitinė. Tokioje sistemoje impulsai plečiami laisvoje erdvėje, po to impulsai turi būti įvesti į skaidulinį stiprintuvą, o suspaudžiami vėl laisvoje erdvėje. Praktiniu požiūriu tokia sistemos konfigūracija nėra patraukli, nes reikia užtikrinti optomechaninių mazgų stabilumą ir tikslumą. Šiame darbe aprašoma novatoriška CPA sistema (skyrius 3.2), kurioje realizuota pilnai skaidulinė plėtimo/stiprinimo grandinė ir kompaktiškas laisvos erdvės CVBG spaustuvas. Aprašomos CPA sistemos naujumas yra tas, kad impulsai plečiami laisvoje erdvėje panaudojant CFBG, kurios dispersija yra priešinga stiprintuvo ir impulsų spaudimui naudojamos tūrinės Brego gardelės dispersijų sumai. Kadangi tūrinės Brego gardelės dispersija buvo fiksuota, vienintelis būdas keisti tokios sistemos dispersiją buvo CFBG dispersijos valdymas, realizuotas valdant temperatūrinį gradientą išilgai CFBG. Skirtingai nei absoliučioje daugumoje CPA sistemų, šiame darbe aprašomoje sistemoje impulsų (skyrius 3.2) spaudimo optimizacija buvo atliekama keičiant ne spaustuvo, bet plėstuvo dispersiją. Tokiu būdu derinamoje plėstuvo/spaustuvo kombinacijoje išvengiama mechaniškai judančių optomechaninių mazgų. Sėkmingas valdomos dispersijos CFBG plėstuvo ir fiksuotos dispersijos VBG spaustuvo panaudojimas leistų padaryti proveržį kuriant kompaktiškesnes ir atsparesnes išsiderinimui skaidulines CPA sistemas.

2 Impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų valdymas skaiduliniuose osciliatoriuose

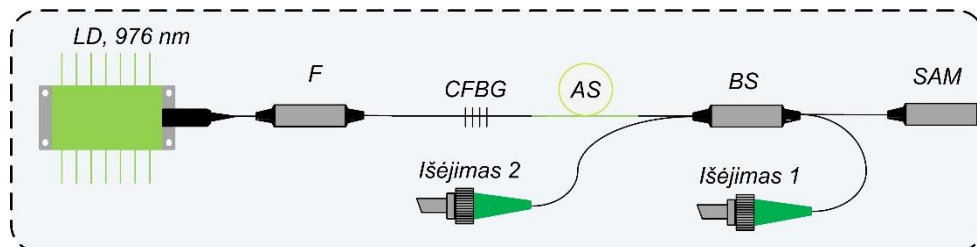
Skyriuje pateikta medžiaga publikuota [S1] leidinyje bei pristatyta [K2, K8, K9] konferencijose

2.1 Impulsų generacija pasyvios modų sinchronizacijos skaiduliniame osciliatoriuje

Normali grupinių greičių dispersija kvarco stikle 1 μm spektro srityje ir netiesinis Kero efektas lemia nestabilią ir savaime sunkiai atsirandančią modų sinchronizaciją skaiduliniuose, solitoniniu režimu veikiančiuose osciliatoriuose [79]. Dėl šios priežasties, siekiant generuoti ultratrumpuosius impulsus, tokiuose osciliatoriuose būtinas normalios dispersijos kompensavimas, realizuojamas panaudojant anomalią dispersiją turinčius dispersinius elementus, tokius kaip prizmių arba difrakcinių gardelių porą [80,81]. Praktiniu požiūriu tokia osciliatoriaus konfigūracija nėra labai patraukli – dėl naudojamų laisvos erdvės komponentų osciliatorius tampa jautrus išsiderinimui, o schema nėra kompaktiška. Alternatyvūs normalios dispersijos kompensavimo sprendimai yra fotoninių kristalų šviesolaidžių (*angl. photonic band-gap*) [82] arba šviesolaidinių čirpuotų Brego gardelių panaudojimas [83]. Naudojant fotoninių kristalų šviesolaidį, osciliatoriuje realizuojamas „viskas skaiduloje“ principas (*angl. all-in-fiber*), tačiau tokia technologija turi kelis trūkumus. Visų pirma, jei yra reikia įnešti daug anomalios dispersijos, reikalingas gana ilgas šviesolaidis, o tai gali riboti pasiekiamą impulsų pasikartojimo dažnį, nes pailgina rezonatorių. Tai ypač aktualu generuojant kelių pikosekundžių ir ilgesnės trukmės impulsus, nes reikia kompensuoti daugiau anomalios dispersijos, nei generuojant sub-1ps impulsus [80]. Kitas šios technologijos trūkumas – sudėtingesnis fotoninių kristalų šviesolaidžio jungimas su įprasta skaidula, nei įprastinių kvarcinių šviesolaidžių. Šių trūkumų neturi čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė

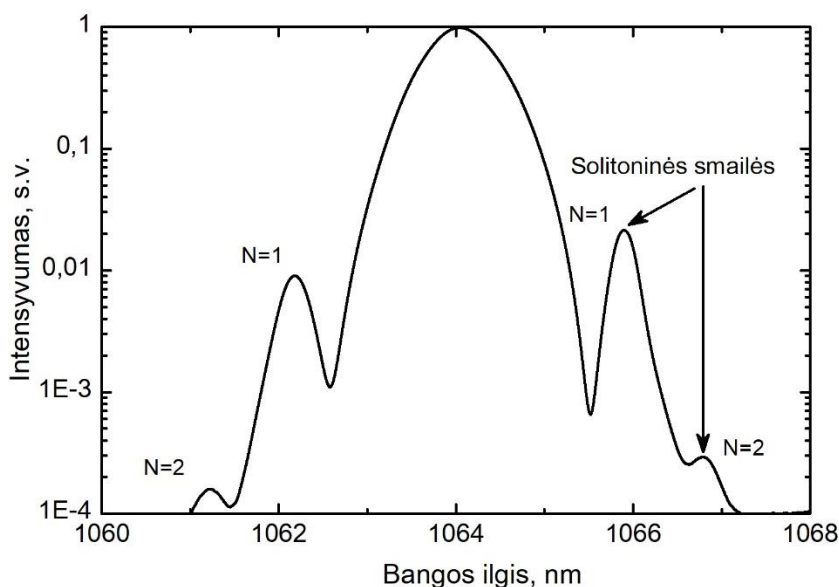
(CFBG), kuri įrašoma įprastoje skaiduloje. CFBG gali turėti santykinai didelę dispersiją, atitinkančią kelių metrų ilgio fotoninių kristalų šviesolaidžio įnešamą dispersiją, todėl šis dispersinis elementas nebėra impulsų pasikartojimo dažnį ribojantis elementas. Iš kitos pusės, mažinant gardelės dispersiją, mažėja jos atspindys. Ypač mažas gardelės atspindys reiškia didelius nuostolius rezonatoriuje, todėl osciliatoriaus veikimas gali būti mažiau stabilus. Šiuo požiūriu svarbu optimizuoti kitus osciliatoriaus parametrus siekiant stabilaus veikimo. Nepaisant šio CFBG technologijos apribojimo, CFBG panaudojimas atveria galimybes realizuoti kompaktišką ir monolitinį skaidulinį osciliatorių, keisti generuojamų impulsų charakteristikas. Kaip bus parodyta 2.2 ir 2.3 skyriuose valdant CFBG parametrus modifikuojamos osciliatoriaus impulsų laikinės ir spektrinės charakteristikos, o šiame skyriuje aprašomi skaidulinis pasyvio modų sinchronizacijos osciliatorius, veikimo principai ir generuojamų impulsų charakteristikos.

Skaidulinio pasyvio modų sinchronizacijos osciliatoriaus optinė grandinė parodyta 2.1.1 pav. Osciliatoriaus rezonatorių sudaro čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, Yb jonais legiruota skaidula, pluošto daliklis (BS) ir įsisotinantis sugėriklis (SAM). CFBG rezonatoriuje atlieka kelias funkcijas. Visų pirma, gardelė veikia kaip rezonatoriaus veidrodis, formuojantis impulsų spektrą. Antra, gardelė įneša anomalią dispersiją, kuri kompensuoja normalią kitų rezonatoriaus elementų (daugiausia skaidulos) dispersiją, todėl generuojami solitoninio tipo impulsai. Kitas rezonatoriaus galinis veidrodis yra įsisotinantis puslaidininkinis sugėriklis, užtikrinantis stabilią, savaime prasidedančią modų sinchronizaciją. Osciliatorius kaupinamas vienamodžiu



2.1.1 pav. Skaidulinio pasyvio modų sinchronizacijos osciliatoriaus optinė grandinė. LD – lazerinis diodas, F – kaupinimo apsaugos filtras, CFBG – čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, AS – Yb jonais legiruota skaidula, BS – pluošto daliklis, SAM – puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis.

skaiduliniu lazeriniu diodu, generuojančiu ties Yb sugerties juostos intensyvumo maksimumu – 976 nm. Generuojami ultratrumpieji impulsai iš rezonatoriaus išmetami pluošto dalikliu, kuris kartu yra ir poliarizatorius. Kadangi pluošto daliklis yra 4 šakų, todėl osciliatorius turi du išėjimus, kurių vienas naudojamas sinchronizacijai. Osciliatoriuje naudojami skaiduliniai mikrooptiniai komponentai ir poliarizaciją išlaikanti skaidula, o įsisotinantis sugėriklis buvo priklijuotas prie skaidulos galo, įtvirtinto keraminiame vamzdelyje. Todėl tokia osciliatoriaus konfigūracija yra kompaktiška ir nejautri išsiderinimui. Pasiekus kaupinimo galią, reikalingą modų sinchronizacijai pasiekti, osciliatorius generuoja stabilią impulsų vorą dešimčių MHz (priklausomai nuo rezonatoriaus ilgio) pasikartojimo dažniu. Šiame darbe aprašyti osciliatoriai, impulsus generuojantys 30 – 50 MHz pasikartojimo dažniu. Tipiniame generuojamų impulsų spektre (2.1.2 pav.) stebimos siauros spektrinės smailės, esančios šalia pagrindinės spektrinės komponentės. Šios spektrinės juostos literatūroje dar vadinamos Kelly juostomis (*angl. Kelly sidebands*) [80,84] ir yra būdingos sinchronizuotų modų skaiduliniams osciliatoriams, generuojantiems solitoninio tipo impulsus.



2.1.2 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotas tipinis pasyvios modų sinchronizacijos osciliatoriaus generuojamų impulsų spektras; rodyklėmis pažymėtos solitoninės spektrinės smailės, būdingos tokio tipo osciliatoriui, taip pat ir jų eilė.

Šios spektro komponentės atsiranda dėl generuojamo impulso patiriamų periodinių perturbacijų, sąlygotų stiprinimo, nuostolių, filtravimo, dispersijos ir įsisotinančiojo sugėriklio. Išsamiau solitoninių juostų atsiradimo mechanizmas nagrinėjamas šiuose straipsniuose [79,84], čia verta paminėti, kad šių juostų spektrinė padėtis susijusi su sumine rezonatoriaus dispersija ir impulsų trukme tokiu sąryšiu:

$$|N| = \frac{TCD}{4\pi} (\Delta\omega_N^2 + t^{-2}) \quad (2.1.1)$$

kur N - solitono eilė, TCD – suminė rezonatoriaus dispersija (*angl. total cavity dispersion*), $\Delta\omega$ – juostos postūmis centrinio dažnio atžvilgiu (rad/sec), t – impulso trukmė pusės intensyvumo lygyje (FWHM). Žinant solitoninių juostų spektrines padėtis, naudojantis (2.1.1) išraiška galima apskaičiuoti skaidulinės čirpuotos Brego gardelės dispersiją D_{CFBG} :

$$D_{CFBG} = D_{TCD} - D_{skaidula} \quad (2.1.2)$$

Nepaisant to, kad impulsų spektre matomos solitoniniams impulsams būdingos spektrinės juostos, osciliatoriaus generuojami impulsai skiriasi nuo idealių solitonų, kurie sklinda terpėje ilgus atstumus nepatirdami laikinės gaubtinės ir spektro sudėties pokyčių [85]. Kadangi osciliatoriaus rezonatoriuje yra tiek normalios (optinė skaidula), tiek anomalios dispersijos (CFBG), cirkuliuojančių impulsų tiek laikinė gaubtinė, tiek spektrinė sudėtis kinta, bet atsikartoja po pilno rezonatoriaus apėjimo. Tokie sinchronizuotų modų osciliatoriaus generuojami impulsai literatūroje vadinami suvidurkintais solitonais (*angl. average soliton*) [80,84]. Didinant kaupinimo galią osciliatoriaus impulsų energija didėja, o pasiekus tam tikrą kaupinimo slenkstį, osciliatorius ima veikti dvigubo impulso režimu (*angl. double pulse*), o vidutinė galia išauga. Osciliatoriui veikiant dviejų impulsų režimu rezonatoriuje cirkuliuoja du impulsai, tarp kurių laikinis atstumas gali būti nepastovus, todėl praktikoje naudojamas tik vieno impulso generacijos režimas.

Šiame skyriuje aprašytas skaidulinis pasyvios modų sinchronizacijos osciliatorius ir jo veikimo principai. Tuo tarpu generuojamų

impulsų laikinės, spektrinės ir energinės charakteristikos priklauso nuo CFBG dispersinių ir spektrinių parametru, rezonatoriaus suminės dispersijos vertės. Impulsų laikinių ir spektrinių savybių priklausomybės nuo CFBG parametru apžvelgiamos 2.2 ir 2.3 skyriuose.

2.2 Impulsų trukmės valdymas keičiant rezonatoriaus dispersiją

Priklausomai nuo rezonatoriaus grupinių greičių dispersijos dydžio ir ženklo skaiduliniame osciliatoriuje galimi skirtingi impulsų generacijos režimai. Pagal tai sinchronizuotų modų osciliatoriai skirstomi į šias grupes: solitoninių impulsų, išplėstųjų impulsų (*angl. stretched pulse*), panašių impulsų (*angl. similariton*) ir visiškai normalios dispersijos (*angl. all-normal dispersion*) [86,80]. Solitoninių impulsų osciliatoriuje naudojant difrakcinių gardelių porą ne tik įnešama anomali grupinių greičių dispersija, tačiau nesudėtingai galima keisti įnešamos dispersijos kiekį, taigi valdyti generuojamų impulsų laikines charakteristikas. Suminės rezonatoriaus dispersijos vertės, taip pat dispersijos ženklo poveikis tiek impulsų generacijos dinamikai, tiek generuojamų impulsų trukmei išsamiai aptarta straipsnyje [80]. Difrakcinių gardelių porą osciliatoriuje galima pakeisti CFBG, tokiu būdu realizuojant skaidulinę osciliatoriaus koncepciją, tačiau šiuo atveju įnešamos anomalios dispersijos kiekis yra fiksuotas. Tolydžiai keičiamos osciliatoriaus impulsų trukmės poreikio dažniausiai nėra, o osciliatoriaus kompaktiškumas, patikimumas yra žymiai svarbesni. Skaiduliniame osciliatoriuje naudojant skirtingos dispersijos (čirpo) CFBG kinta suminė rezonatoriaus dispersija, tad ir generuojamų impulsų trukmės skiriasi. Osciliatoriaus veikos ir generuojamų impulsų laikinės charakteristikos naudojant skirtingo čirpo CFBG aprašytos disertacijoje [87]. Šiame darbe šis tyrimas buvo praplėstas. Mažos dispersijos CFBG panaudojimas osciliatoriuje, leidžia generuoti trumpesnius nei 1 ps trukmės impulsus. Kaip bus parodyta antrajame skyriuje, tokie osciliatoriai yra

patrauklūs kaip užkrato šaltiniai femtosekundinėms čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoms.

Brandi CFBG įrašymo technologija leidžia realizuoti įvairias dispersines ir spektrines CFBG charakteristikas. Tačiau vienas iš pagrindinių šios technologijos ribojimų yra tas, kad lūžio rodiklio moduliacijos gylis, pasiekiamas skaidulos šerdyje, yra baigtinis, apribotas šviesolaidžio šerdies jautrumo UV spinduliuotei, todėl mažinant gardelės dispersiją jos atspindžio koeficientas mažėja [88]. Dėl šios priežasties ribojama praktiškai pasiekiamą dispersiją, tuo pat metu ribojama ir osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė. Viena iš šio darbo užduočių buvo pademonstruoti trumpesnių nei 1,5 ps impulsų generaciją naudojant mažos dispersijos CFBG. Eksperimentui naudota osciliatoriaus schema, parodyta 2.1.1 pav., modų sinchronizacijai naudotas įsisotinantis sugėriklis, kurio relaksacijos trukmė buvo 15 ps, o moduliacijos gylis lygus 37 %. Impulsų pasikartojimo dažnis buvo 40 MHz, o impulsai charakterizuoti tame pačiame osciliatoriaus darbo taške. Kadangi tiriamų osciliatorių darbinis langas (impulsų galios santykis tarp modų sinchronizacijos pradžios ir dviejų impulsų generacijos [87]) gali būti nevienodas, todėl vienodas skirtingų osciliatorių darbo taškas parenkamas, kai impulsų energija tam tikru dydžiu yra didesnė, nei energija prie modų sinchronizacijos slenksčio. Šiame tyrime impulsai buvo charakterizuoti, kai jų energija buvo 30 % didesnė, nei impulsų energija prie modų sinchronizacijos slenksčio. Lentelėje 2.2.1 pateiktos išmatuotos impulsų trukmės naudojant skirtingo čirpo CFBG ir eksperimente naudotų CFBG parametrai.

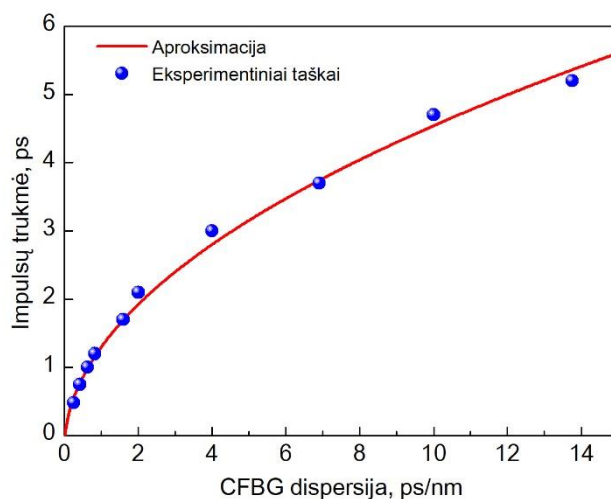
2.2.1 lentelė. Osciliatorių tyrimuose naudojamų CFBG charakteristikos ir generuojamų impulsų parametrai esant 40 MHz pasikartojimo dažniui.

D_{CFBG} , ps/nm	R, %	λ_c , nm	τ , ps	E, pJ
0,82	50	1030	1,2	110
0,62	30	1030	1	88
0,42	20	1064	0,75	24
0,25	19	1064	0,48	14

Nepaisant didelių nuostolių osciliatoriuje, atsirandančių dėl mažėjančio CFBG atspindžio mažinant jos dispersiją, stebėta stabili modų sinchronizacija. Naudojant 0,25-0,82 ps/nm dispersijos CFBG, osciliatorius generuoja impulsus, kurių trukmė 0,48-1,2 ps. Taigi eksperimento rezultatai rodo, kad kuo mažesnė CFBG dispersija, tuo trumpesni osciliatoriaus impulsai generuojami. Apibendrintas šio tyrimo ir disertacijos [87] rezultatas pavaizduotas 2.2.1 pav. Eksperimentiniai taškai, žymintys generuojamų impulsų trukmę naudojant skirtingo čirpo CFBG, pakankamai gerai aproksimuojami išraiška:

$$\tau_p = 1,5\sqrt{|D_{CFBG}|} - 0,2 \quad (2.2.1)$$

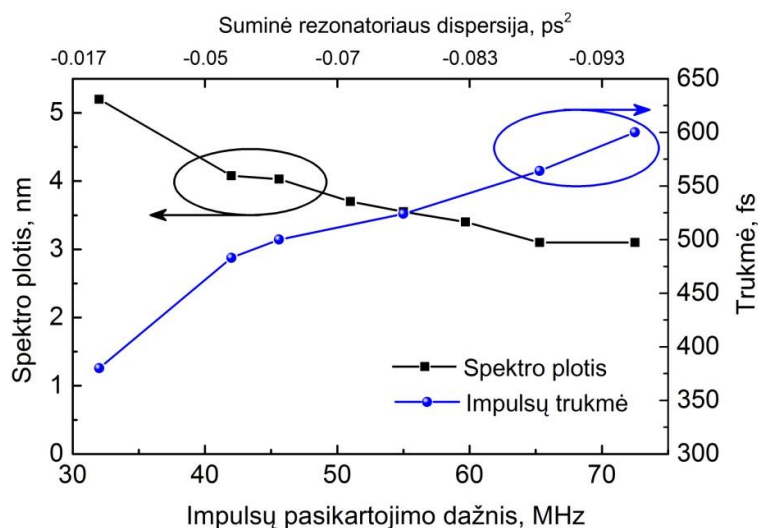
Matyti, jog osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė proporcinga $\sqrt{D_{CFBG}}$, kur D_{CFBG} – čirpuotos skaidulinės Brego gardelės dispersija, išreiškiama ps/nm. Kaip matyti iš 2.2.1 lentelėje pateiktų duomenų ir 2.2.1 paveiksle parodyto impulsų trukmės kitimo, trumpiausi impulsai (480 fs) generuojami naudojant 0,25 ps/nm dispersijos CFBG.



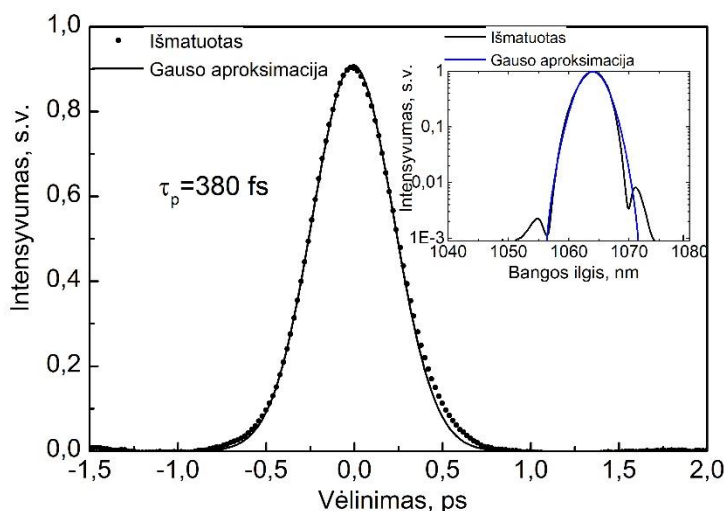
2.2.1 pav. Osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmės priklausomybė nuo rezonatoriuje naudojamos CFBG dispersijos.

Šiuo atveju CFBG įnešama anomali dispersija savo verte (-0,15 ps²) yra palyginama su visos rezonatoriaus skaidulos dispersija (~0,02 ps²/m), todėl generuojamų impulsų trukmė priklauso ir nuo skaidulos ilgio rezonatoriuje, t.y

nuo impulsų pasikartojimo dažnio. Impulsų trukmės ir spektro pločio priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio bei nuo suminės rezonatoriaus dispersijos pavaizduota 2.2.2 pav. Ilginant rezonatorių mažėja pasikartojimo dažnis ir, tuo pačiu, mažėja suminė anomali rezonatoriaus dispersija, todėl generuojamų impulsų trukmė mažėja. Trumpiausi impulsai buvo generuojami esant 32 MHz pasikartojimo dažniui. Išmatuota tokių impulsų autokoreliacinė kreivė parodyta 2.2.3 pav. Laikant, kad generuojamų impulsų gaubtinė yra artima Gauso funkcijai, suskaičiuota impulsų trukmė yra 380 fs ir yra artima spektriškai ribotai trukmei (320 fs). Impulsų spektras



2.2.2 pav. Išmatuota osciliatoriaus impulsų spektro pločio ir trukmės priklausomybė nuo pasikartojimo dažnio/suminės rezonatoriaus dispersijos.



2.2.3 pav. Išmatuota osciliatoriaus impulsų autokoreliacija ir spektro profilis (išnaša) esant 32 MHz pasikartojimo dažniui.

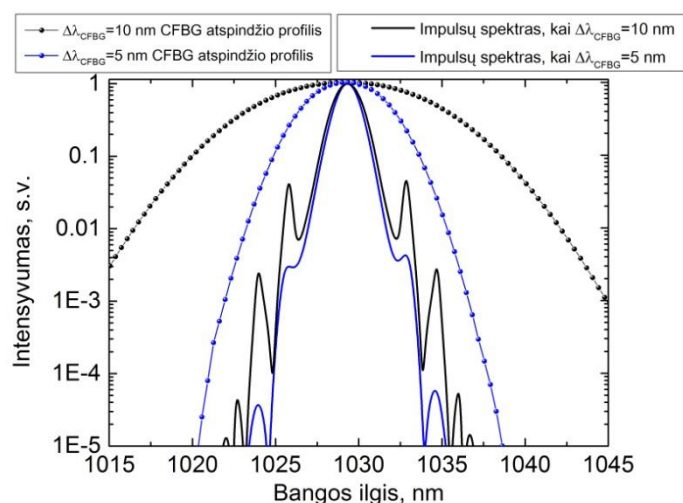
buvo išmatuotas optiniu spektro analizatoriumi (YOKOGAWA) ir parodytas 2.2.3 pav. išnašoje. Generuojamų impulsų spektro forma artima Gauso funkcijai, o spektre matomos solitoniniams impulsams būdingos spektrinės smailės. Dėl santykinai siauro rezonatoriuje naudojamos CFBG spektro pločio solitoninės smailės efektyviai slopinamos, todėl intensyviausios solitoninės smailės spektrinė amplitudė >20 dB mažesnė už pagrindinę spektro dalį. Solitoninių smailių intensyvumo mažinimas yra svarbus naudojant šiuos impulsus netiesinėje čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoje, nes dėl jų atsiranda spektro moduliacija. Netiesinėje čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoje moduliacijos amplitudė auga, o kartu ši moduliacija sąlygoja fazės moduliaciją [89]. Nekompensuota fazinė moduliacija blogina suspaustų impulsų kontrastą sistemos išėjime. Kitame skyriuje aptariama metodika, kuria slopinamos solitoninės spektrinės smailės minimaliai modifikuojant generuojamų impulsų trukmę.

2.3 Solitoninių smailių spektrinis filtravimas panaudojant optimizuoto atspindžio spektro skaidulinę čirpuotą Brego gardele

Ankstesniame skyriuje parodyta, jog pasyvios modų sinchronizacijos osciliatoriaus generuojamų impulsų trukmė priklauso nuo suminės rezonatoriaus dispersijos, kuri gali būti keičiama panaudojant skirtingos dispersijos CFBG. Tačiau impulsų formavimui svarbios ne tik dispersinės CFBG savybės, bet ne mažiau svarbus ir CFBG atspindžio plotis. Šiame skyriuje pateikiami skaitmeninio modeliavimo ir eksperimentiniai rezultatai, demonstruojantys CFBG atspindžio juostos pločio poveikį generuojamų impulsų spektrinėms charakteristikoms.

Kaip parodyta ankstesniame skyriuje, kuo mažesnės dispersijos CFBG naudojama osciliatoriuje, tuo trumpesni impulsai generuojami. Tačiau tam, kad būtų generuojami pakankamai trumpi impulsai, CFBG atspindžio

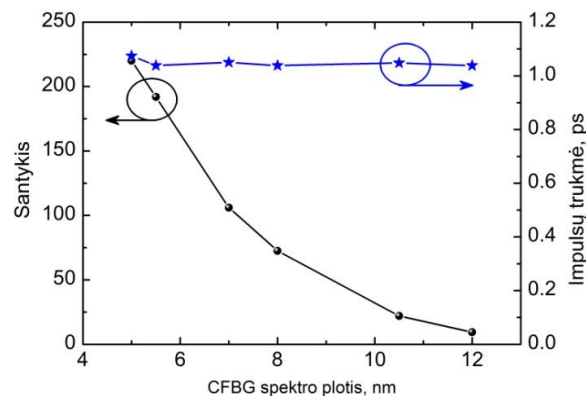
juostos plotis turi neriboti generuojamų impulsų spektro. Priešingu atveju oscilatoriaus generuojami impulsai ilgės. Iš kitos pusės, per plati CFBG atspindžio juosta, nors ir nekeičia impulsų trukmės, tačiau, dėl nepageidaujamų spektro modifikacijų, nėra naudinga. Siekiant pademonstruoti impulsų spektrinių ir laikinių charakteristikų priklausomybę nuo CFBG atspindžio pločio atliktas oscilatoriaus skaitmeninis modeliavimas. Modeliavimui pasirinkta oscilatoriaus konfigūracija, kurioje panaudota 0,62 ps/nm dispersijos CFBG. Naudojamos CFBG atspindžio profilis aprašomas Gauso funkcija su keičiamu spektro pločiu. Sumodeliuoti generuojamų impulsų spektrai, kai oscilatoriuje naudojamos 10 nm ir 5 nm spektro pločio CFBG, kartu su normuotais CFBG atspindžio profiliais parodyti 2.3.1 pav. Solitoninės smailės, tiek 10 nm, tiek 5



2.3.1 pav. Skaitmeniškai sumodeliuoti oscilatoriaus generuojamų impulsų spektrai naudojant 10 nm ir 5 nm spektro pločio CFBG; ir modelyje naudojamų CFBG atspindžio profiliai.

nm pločio CFBG gardelės atveju patenka po naudojamos gardelės atspindžio spektru (2.3.1 pav. juodi, mėlyni taškai). Spektriškai platesnės gardelės atveju dėl mažo slopinimo pirmos eilės solitoninės smailės pakankamai intensyvios lyginant su pagrindine spektro dalimi. Tuo tarpu sumažinus CFBG atspindžio juostos plotį iki 5 nm, solitoninių spektrinių smailių intensyvumą galima ženkliai sumažinti. Impulsų spektrinės kokybės palyginimui buvo įvestas parametras, rodantis pagrindinės spektro dalies ir intensyviausios solitoninės

smailės intensyvumų santykį. Šio santykio priklausomybės nuo gardelės spektro pločio skaitmeninio modeliavimo rezultatas parodytas 2.3.2 pav. Siaurinant CFBG spektro plotį dėl didesnių nuostolių, solitoninių smailių intensyvumas mažėja, tuo tarpu impulsų trukmė praktiškai nekinta. Naudojant 5 nm atspindžio pločio CFBG, solitoninės smailės taip pat patenka po CFBG

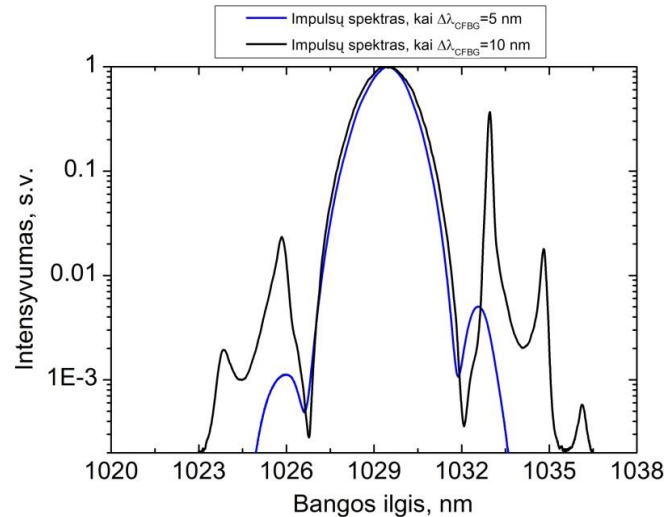


2.3.2 pav. Skaitmeniškai sumodeliuota pagrindinės impulsų spektro smailės ir solitoninės smailės spektrinių amplitudžių santykio priklausomybė nuo CFBG spektro pločio (juoda spalva); suskaičiuota impulsų trukmės priklausomybė nuo CFBG spektro pločio (mėlyna spalva).

atspindžio profiliu (2.3.1 pav. mėlyni taškai), tačiau slopinamos labiau. Dvigubai susiaurinus CFBG atspindžio plotį pagrindinės spektro dalies ir intensyviausios solitoninės smailės intensyvumų santykis pagerėja nuo 20:1 iki 220:1.

Modeliavimo rezultatai patikrinti eksperimentais, kurių metu ištirti du osciliatoriai, kuriuose buvo naudojamos 10,5 nm ir 5 nm atspindžio pločio ir 0,62 ps/nm dispersijos CFBG. Šie osciliatoriai generavo impulsus 40 MHz pasikartojimo dažniu, o impulsų spektrai buvo matuojami esant impulsų energijai 30 % didesnei už modų sinchronizaciją atitinkančią energiją. Išmatuoti impulsų spektrai, kai osciliatoriuje naudojamos spektriškai platesnė ir siauresnė gardelės parodyti 2.3.3 pav. Kaip ir tikėtasi, sumažinus CFBG atspindžio plotį iki 5 nm solitoninių smailių intensyvumas ženkliai sumažėjo. Tuo tarpu CFBG atspindžio siaurinimo poveikis impulsų spektro pločiui ir trukmei buvo minimalus. Impulsų spektro plotis pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje susiaurėjo nuo 1,95 nm iki 1,68 nm, o išmatuota impulsų

trukmė padidėjo nuo 0,93 ps iki 1 ps. Eksperimento rezultatai pakankamai gerai sutapo su skaitmeninio modeliavimo rezultatais.



2.3.3 pav. Išmatuoti osciliatoriaus generuojamų impulsų spektrai naudojant 10 nm ir 5 nm spektro pločio CFBG.

2.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Eksperimentais pademonstruotas skaidulinio, solitoniniu režimu veikiančio osciliatoriaus normalios dispersijos kompensavimo metodas, paremtas skaiduline Brego gardelės technologija. Naudojant 0,25-0,82 ps/nm dispersijos CFBG buvo realizuoti pilnai skaiduliniai osciliatoriai, veikiantys pasyvios modų sinchronizacijos režimu ir generuojantys 0,48-1,2 ps trukmės impulsus 40 MHz pasikartojimo dažniu. Eksperimentais parodyta, kad kuo mažesnė CFBG dispersija, tuo osciliatorius generuoja trumpesnius impulsus.
- Eksperimentais parodyta, jog osciliatoriaus, kurio rezonatoriuje anomali dispersija įnešama 0,25 ps/nm dispersijos Brego gardele, generuojamų impulsų trukmė priklauso ir nuo skaidulos ilgio rezonatoriuje, t.y nuo impulsų pasikartojimo dažnio, nes šiuo atveju CFBG įnešama anomali dispersija savo verte yra palyginama su viso rezonatoriaus dispersija. Parodyta, kad ilginant rezonatorių mažėja pasikartojimo dažnis ir, tuo

pačiu, mažėja suminė anomali rezonatoriaus dispersija, todėl generuojamų impulsų trukmė mažėja. Taigi trumpiausi, 380 fs trukmės, impulsai buvo generuojami esant 32 MHz pasikartojimo dažniui.

- Eksperimentais ir skaitmeniniu modeliavimu buvo parodyta, jog 0,62 ps/nm dispersijos skaidulinės čirpuotos Brego gardelės atveju sumažinus spektro plotį nuo 10 nm iki 5 nm, ženkliai sumažinamas impulsų spektrui būdingų solitoninių smailių intensyvumas, o impulsų trukmė padidėja nežymiai (<10 %). Šis impulsų spektro valdymo principas gali būti taikomas ir su kitomis mažos dispersijos CFBG.

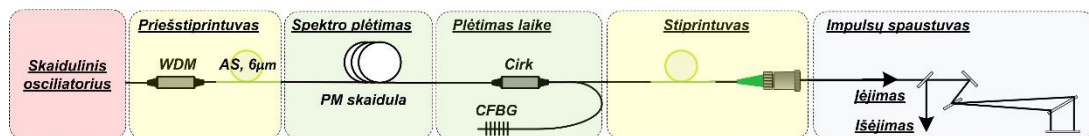
3 Impulsų trukmės ir spektro valdymas skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose

Skyriuje pateikta medžiaga publikuota [S1, S2, S3, S4] leidiniuose bei pristatyta [K1, K2, K3, K4, K5, K7, K9] konferencijose

Šiame skyriuje bus aptariami impulsų trukmės valdymo skaidulinėje CPA sistemoje būdai, panaudojant skirtingas impulsų plėtimo/spaudimo konfigūracijas. Pirmoji konfigūracija – impulsai plečiami CFBG ir spaudžiami difrakcinių gardelių pora, antroji – impulsai plečiami valdomos dispersijos CFBG ir spaudžiami fiksuotos dispersijos CVBG. Pagrindinis tyrimų tikslas – nustatyti šių konfigūracijų apribojimus ir jų taikymo galimybes, kuriant skaidulinius lazerius, generuojančius aukštos kokybės femtosekundinius impulsus.

3.1 Skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema, paremta čirpuotos skaidulinės Brego gardelės plėstuvu ir difrakcinių gardelių spaustuvu

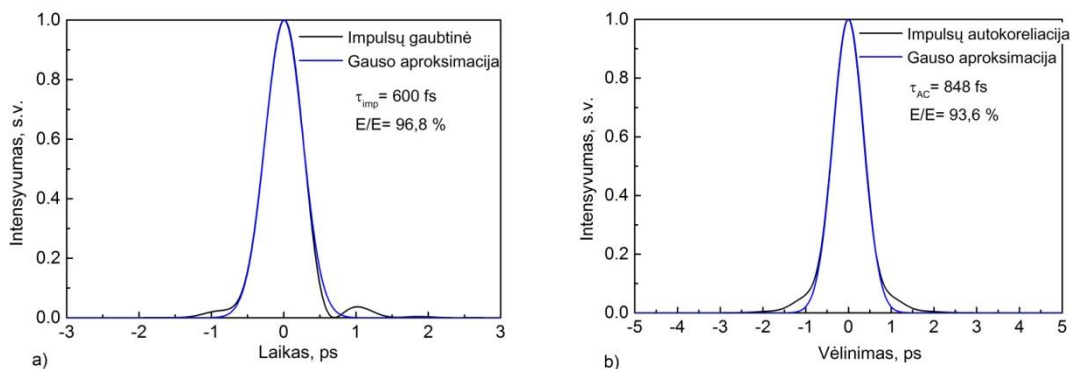
Šiame skyriuje nagrinėjami impulsų trukmės valdymo principai skaidulinėje CPA, kurioje naudojama CFBG plėstuvo ir difrakcinių gardelių spaustuvo technologija. Skaidulinės sistemos blokinė schema parodyta 3.1.1 pav. Skaidulinis osciliatorius generuoja 2 ps trukmės, 50 pJ energijos impulsus, kurių centrinis bangos ilgis 1064 nm. Po priešstiprintuvo ir po ilgos (šiuo atveju 50 m) pasyvios optinės skaidulos dėl fazės moduliacijos impulsų



3.1.1 pav. Skaidulinės CPA sistemos principinė schema.

spektras išplinta, o jo išplitimas priklauso nuo sustiprintų impulsų energijos. Po atspindžio nuo skaidulinės čirpuotos Brego gardelės impulsai išplečiami laike. Čirpuoti impulsai stiprinami skaiduliniame stiprintuve ir suspaudžiami difrakcinių gardelių kompresoriuje. Siekiant aukšto impulsų kontrasto sistemos išėjime svarbu sukompensuoti sistemos tiek antrą, tiek trečią grupinių greičių dispersijos (TOD) eilę. Skaidulinėje sistemoje impulsų plėtimui ir spaudimui naudojant skirtingas technologijas, TOD savaime nekompensuojama.

Siekiant nustatyti nesukompensuotos TOD poveikį, suspaustų impulsų laikinei kokybei buvo atliktas sistemos, parodytos 3.1.1 pav., skaitmeninis modeliavimas. Impulsų plėtimui naudojant $12,5 \text{ ps}^2$ dispersijos CFBG, jie išplečiami iki 80 ps trukmės, o spaudimui naudojant 1000 rėž/mm tankio difrakcinių gardelių kompresorių, impulsai gali būti suspausti iki 600 fs trukmės. Iš sumodeliuotos suspaustų impulsų laikinės gaubtinės (3.1.2a pav.) matyti, kad beveik visa impulso energija yra pagrindiniame impulse, ir tik maža dalis yra satelite. Tam, kad būtų galima kiekybiškai lyginti įvairių impulsų suspaudimo kokybę, buvo įvestas laikinio kontrasto parametras, rodantis kuri visos energijos dalis yra pagrindiniame impulse, (palyginus su pilna impulso energija). Laikinio kontrasto parametras yra Gauso funkcijos

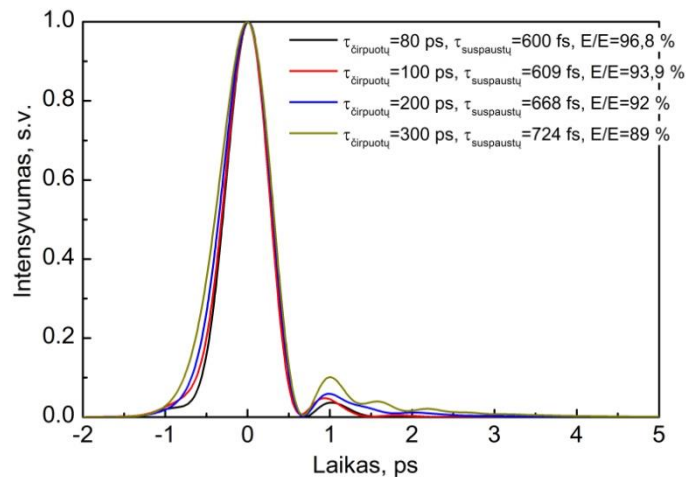


3.1.2 pav. Skaitmeniškai sumodeliuota tiriamos sistemos impulsų laikinė gaubtinė (a) ir jų autokoreliacinė kreivė (b).

aproksimacijos ir impulsų gaubtinės ribojamų plotų, kurie tiesiogiai nusako energiją po gaubtinę, santykis. Taigi šiuo atveju 96,8 % visos energijos yra pagrindiniame impulse. Toks impulsų laikinės kokybės įvertinimo būdas yra patogus atliekant skaitmeninius sistemos modeliavimus, tačiau

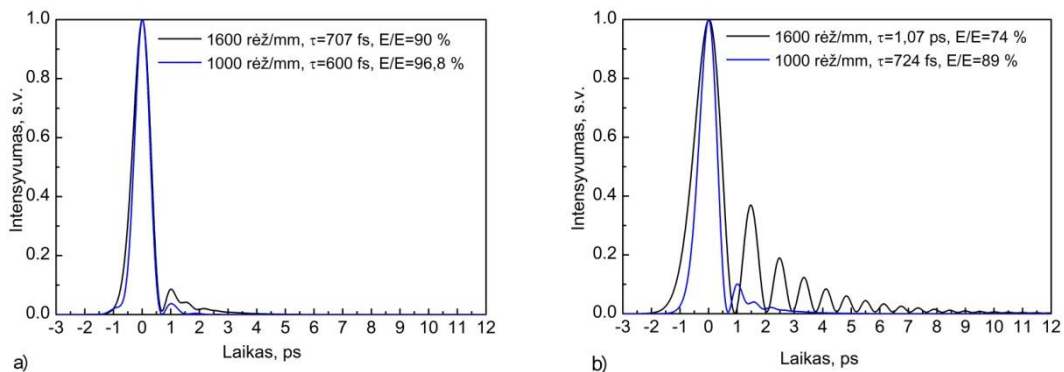
eksperimentiškai atliekant sistemos optimizaciją, matuojamos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės. Šiuo atveju bus naudojamas autokoreliacinių funkcijų laikinis kontrastas, t.y. autokoreliacinės funkcijos Gauso funkcijos aproksimacijos ir išmatuotos autokoreliacinės kreivės ribojamų plotų santykį (3.1.2b pav.). Laikinio kontrasto parametras skaičiuojant iš autokoreliacinės kreivės gaunama, kad satelite arba impulso pjestale yra 6,4 % visos energijos, t.y. dvigubai daugiau. Taigi suspaustų impulsų laikinio kontrasto įvertinimui galima naudoti autokoreliacines kreives, tačiau reikia nepamiršti, jog realus impulsų kontrastas gali būti dvigubai geresnis.

Čirpuota skaiduline Brego gardele išplėtus impulsus iki 80 ps ir juos suspaudus 1000 rež/mm tankio difrakcinių gardelių spaustuviu gaunami aukšto kontrasto, femtosekundžių trukmės impulsai be papildomo TOD kompensavimo. Tokiu difrakcinių gardelių spaustuviu įnešama pakankamai mažai TOD, todėl suspaustų impulsų laikinė kokybė nenukenčia. Tačiau pagrindinis tokio difrakcinių gardelių spaustuvo trūkumas yra jo dideli geometriniai matmenys. Norint suspausti 80 ps trukmės impulsus, atstumas tarp difrakcinių gardelių turi būti 2,25 m. Iš kitos pusės, skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose, kuriose siekiama kelių- keliasdešimt μJ impulsų energijos, būtinas dar didesnis impulsų išplėtimas laike. Tokiu atveju spaudžiant keliskart labiau čirpuotus impulsus, sistemos impulsų spaustuvo matmenys padidėja kelis kartus. Nėgana to, didinant kompresoriaus grupinių greičių dispersiją, didėja įnešamos trečios eilės dispersijos vertė, dėl kurios prastėja suspaustų impulsų laikinė kokybė. Ši tendencija matoma skaitmeniškai modeliuojant sistemą, kurioje impulsai plečiami iki įvairių trukmių. 3.1.3 pav. parodytos sumodeliuotos suspaustų impulsų laikinės gaubtinės, kai sistemoje impulsai plečiami iki 100 ps, 200 ps ir 300 ps. Modeliavimo rezultatai rodo, jog difrakcinių gardelių spaustuviu spaudžiant labiau laike išplėtus impulsus, dėl didėjančios įnešamos trečios dispersijos eilės, didėja tiek suspaustų impulsų pagrindinio piko trukmė, tiek energijos dalis, esanti nesuspaustoje impulso dalyje (3.1.3 pav.).



3.1.3 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotos suspaustų impulsų laikinės gaubtinės, kai sistemoje pradiniai impulsai išplečiami laike iki skirtingų trukmių.

Geometrinius spaustuvo matmenis ženkliai sumažinti galima naudojant didesnio rėžių tankio difrakcines gardeles, pvz 1600 rėž/mm. Tokiu atveju spaudžiant 80 ps trukmės impulsus, atstumas tarp difrakcinių gardelių sumažėja nuo 2,25 m iki 0,34 m, tačiau įnešama 3,6 karto daugiau trečios eilės

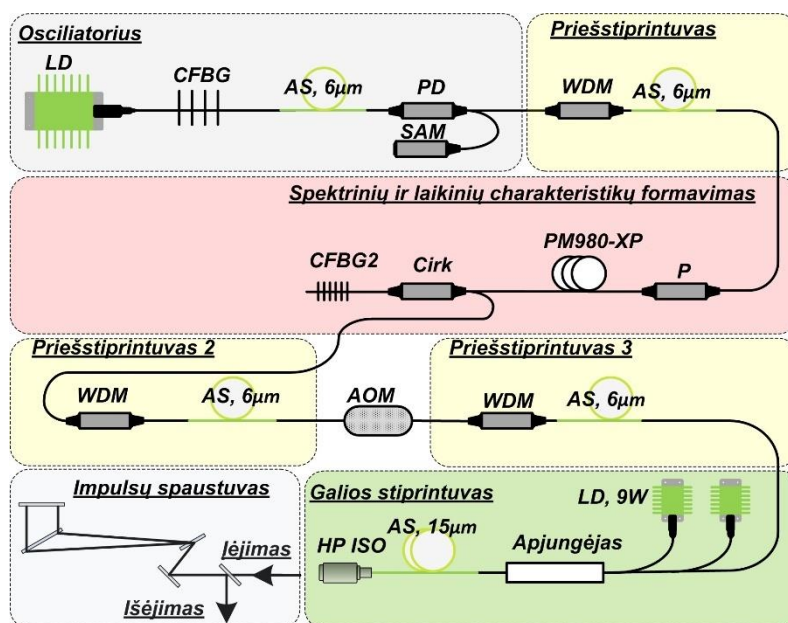


3.1.4 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotos skirtingais difrakcinių gardelių spaustuvais suspaustų impulsų laikinės gaubtinės, kai pradiniai impulsai išplėsti iki 80 ps (a), ir kai iki 300 ps (b).

dispersijos. Siekiant palyginti skirtingais difrakcinių gardelių spaustuvais suspaustų impulsų laikines savybes, skaitmeniškai sumodeliuotos suspaustų impulsų laikinės gaubtinės, kai spaudžiami 80 ps ir 300 ps trukmės impulsai (3.1.4 pav.). Spaudžiant impulsus 1600 rėž/mm difrakcinių gardelių spaustuviu dėl didesnės kompresoriaus TOD laikinis kontrastas mažėja iki 90 %, impulsai

ilgėja iki 707 fs. Kaip minėta, didelės energijos skaidulinėse CPA sistemose impulsai plečiami laike bent iki kelių šimtų ps trukmės. Jei tokie impulsai spaudžiami 1600 rėž/mm difrakcinių gardelių spaustuviu, tai impulsų laikinė kokybė, o kartu ir smailinis intensyvumas sistemos išėjime ženkliai sumažėja – impulsų trukmė artėja prie 1 ps, o 26 % energijos sukoncentruota ps trukmės fone (3.1.4 pav. b). Taigi atlikti skaitmeniniai tiriamos skaidulinės sistemos modeliavimai parodė, kad tam tikros impulsų spaustuvo konfigūracijos atveju nekompensuojama trečios eilės dispersija ženkliai riboja impulsų laikinę kokybę sistemos išėjime.

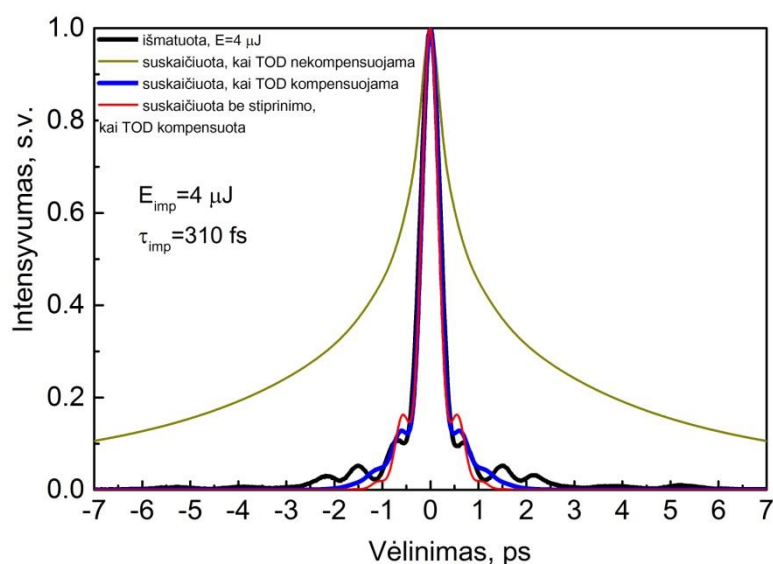
Siekiant pagerinti suspaustų impulsų kokybę (smailinį intensyvumą) sistemos išėjime būtinas impulsų kompresoriaus įnešamos TOD kompensavimas. Šiame darbe TOD kompensavimas realizuojamas ta pačia CFBG, kuria impulsai plečiami laike. Šiuolaikinės Brego struktūrų įrašymo į skaidulos šerdį technologijos leidžia pasirinkti ne tik norimą gardelės GVD, bet ir TOD, o tai atveria galimybes kompensuoti skaidulinės sistemos ir impulsų kompresoriaus įnešamą TOD. Siekiant pademonstruoti šį sistemos



3.1.5 pav. Skaidulinės CPA sistemos su TOD kompensavimu blokinė schema.

dispersijos kompensavimo principą realioje sistemoje sukonstruota skaidulinė CPA sistema, kurios blokinė schema parodyta 3.1.5 pav. Pradinių sistemos impulsų, generuojamų osciliatoriaus, spektras išplečiamas iki 7,5 nm 50 m

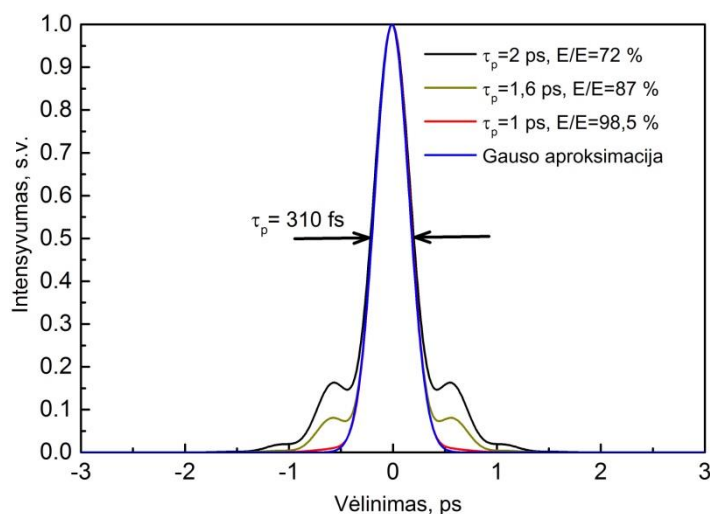
ilgio pasyviojoje skaiduloje. Impulsų plėtimui laike iki 350 ps trukmės panaudota speciali 24,88 ps² dispersijos CFBG (CFBG2, 3.1.5 pav.) su TOD verte, priderinta prie naudojamo difrakcinių gardelių kompresoriaus. Impulsų pasikartojimo dažnis sumažinamas iki 1 MHz akustoptiniu moduliatoriumi AOM, o papildomam užkrato signalo sustiprinimui naudojami du prieštiprintuvai. Galios stiprintuve 15 μm skersmens iterbio jonais legiruotoje skaiduloje, čirpuoti impulsai buvo sustiprinti iki 4 W vidutinės galios (4 μJ energijos) kaupinimui naudojant du, 9 W vidutinės galios, daugiamodžius lazerinius diodus. Sustiprinti impulsai buvo suspausti iki 310 fs trukmės, naudojant 1600 rėž/mm tankio difrakcinių gardelių spaustuva, o išmatuota impulsų autokoreliacinė kreivė parodyta 3.1.6 paveiksle (juoda spalva).



3.1.6 pav. Išmatuota suspaustų 4 μJ energijos impulsų autokoreliacinė kreivė (juoda kreivė); sumodeliuotos suspaustų impulsų autokoreliacinė kreivė keliais atvejais: kai TOD nekompensuojama (žalia kreivė), kai TOD kompensuojama (mėlyna kreivė), kai TOD kompensuojama, bet impulsai nestiprinami galios stiprintuve (raudona kreivė).

Eksperimentiniai rezultatai palyginti su skaitmeninio modeliavimo rezultatais. Sumodeliuota impulsų autokoreliacinė kreivė (3.1.6 pav. mėlyna spalva) gerai sutampa su išmatuota eksperimentiškai (juoda spalva). Palyginimui atidėta suskaičiuota suspaustų impulsų autokoreliacinė kreivė, kai sistemoje nekompensuojama spaustuvo TOD. Tokiu atveju gaunami ilgesnės trukmės

impulsai, o didžioji dalis energijos yra 60 ps trukmės pjelestale. Kaip ir buvo manyta, spaustuvo įnešamos TOD kompensavimas ženkliai pagerina impulsų laikinę kokybę sistemos išėjime. Vis dėlto, net ir kompensavus spaustuvo įnešamą TOD, suspaustų impulsų laikinis kontrastas nėra idealus – apie 15 % energijos sukoncentruota ps trukmės fone, atsiradusiame dėl impulsų prikauptos netiesinės fazės. Atlikus sistemos skaitmeninius modeliavimus nustatyta, kad daugiausiai netiesinės fazės prikaupinama ne galios stiprintuve, bet ilgoje optinėje skaiduloje, kurioje plečiamas impulsų spektras. Tokiu atveju net ir nestiprinant impulsų sistemos išėjime pasiekiamas prastesnis impulsų laikinis kontrastas (3.1.6 pav. raudona spalva). Sumažinti impulsų čirpo iškraipymus, atsirandančius ilgoje optinėje skaiduloje, galima naudojant trumpesnius pradinius impulsus. Tai patvirtina sistemos skaitmeninio modeliavimo rezultatai atvejams, kai pradinių impulsų trukmė yra 2 ps, 1,6 ps ir 1 ps. Modeliuojant buvo parinkta tokia pradinė impulsų energija prieš 50 m



3.1.7. pav. Sumodeliuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės, kai sistemoje naudojami skirtingos trukmės pradiniai impulsai.

ilgio skaidula, kad spektras išplistų iki 7,5 nm. Impulsai buvo išplečiami laike iki 350 ps tuo pačiu kompensuojant kompresoriaus TOD. Sumodeliuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės parodytos 3.1.7. paveiksle. Matyti, kad 1 ps trukmės pradinių impulsų atveju gaunami aukšto kontrasto impulsai dėka ženkliai sumažėjusios netiesinės fazės, prikauptos ilgoje skaiduloje. Šis

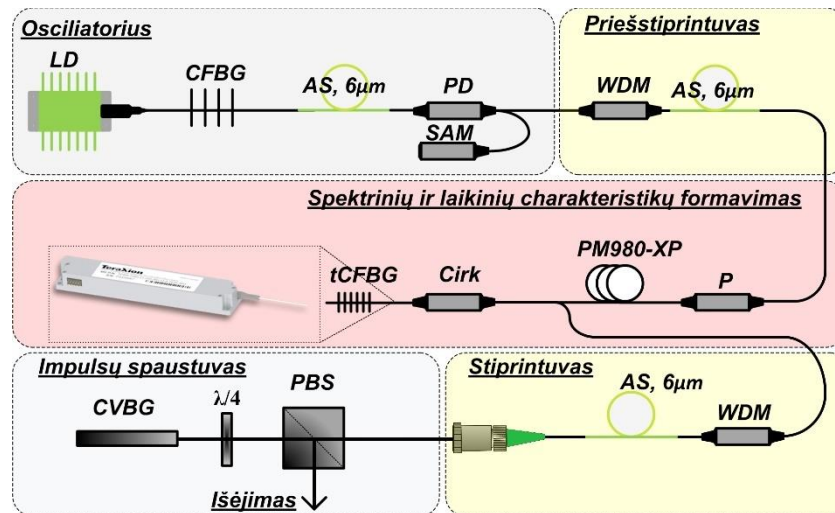
rezultatas labai svarbus didelės energijos femtosekundinių impulsų skaidulinėse sistemose, kai stengiamasi optimizuoti impulsų laikinę kokybę.

Taigi šiame skyrelyje eksperimentiškai ir teoriškai parodyta, kad plėstuvo šviesolaidinės Brego gardelės čirpo profilio optimizavimas leidžia kompensuoti gardelinio spaustuvo įnešamą trečios eilės dispersiją, todėl sistemos išėjime pasiekiami aukštos kokybės femtosekundiniai impulsai. Taip pat skaitmeninis modeliavimas parodė, kad suspaustų impulsų laikinė kokybė ženkliai pagerinama naudojant trumpesnius pradinius impulsus, kurie sistemoje prikaupia mažiau nekompensuojamos/nekontroliuojamos netiesinės fazės.

3.2 Skaidulinė čirpuotų impulsų stiprinimo sistema paremta valdomos dispersijos CFBG plėstuvu ir fiksuotos dispersijos CVBG spaustuvu

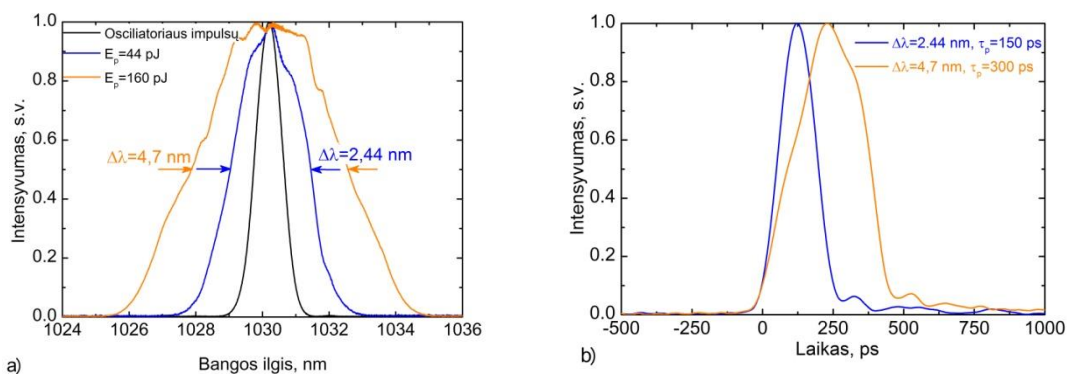
Čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoje difrakcinių gardelių plėstuvą ir spaustuvą, pakeitus tūrinėmis Brego gardelėmis sistema tampa kompaktiškesnė, išsprendžiama dalis su sistemos išsiderinimu susijusių problemų, tačiau sistema nėra monolitinė. Tai reiškia, kad nors pradiniai impulsai generuojami skaiduliniame osciliatoriuje, tačiau impulsų plėtimas laike vyksta laisvoje erdvėje. Čirpuoti impulsai stiprinami skaiduliniame stiprintuve, o spaudžiami vėl laisvoje erdvėje. Šiame skyriuje pristatomas naujas CPA metodas, kurį realizuojant buvo naudota pilnai skaidulinė plėtimo/stiprinimo grandinė ir kompaktiškas laisvos erdvės CVBG kompresorius. Metodo naujumo esmė yra ta, kad impulsų plėtimui laike panaudota valdomos dispersijos čirpuota skaidulinė Brego gardelė, kurios dispersija yra priešinga stiprintuvo ir impulsų spaudimui naudojamos tūrinės Brego gardelės dispersijų sumai. Tokiu atveju sistema supaprastėja technologiniu požiūriu ir tampa kompaktiškesnė. Principinė tokios skaidulinės sistemos schema parodyta 3.2.1 pav. Skaidulinis osciliatorius generavo 1,6 ps trukmės ir 40 pJ ($f=40$ MHz) energijos impulsus, kurių centrinis bangos ilgis buvo 1030 nm. Skaiduliniu priešstiprintuvu pastiprinti osciliatoriaus impulsai,

sklinda 50 m ilgio optinėje skaiduloje, kurioje dėl fazės moduliavimosi jų spektras išplinta. Impulsų plėtimui laike buvo naudojama skaidulinė čirpuota Brego gardelė, kurios dispersija (plėtimo faktorius) keičiamas 60-65 ps/nm



3.2.1 pav. Skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos, kurioje impulsų spaudimui naudojama fiksuotos dispersijos tūrinė Brego gardelė, principinė optinė grandinė.

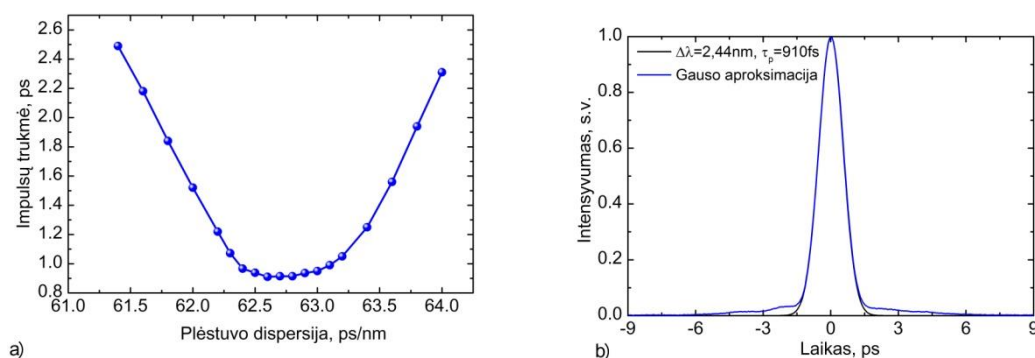
ribose keičiant temperatūros gradientą išilgai gardelės. Čirpuotų impulsų trukmė tokioje sistemoje priklauso nuo impulsų spektro pločio, kuris keičiamas keičiant impulsų energiją ilgos optinės skaidulos įėjime. 3.2.2a pav. parodyti 44 pJ ir 160 pJ energijos impulsų spektrai po ilgos optinės skaidulos, palyginimui atidėtas pradinių impulsų spektras. Tyrimuose buvo naudoti 2,44 nm ir 4,7 nm spektro pločio impulsai, kurie buvo išplėsti laike



3.2.2 pav. a) Išmatuotas osciliatoriaus impulsų spektras (juoda kreivė), skirtingos energijos impulsų išplėstas spektras (mėlyna ir oranžinė kreivės); b) Oscilografu išmatuotos čirpuotų impulsų laikinės gaubtinės.

atitinkamai iki 150 ps ir 300 ps trukmės, o jų išmatuotos laikinės gaubtinės parodytos 3.2.2b pav. Čirpuotų impulsų laikinės gaubtinės išmatuotos pasitelkus 16 ps atsako trukmės fotodiodą ir 20 GHz dažnių juostos oscilografą (Tektronix DPO72004C). Naujo dispersijos suderinimo principo demonstravimui didelės galios stiprintuvas naudotas nebuvo, o čirpuoti impulsai sustiprinti iki 40 mW naudojant vienamodį skaidulinį stiprintuvą. Impulsų spaudimui panaudota 49 mm ilgio, 5×5mm apertūros čirpuota tūrinė Brego gardelė, kurios 8,8 nm atspindžio juostos plotis buvo centruotas ties 1030 nm bangos ilgiu, o nominali dispersija 61 ps/nm. Suspaustų impulsų trukmei matuoti pasitelktas antrosios harmonikos autokoreliatorius (EKSPLA).

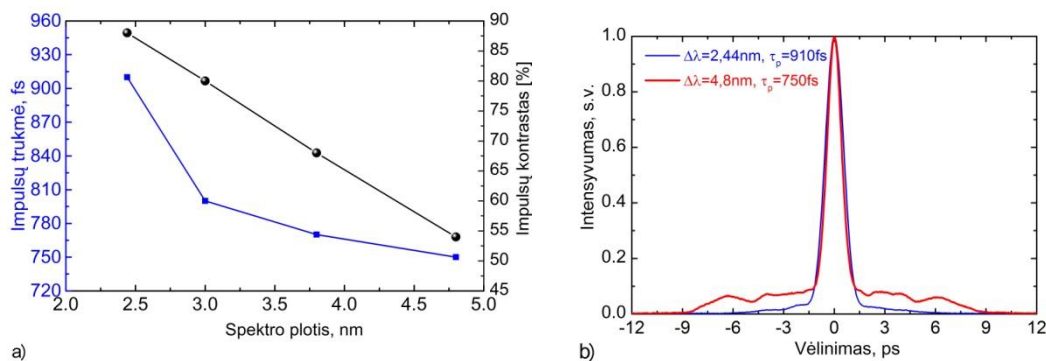
Kadangi impulsų spaustuvo dispersija yra fiksuota, impulsų spūdos optimizacija šioje sistemoje buvo atliekama derinant plėstuvo dispersiją. Skaidulinė čirpuota Brego gardelė buvo įmontuota į metalinį korpusą, kuriame palaikomas temperatūros gradientas, valdomas Peltje elementų. Keičiant temperatūros gradientą, buvo keičiama plėstuvo GVD ir tokiu būdu optimizuojama impulsų spūda. Išmatavus 2,44 nm spektro pločio



3.2.3 pav. a) išmatuota 2,44 nm spektro pločio impulsų trukmės sistemos išėjime priklausomybė nuo plėstuvo dispersijos; b) išmatuota suspaustų impulsų autokoreliacija (mėlyna kreivė).

suspaustų impulsų trukmės priklausomybę nuo plėstuvo dispersijos (3.2.3a pav.) nustatyta, jog visos skaidulinės sistemos dispersija kompensuojama, kai plėstuvo dispersija 62,7 ps/nm. Suspaustų impulsų autokoreliacinė kreivė parodyta 3.2.3b pav. Nepaisant gana gero suspaustų impulsų laikinio kontrasto, išmatuota impulsų trukmė yra ženkliai didesnė nei spektriškai ribotų impulsų.

Išmatuota impulsų trukmė buvo 910 fs, o 2,44 nm spektro plotį atitinkančių impulsų trukmė 640 fs. Didinant impulsų spektro plotį sistemos įėjime, sistemos išėjime gaunami trumpesni impulsai, tačiau stebimas ženklus suspaustų impulsų laikinio kontrasto blogėjimas. 3.2.4a pav. parodytas išmatuotos impulsų trukmės ir suskaičiuoto laikinio kontrasto kitimas keičiant impulsų spektro plotį. Plačiausias impulsų spektras, neribojamas skaidulinės čirpuotos Brego gardelės atspindžio juostos pločio, yra 4,7 nm. Šio spektro

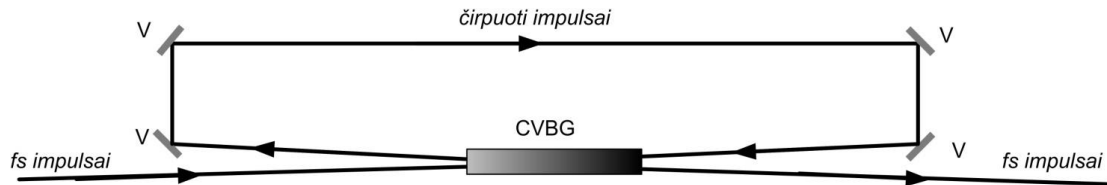


3.2.4 pav. a) Išmatuota suspaustų impulsų trukmės ir laikinio kontrasto priklausomybė nuo impulsų spektro pločio; b) Išmatuotos skirtingo spektro pločio suspaustų impulsų autokoreliacijos.

pločio impulsai išplečiami laike iki 300 ps trukmės, o suspaudžiami iki 750 fs, kai atitinkama spektriškai ribotų impulsų trukmė 320 fs. Tačiau suspaustų impulsų laikinis kontrastas, skaičiuojant autokoreliacinės kreivės ir Gauso aproksimacijos ribojamų plotų santykį, sumažėja iki 53 %. 3.2.4b pav. palyginimui atidėtos skirtingo spektro pločio impulsų autokoreliacinės kreivės, iliustruojančios du tokios sistemos veikimo kraštinius atvejus, kai gaunami geros laikinės kokybės ilgesni impulsai, ir kai gaunami trumpesni, bet prastesnio laikinio kontrasto impulsai. Nespūdus ps trukmės pjedestalas ir ilgesni, nei spektriškai riboti, impulsai sistemos išėjime gali būti paaiškinti tuo, kad aukštesnės eilės dispersija impulsų plėstuve ir/arba spaustuve nėra šioje sistemoje kompensuojama.

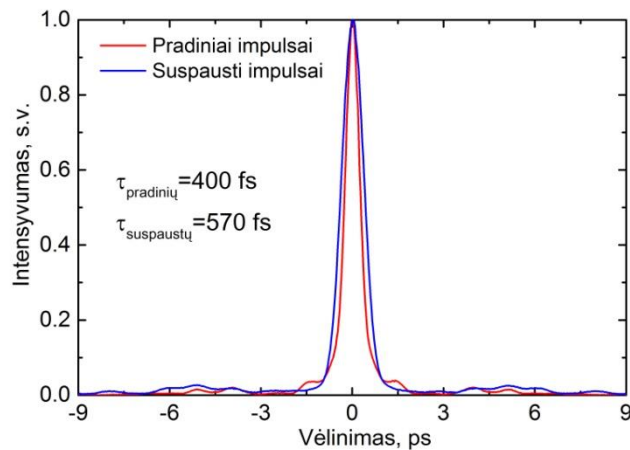
Dispersijos profilių tarp impulsų plėstuvo ir spaustuvo nederinimas yra tipinė problema CPA sistemose, dėl kurios mažėja smailinis impulsų intensyvumas sistemos išėjime. CPA sistemoje, kurioje impulsų

plėtimas ir spaudimas realizuojamas toje pačioje CVBG, laikinis impulsų išskraipymas dėl dispersijos profilių nesuderinimo būtų eliminuojamas. Siekiant patikrinti šią idėją buvo atliktas eksperimentas, kurio schema pateikta 3.2.5 pav. Skaidulinio lazerio, kurio spinduliuotės centrinis bangos ilgis 1030 nm,



3.2.5 pav. Femtosekundinių impulsų plėtimo ir spaudimo naudojant tą pačią tūrinę Brego gardelę optinė schema.

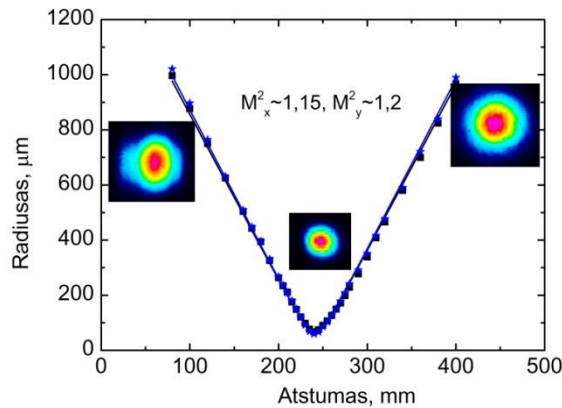
generuojami 400 fs trukmės impulsai išplečiami iki 300 ps trukmės ir suspaudžiami naudojant tą pačią tūrinę Brego gardelę. Šiame eksperimente naudotas kampinis atspindėto pluošto atskyrimas nuo krintančio sudarant mažą kritimo kampą į CVBG. Pradinių skaidulinio lazerio impulsų, išplėstų ir po to suspaustų CVBG impulsų išmatuotos autokoreliacinės kreivės palyginimui pateiktos 3.2.6 pav. Tokioje CVBG plėstuvo-spaustuvo konfigūracijoje



3.2.6 pav. Čirpuota tūrinė Brego gardelė išplėstų ir suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės (mėlyna kreivė) palyginimas su pradinių impulsų autokoreliacija (raudona kreivė).

impulsai suspausti iki 570 fs trukmės, o laikinis kontrastas 80 %. Matyti, kad nors suspaustų impulsų trukmė yra didesnė nei pradinių impulsų, tačiau laikinis impulsų kontrastas lieka panašus. Šis rezultatas patvirtina hipotezę, jog čirpuotų impulsų sistemoje impulsų plėtimui ir spaudimui naudojant tą patį

dispersinį elementą eliminuojama dispersijos profilių nederinimo problema. Siekiant įvertinti pluošto kokybę buvo atliktas suspausto CVBG spaustuve pluošto spindulio matavimas priklausomai nuo atstumo iki sąsmaukos. Suskaičiuotas pluošto kokybės parametras M^2 buvo lygus 1,15 ir 1,2 x ir y ašims (3.2.7 pav.).



3.2.7 pav. Sufokusuoto suspausto CVBG spaustuve pluošto radiuso (4σ) priklausomybė nuo atstumo ir apskaičiuoti M^2 parametrai.

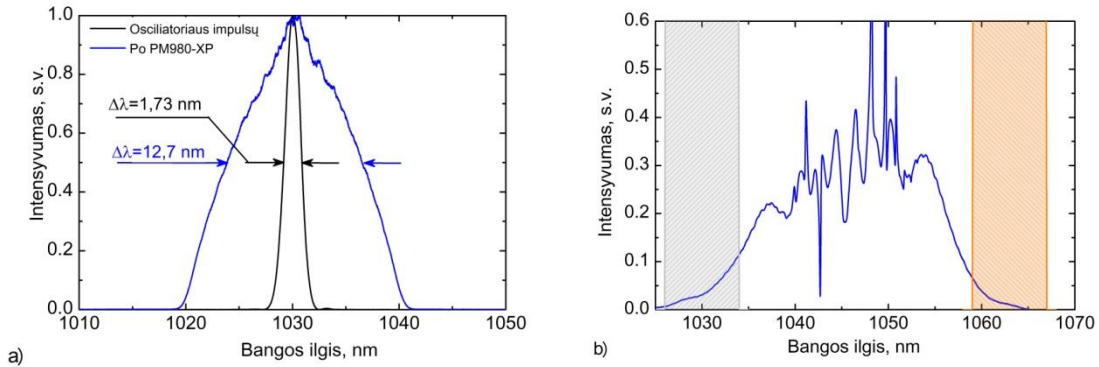
Tiesinio dispersijos profilio iškraipymas, atsirandantis Brego gardelės įrašymo metu, riboja pasiekiamas suspaustų impulsų laikines charakteristikas. Norint pasiekti aukštą suspaustų impulsų kokybę, būtinas skaidulinės ir tūrinės Brego gardelių dispersijos profilių suderinimas. Glaudžiai bendradarbiaujant su gardelių gamintojais (TeraXion ir OptiGrate), pagaminta suderintų dispersijos profilių gardelių pora. Pradžioje buvo pagaminta reikiamos dispersijos CVBG. Jos dispersijos profilis išmatuotas naudojant interferometrinę grupinio vėlinimo matavimo sistemą. Naudojant šiuos duomenis ir pridėjus suskaičiuotą skaidulinės sistemos įnešamą dispersiją, pagaminta CFBG, turinti priešingą dispersiją. Dispersijos suderinimo tikslumas tikrintas naudojant sistemą, kuri aprašyta publikacijoje [90]. Sistemos užkrato šaltinis yra komerciškai prieinamas skaidulinis pasyvios modų sinchronizacijos lazeris (FFS100CHI, EKSPLA), generuojantis 13 ps trukmės, 10,6 nm spektro pločio impulsus ties 1029,4 nm bangos ilgiu. Naudojant šią CFBG gardelę, kurios dispersija $-13,65 \text{ ps}^2$, užkrato impulsai buvo išplėsti laike iki 230 ps trukmės. Čirpuotų impulsų laikinė gaubtinė buvo išmatuota naudojant 35 ps

atsako trukmės fotodiodą ir 20 GHz dažnių juostos oscilografą. Čirpuoti impulsai buvo sustiprinti iki 4,85 nJ energijos (257 mW vidutinė galia) skaiduliniame stiprintuve, išvesti į laisvą erdvę ir suspausti čirpuota tūrine Brego gardele. Suspausti impulsai atskiriami nuo kritusių per poliarizacinį pluošto daliklį. Tokio impulsų spaustuvo efektyvumas siekė 87 %. Suspausti impulsai buvo charakterizuoti pasitelkiant FROG metodą. Impulsų trukmė po suspaudimo buvo atstatoma iš FROGogramos, naudojant algoritmą *Swamp optics*. Atstatytos impulsų laikinės gaubtinės plotis buvo 208 fs, o spektriškai ribotų impulsų trukmė 203 fs. Sistemos išėjime gauti beveik spektriškai riboti impulsai iliustruoja beveik idealų impulsų plėstuvo dispersijos profilio suderinimą su CVBG spaustuvo dispersijos profiliu. Suderintoje plėstuvo/spaustuvo sistemoje pasiekta puiki impulsų laikinė kokybė (>90%), nepaisant didelio impulsų spaudimo santykio ~1100.

3.3 Impulsų spektrinių charakteristikų valdymas skaiduliniuose lazeriuose

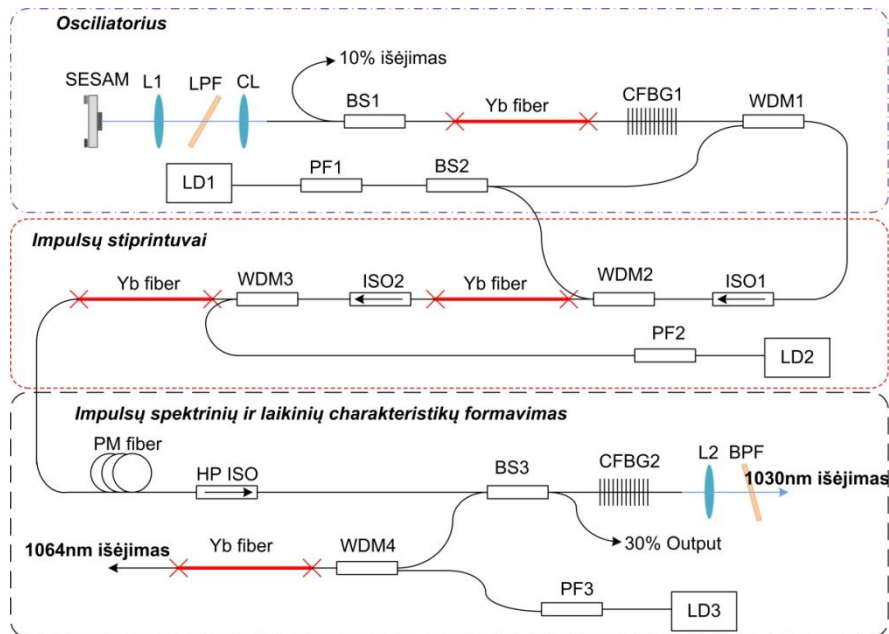
Aprašomoje skaidulinėje CPA sistemoje osciliatoriaus impulsų spektras buvo plečiamas ilgoje (~50 m) pasyvioje optinėje skaiduloje. Toks spektro plėtimo būdas leidžia sistemos išėjime pasiekti kelių šimtų fs trukmės impulsus. Kadangi impulsams sklindant optinėje skaiduloje kartu veikia medžiagos dispersija, impulsai plinta laike, jų smailinis intensyvumas mažėja ir spektro plitimas sulėtėja. Siekiant išlaikyti tolygią išplitusio spektro formą, naudojamos mažos <0,5 nJ impulsų energijos, todėl impulsų spektrą pavyksta išplėsti tik iki 10-12 nm (3.3.1a pav.), o suspaustų impulsų trukmė būna apribota iki 250-300 fs. Šį impulsų spektro plėtimo būdą, kai naudojama maža impulsų energija ir ilga optinė skaidula, šiame darbe vadinsime lėtuuju. Dėl kompleksiško fazinės moduliacijos ir dispersinio plitimo poveikio impulsų spektras plinta laipsniškai išlaikant tolydžią spektro formą. Tais atvejais, kai nebūtina išlaikyti tolydžios spektro formos, impulsų spektras gali būti

praplėstas labiau naudojant didesnę pradinę impulsų energiją ir kelių metrų ilgio optinę skaidulą. Tokiu atveju išplitęs spektras yra moduluotas, tačiau naudojant spektrinį atskyrimą, galima pasirinktinai išpjauti skirtingas spektro sritis (3.3.1b pav.). Šis spektro formavimo būdas buvo pritaikytas kuriant



3.3.1 pav. Skirtingi impulsų spektro plėtimo būdai: a) maža impulsų energija (0,5 nJ) ir ilga optinė skaidula (50 m); b) didesnė impulsų energija (1,8 nJ) ir trumpa optinė skaidula (2 m).

skaidulinę lazerinę sistemą, spinduliuojančią dviejų skirtingų bangos ilgių impulsus ir aprašytoje publikacijoje [91]. Jos schema pateikta (3.3.2 pav.). Impulsų, kurių centrinis bangos ilgis yra 1047 nm, spektras buvo išplėstas taip, kad perdengė iterbio ir neodimio jonais legiruočių laserinių terpių stiprinimo spektrus (3.3.1b pav. šios spektrinės sritys pažymėtos). Panaudojus čirpuotą skaidulinę Brego gardelę (CFBG2) iš išplėsto spektro buvo suformuoti du, skirtingų bangos ilgių išėjimai. Toks dviejų bangos ilgių skaidulinis lazeris buvo panaudotas kaip užkratas Yb jonų femtosekundiniam ir Nd jonų pikosekundiniam stiprintuvams sudėtingoje OPCPA sistemoje. Tokioje dviejų užkratų sistemoje buvo realizuota pilnai optinė sinchronizacija tarp femtosekundinio ir pikosekundinio impulsų stiprintuvų, veikiančių ties 1030 nm ir 1064 nm bangos ilgiais [91].

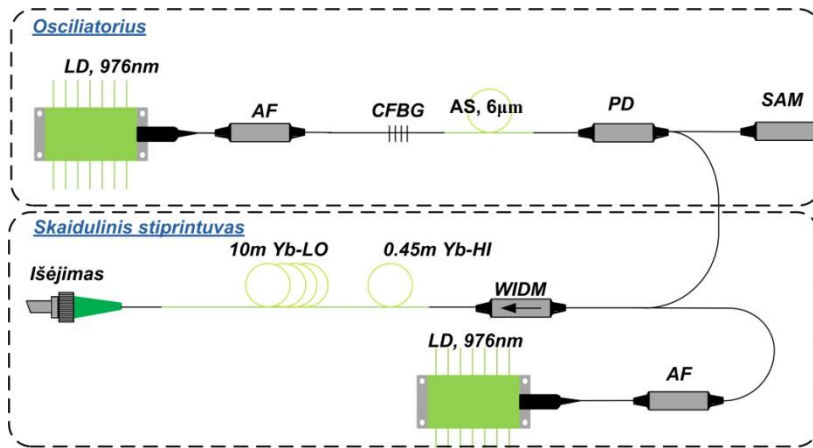


3.3.2 pav. Skaidulinė sistema, spinduliuojančios dvejų skirtingų bangos ilgių impulsus, principinė schema. Adaptuota iš [91].

Impulsų spektro formavimas galimas ne tik pasyvioje optinėje skaiduloje, bet ir iterbio jonais legiruotoje skaiduloje stiprinant impulsus [92]. Parinkus pradinių impulsų parametrus, tokius kaip trukmė ir energija, pasiekiamas toks Gauso impulsų sklidimo režimas, kai tiek laikinė gaubtinė, tiek spektras įgauna parabolės formą. Tokie impulsai literatūroje vadinami paraboliniiais impulsais [93]. Jie yra svarbūs keliais aspektais. Visų pirma, optine skaidula sklindantys impulsai išlaiko tiek spektro, tiek laikinę formą, nors impulsų spektro plotis ir trukmė didėja. Antra, tokių impulsų čirpas yra tiesinis. Trečia, priešingai nei Gauso formos impulsai, paraboliniai impulsai, net ir prikaupę daug netiesinės fazės CPA sistemoje, pasižymi geru spūdimu, t.y. suspaustų impulsų laikinis kontrastas yra ženkliai geresnis [94]. Stiprinimo metu parabolinių impulsų spektras ženkliai išplinta, taip pat išlaikoma tolydi spektro forma, todėl tokie impulsai gali būti suspausti iki trumpesnės trukmės, nei pradiniai impulsai.

Remiantis kitų mokslinių grupių atliktais darbais, parabolinių impulsų formavimui reikalinga pradinė impulsų trukmė yra apie 200 fs, o energija - keliolika pJ [93,95,92]. Šiuose parabolinių impulsų formavimo eksperimentuose buvo panaudotas kompaktiškas skaidulinis osciliatorius,

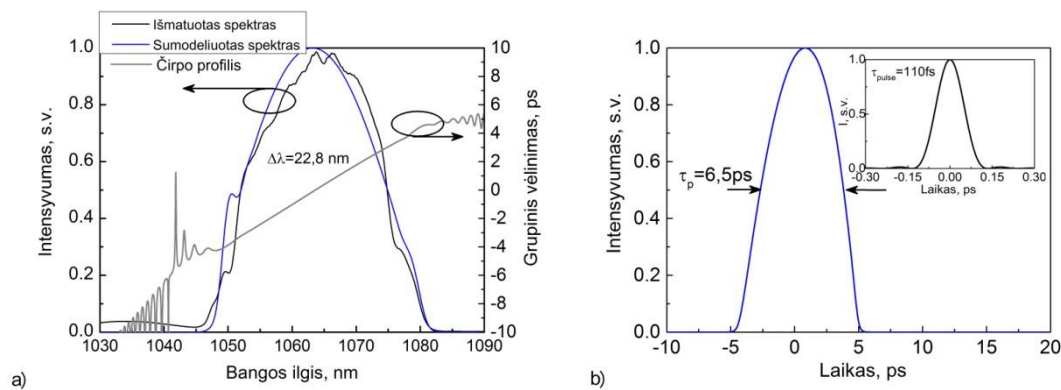
generuojantis 380 fs trukmės impulsus. Parabolinių impulsų formavimo skaiduliniame stiprintuve optinė schema (3.3.3 pav.) sudaryta iš femtosekundinio pasyvio modų sinchronizacijos osciliatoriaus ir skaidulinio stiprintuvo. Skaidulinis osciliatorius, kurio veikimas ir generuojamų impulsų charakteristikos plačiau aptartos 2.2 skyriuje, generavo 380 fs trukmės, 15 pJ energijos impulsus. Spinduliuotės centrinis bangos ilgis buvo 1064 nm, o impulsų pasikartojimo dažnis 32 MHz. Nors osciliatoriaus impulsų pradinė trukmė buvo šiek tiek ilgesnė nei anksčiau publikuotuose straipsniuose, tačiau skaitmeninis modeliavimas, parodė, kad parabolinių impulsų formavimas įmanomas ir su ilgesniais, bet didesnės energijos, pradiniais impulsais [92].



3.3.3 pav. Parabolinių impulsų formavimo optinė schema, sudaryta iš femtosekundinių impulsų pasyvio modų sinchronizacijos skaidulinio osciliatoriaus ir skaidulinio stiprintuvo.

Paraboliniai impulsai buvo formuojami skaiduliniame stiprintuve, sudarytame iš dviejų, skirtingos legiracijos skaidulų. Paprastumo dėlei, pradinių Gauso formos impulsų transformaciją į parabolinius impulsus stiprintuve galima suskirstyti į du etapus. Pirmajame etape osciliatoriaus impulsai sustiprinami 0,45 m ilgio skaiduloje (Yb-HI, 3.3.3 pav.) iki 140 pJ energijos. Naudojama pakankamai trumpa, bet didelio legiravimo laipsnio skaidula, todėl pasiekama reikiama impulsų energija, o impulsų trukmė ir spektras beveik nepasikeičia. Antrame etape, 140 pJ energijos impulsai stiprinami mažiau legiruotoje, 10 m ilgio skaiduloje (Yb-LO, 3.3.3 pav.) iki 1,4 nJ energijos. Šioje skaiduloje dėl

stiprinimo, Kero efekto ir medžiagos dispersijos kombinacijos impulsų spektras laipsniškai plinta ir įgauna parabolės formą. Sistemos išėjime buvo gauti čirpuoti 6,5 ps trukmės impulsai, kurių spektro plotis 22,8 nm (3.3.4a pav. juoda kreivė). Gauti eksperimentiniai rezultatai gerai sutapo su skaitmeninio modeliavimo rezultatais. Sumodeliuotas ir išmatuotas impulsų spektras, parodytas 3.3.4a pav. Sumodeliuota laikinė impulsų gaubtinė taip pat turi parabolės formą (3.3.4b pav.), o impulsų čirpas yra tiesinis per beveik visą spektro plotį (3.3.4a pav. pilka kreivė). Tiesinis čirpas yra būdingas parabolės formos impulsams, o naudojant difrakcinių gardelių spaustuvą jie gali būti suspaudžiami iki spektriškai ribotų trukmių. Suskaičiuota spektriškai ribotų



3.3.4a pav. a) išmatuotas (juoda kreivė) ir sumodeliuotas (mėlyna kreivė) impulsų spektras sistemos išėjime; sumodeliuotas impulsų čirpo profilis sistemos išėjime (pilka kreivė); b) sumodeliuota impulsų laikinė gaubtinė sistemos išėjime; išnašoje – suskaičiuota parabolinių spektriškai ribotų impulsų laikinė gaubtinė.

impulsų laikinė gaubtinė, kurios plotis 110 fs, parodyta 3.3.4b pav. išnašoje. Režiuojant, buvo pademonstruota parabolinių impulsų formavimo skaiduliniame stiprintuve sistema, leidžianti pasiekti spektriškai ribotus ~110 fs trukmės impulsus sistemos išėjime.

3.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Išanalizuota skaidulinė CPA sistema, kurioje impulsų plėtimui laike naudojama čirpuota skaidulinė Brego gardelė, o impulsai spaudžiami

difrakcinių gardelių spaustuvais. Skaitmeninis modeliavimas ir eksperimentai parodė, kad impulsus plečiant iki 300 ps trukmės ir vėliau spaudžiant impulsus 1600 rėžių tankio difrakcinėmis gardelėmis suspaustų impulsų trukmė ir laikinė kokybė yra ribojama nekompensuota spaustuvo TOD. Pademonstruota, jog spaustuvo įnešama TOD gali būti sėkmingai kompensuojama optimizuojant CFBG čirpo profilį, o tai leidžia sugeneruoti aukštos laikinės kokybės, kelių šimtų fs trukmės impulsus.

- Tiriant CPA sistemas, kuriose pradiniai, skirtingos trukmės impulsai išplečiami laike iki 350 ps trukmės, o spektre iki 7,5 nm pločio ir spaudžiami 1600 rėžių tankio gardelėmis, nustatyta, jog geresnis suspaustų impulsų laikinis kontrastas pasiekiamas naudojant trumpesnius pradinius impulsus, kurie sistemoje prikaupia mažiau nekompensuojamos netiesinės fazės.
- Šiame darbe pademonstruota novatoriška skaidulinė CPA sistema, kurioje realizuota pilnai skaidulinė plėtimo/stiprinimo grandinė ir kompaktiškas laisvos erdvės čirpuotos tūrinės Brego gardelės spaustuvas. Eksperimentais parodyta, kad tik suderinus CFBG plėstuvo ir CVBG spaustuvo čirpo profilius įmanoma sugeneruoti aukštos laikinės kokybės, beveik spektriškai ribotus impulsus skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos išėjime.
- Skaitmeniniu modeliavimu ir eksperimentais parodyta, kad naudojant 380 fs trukmės impulsus generuojantį skaidulinį osciliatorių, galimas parabolinių impulsų formavimas skaiduliniam stiprintuve. Naudojant osciliatorių, generuojantį 1064 nm centrinio bangos ilgio impulsus 32 MHz pasikartojimo dažniu, buvo realizuota pilnai skaidulinė sistema, kurios išėjime gauti 6,5 ps trukmės, 22,8 nm spektro pločio ir 1,4 nJ energijos čirpuoti paraboliniai impulsai, turintys tiesinį čirpą, kuris gali būti kompensuojamas difrakcinių gardelių spaustuvu. Tokiu būdu sistemos išėjime galima gauti spektriškai ribotus impulsus, kurių trukmė 110 fs.

4 Skaidulinės femtosekundinių impulsų sistemos skirtos parametrinių stiprintuvų kaupinimui

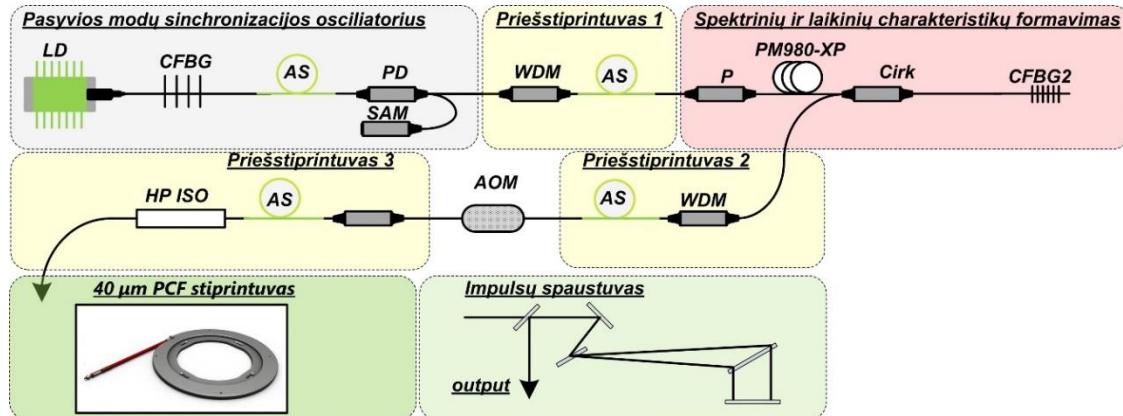
Skyriuje pateikta medžiaga pristatyta [K6, K10] konferencijose

Kaip minėta ankstesniame skyrelyje čirpuotų impulsų stiprinimas yra efektyvus būdas sumažinti netiesinių efektų poveikį impulsams optinėje skaiduloje. Tačiau skaidulinėse didelės energijos ultratrumpųjų impulsų lazerinėse sistemose neapsiribojama vien tik impulsų plėtimu laike, bet kartu naudojami didelio modos ploto stiprintuvai. Šiame skyriuje aprašomos dvi skaidulinės čirpuotų femtosekundinių impulsų stiprinimo sistemos, kuriose panaudotos didelio skersmens fotoninių kristalų skaidulos, taip pat pristatomi eksperimentų su jomis rezultatai.

4.1 Skaidulinė lazerinė sistema panaudojant lankstų 40 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą

Skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos principinė optinė grandinė parodyta 4.1.1 pav. Aiškumo dėlei galima išskirti tris pagrindines šią sistemą sudarančias dalis: skaidulinis užkrato šaltinis, galios stiprintuvas ir impulsų spaustuvas. Skaidulinį užkrato šaltinį galima suskaidyti dar smulkiau. Jį sudaro pasyvios modų sinchronizacijos skaidulinis osciliatorius, trys priešstiprintuvo pakopos, laikinių ir spektrinių impulsų charakteristikų formavimo pakopa ir impulsų retintuvas. Šioje sistemoje čirpuotų impulsų stiprinimui naudojamas 40 μm šerdies skersmens, 1,8 m ilgio, komerciškai prieinamas fotoninių kristalų stiprintuvas *aeroGAIN-FLEX* (NKT Photonics). Impulsų spaudimui naudojamos 1600 rėž/mm tankio difrakcinės gardelės, veikiančios pralaidumo režimu. Pirmiausiai šioje darbo dalyje bus apžvelgta

skaidulinio užkrato galios stiprintuvui optinė schema, taip pat impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų modifikavimas.

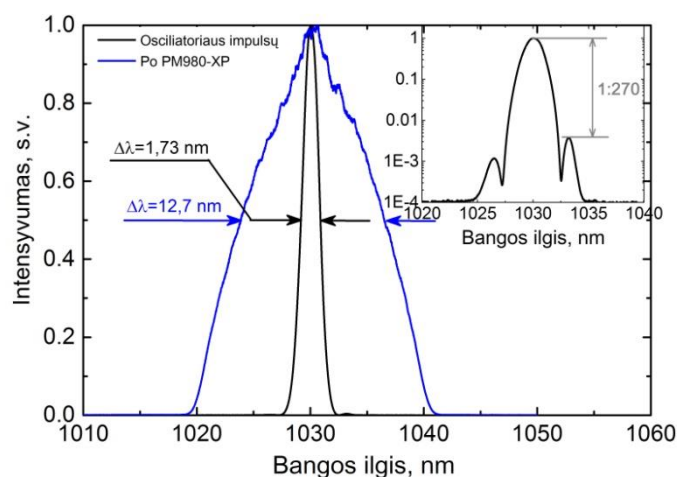


4.1.1 pav. Skaidulinės čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos panaudojant 40 μm skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą, principinė optinė grandinė.

4.1.1 Skaidulinės lazerinės sistemos užkrato šaltinis

Pasyvios modų sinchronizacijos osciliatoriaus rezonatorių sudaro CFBG, Yb jonais legiruota skaidula, pluošto daliklis ir įsisotinantis sugėriklis (4.1.1 pav). Osciliatorius, kurio stabili veika užtikrinama įsisotinančiu puslaidininkiniu sugėrikliu, generavo artimus spektriškai ribotiems 1 ps trukmės impulsus 40 MHz pasikartojimo dažniu, o spinduliuotės centrinis bangos ilgis 1030 nm. Osciliatoriaus veikimo principai, taip pat rezonatoriaus komponentų poveikis impulsų laikinėms ir spektrinėms charakteristikoms buvo aptarti 2 skyriuje. Vienas iš reikalavimų CPA sistemos užkrato šaltiniui yra tas, kad impulsų spektras turi turėti kuo mažesnę moduliaciją, nes impulsų plėtimo metu spektrinės moduliacijos perduodamos į impulso gaubtinės moduliacijas [89]. Galiausiai gaubtinės moduliacija bus papildomai stiprinama netiesiniame stiprintuve [89]. Kuriant šią skaidulinę CPA sistemą impulsų spektrinė moduliacija mažinama keliais etapais taikant skirtingus metodus. Visų pirma, osciliatoriuje naudojamos CFBG (dispersija yra 0,62 ps/nm) atspindžio plotis (5 nm) parinktas kuo siauresnis, siekiant kuo labiau slopinti solitoninę smailę impulsų spektre, tačiau neilginant pačio impulso. Sumažinus solitoninės smailės intensyvumą pagrindinės spektro dalies atžvilgiu,

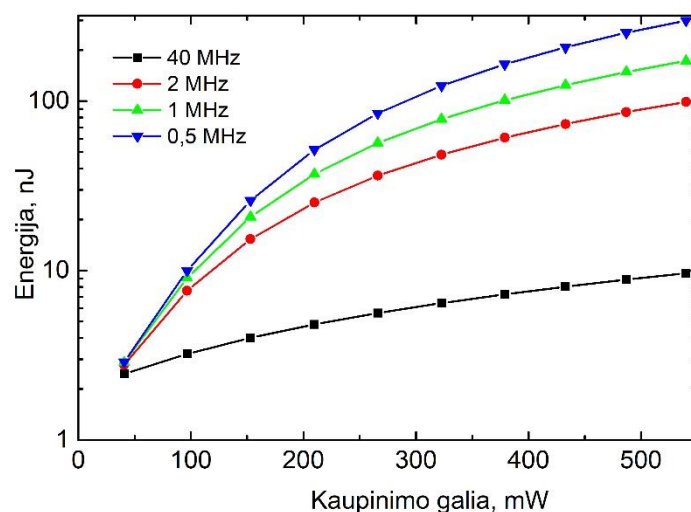
sumažinama impulsų spektro deformacija po ilgos optinės skaidulos. Svarbu paminėti, kad naudojant optimizuoto atspindžio profilio skaidulinę gardelę, pasiekiamas solitoninės smailės ir pagrindinės spektro dalies amplitudžių santykis yra ~270 kartų (4.1.1.1 pav. išnaša). Antrasis metodas, kuriuo sumažinama spektro moduliacija, yra vadinamasis lėtasis impulsų spektro plėtimo būdas, aprašytas 3.3 skyriuje. Šiuo atveju osciliatoriaus generuojamų impulsų energija 45 pJ yra per maža tam, kad optinėje skaiduloje suformuoti platų ir tolygų impulsų spektrą, todėl osciliatoriaus impulsų energijai padidinti naudojamas priešstiprintuvas. Osciliatoriaus impulsai pastiprinami nuo 45 pJ iki 580 pJ 6µm skersmens iterbio jonais legiruotoje skaiduloje (priešstiptintuvas1) ir įleidžiami į 50 m ilgio poliarizaciją išlaikančią skaidulą, kurioje impulsų spektras išplinta. Osciliatoriaus impulsų spektro išplitimas matomas 4.1.1.1 pav., kuriame atidėtas impulsų, praėjusių optine skaidula, spektras kartu su pradiniu, osciliatoriaus generuojamų impulsų spektru. Matyti, jog impulsų



4.1.1.1 pav. Osciliatoriaus generuojamų impulsų spektro išplitimas taikant lėtąjį impulsų spektro plėtimą optinėje skaiduloje: mėlyna kreivė vaizduoja išplėstą impulsų spektrą, juoda – osciliatoriaus generuojamų impulsų spektrą, išnašoje – osciliatoriaus impulsų spektras logaritminėje skalėje.

spekto plotis, po 50 m optinės skaidulos, lyginant su pradiniu, padidėja 7,5 karto, o spektro forma lieka gana tolygi. Šiuo atveju labai svarbu tinkamai parinkti stiprinimo sąlygas priešstiprintuve, kad impulsų energija optinės skaidulos įėjime nebūtų per didelė. Impulsams sklindant optine skaidula vyksta ne tik spektrinis plitimas dėl fazės moduliacijos, bet ir laikinis plitimas dėl

dispersijos. Impulsams prasklidus 50 m ilgio pasyvia skaidula, impulsų trukmė pailgėja iki 22 ps, tačiau tokie impulsai vis dar per trumpi, kad būtų galima stiprinti iki μJ eilės energijos ir išvengti netiesinės saviveikos stiprintuvo skaiduloje. Papildomai impulsų plėtimui laike šioje skaidulinėje sistemoje naudojama CFBG, įdėta į specialų laikiklį, kuriame galima sudaryti temperatūrų gradientą, o išilgai gardelės temperatūra kinta tiesiškai. Šioje sistemoje naudojamo skaidulinio plėstuvo plėtimo koeficientas (*angl. stretching factor*), nusakantis vėlinimą tarp spektrinių komponentų, buvo 40 ps/nm, o tai reiškia, kad 12,7 nm spektro pločio impulsai išplečiami iki ~500 ps. Bendras cirkulatoriaus ir impulsų plėstuvo pralaidumas buvo ~17 %, todėl po impulsų plėtimo reikalinga stiprinimo pakopa nuostoliams kompensuoti. Impulsų pasikartojimo dažnis keičiamas skaiduliniu akustooptiniu moduliatoriumi, po kurio naudojama dar viena stiprinimo pakopa. Šios dvi stiprinimo pakopos kaupiamos vienamodžiu lazeriniu diodu, kuris schemoje nėra parodytas. Keičiant kaupinimą paskutinėje stiprinimo pakopoje, keičiama impulsų energija, o tokiu būdu optimizuojamas stiprinimas galios stiprintuve. Paskutinės stiprinimo pakopos stiprinimo charakteristikos prie skirtingo impulsų pasikartojimo dažnio parodytos 4.1.1.2 pav. Matyti, kad esant 1 MHz

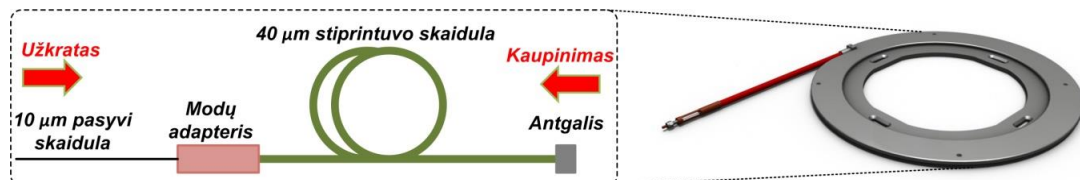


4.1.1.2 pav. Skaidulinio užkrato šaltinio impulsų energijos priklausomybė nuo kaupinimo galios esant skirtingiems pasikartojimo dažniams.

impulsų pasikartojimo dažniui yra pasiekama impulsų energija nuo 3 nJ iki ~170 nJ.

4.1.2 Čirpuotų impulsų stiprinimas 40 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų skaiduloje

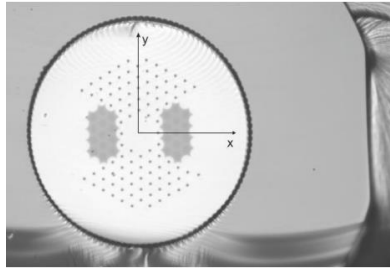
Čirpuotų impulsų stiprinimui buvo naudotas 40 μm šerdies skersmens, komerciškai prieinamas fotoninių kristalų skaidulinis stiprintuvas *aeroGAIN-FLEX*, kurio ilgis 1,8 m (NKT Photonics). Principinė modulių sandara parodyta 4.1.2.1 paveiksle. Prie vieno iš aktyvios skaidulos galų privirintas stiklinis antgalis, kurio išvadinis paviršius šlifluotas 8 laipsnių kampu. Stiklo antgalis stiprintuvo išėjime sumažina spinduliuotės intensyvumą ant išvadinio paviršiaus, ir tokiu būdu sumažinama tikimybė jį pažeisti. Antgalio šlifavimas kampu taip pat padeda išvengti nuo jo išvadinio paviršiaus atgal grįžtančių atspindžių. Kitas aktyvios PCF skaidulos galas privirintas prie 10 μm skersmens pasyvios poliarizaciją išlaikančios skaidulos, naudojant modų adapterį. Taip pat šiame adapteryje sugerinama likutinė kaupinimo



4.1.2.1 pav. Čirpuotų impulsų stiprinimui naudojamo fotoninių kristalų stiprintuvo principinė schema.

spinduliuotės dalis. Stiprintuvo modulis ir užkrato šaltinis jungiami, suvirinant jų išėjimo ir įėjimo skaidulas. Toks būdas labai patrauklus praktiniu požiūriu, kadangi išvengiama laisvos erdvės elementų ir nėra išsiderinimo galimybės. Stiprintuvo modulyje naudojama poliarizaciją išlaikanti, dvigubo apvalkalo iterbio jonais legiruota skaidula (DC-200/40-PZ-Yb), kurios skerspūvio vaizdas parodytas 4.1.2.2 paveiksle. Skaidulos 40 μm skersmens iterbio jonais legiruota šerdis (modos skersmuo 31 μm , o modos plotas 760 μm^2) apsupta

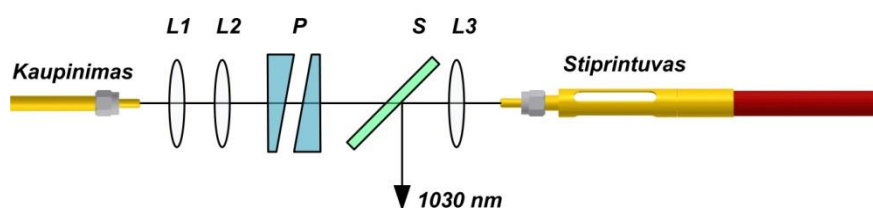
200 μm skersmens apvalkalu, kuriuo sklinda kaupinimo spinduliuotė. Skaidulos šerdį supančiame apvalkale matoma oro tarpų struktūra, užtikrinanti mažus nuostolius kaupinimui, aukštą pažeidimo slenkstį ir didelę skaitinę



4.1.2.2 pav. Fotoninių kristalų stiprintuve naudojamos iterbiu legiruotos skaidulos skerspjūvio vaizdas [96].

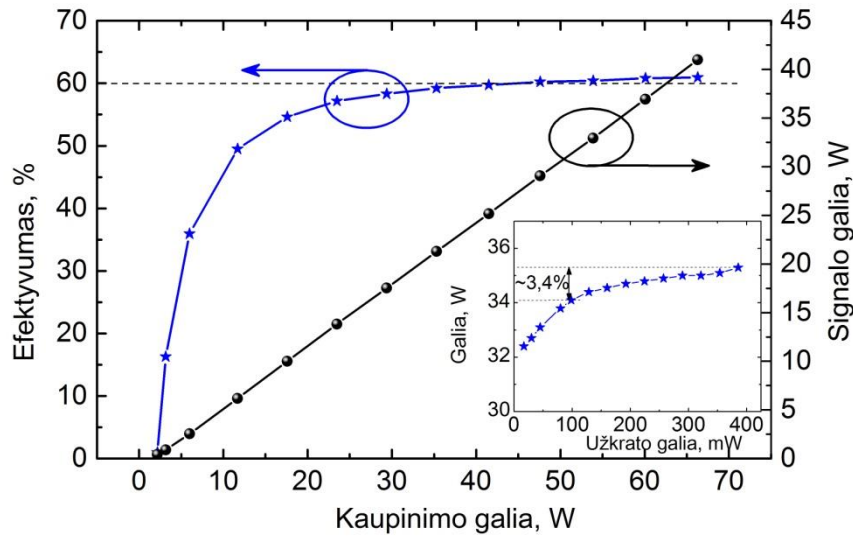
apertūrą. Didelė skaitinė apertūra sumažina reikalavimus kaupinimo įvedimo optikai, taip pat galima naudoti mažesnio skaisčio lazerinius diodus. Tuo tarpu tokia apvalkalo struktūra sumažina lūžio rodiklių skirtumą tarp šerdies ir apvalkalo, todėl pasiekama mažesnė šerdies skaitinė apertūra. Tai reiškia, kad vienamodiškumo sąlyga tenkinama esant didesniems šerdies diametrams, šiuo atveju 40 μm . Kita skaidulos struktūros ypatybė - apvalkale esančios ir įtempimus sukuriiančios sritys (4.1.2.2 paveiksle matomos tamsesnės sritys), dėl kurių šviesolaidžiu gali sklisti tik vienos poliarizacijos banga. Galiausiai skaidulos vidinę struktūrą gaubia išorinis 450 μm skersmens apvalkalas, o skaidulą galima suvynioti į 25-30 cm skersmens ritę. Kita pageidautina ultratrumpųjų impulsų stiprintuvo skaidulos savybė – kuo didesnė kaupinimo sugertis. Kuo skaidula sugeria daugiau kaupinimo per ilgio vienetą, tuo trumpesnėje skaiduloje pasiekiamas efektyvus stiprinimas. Stiprintuvo skaidulos ilgis tampa reikšmingas stiprinant kelių šimtų ps trukmės impulsus iki tokių energijų, ties kuriomis pradeda reikštis stiprintuvo netiesiškumai, kurie, kaip žinoma, proporcingi impulso intensyvumui ir netiesinės sąveikos ilgiui. Šio efekto įtaka sustiprintai spinduliuotei bus aprašyta toliau šiame skyriuje. Naudotos skaidulos sugertis ties 976 nm kaupinimo bangos ilgiu buvo 10-11 dB/m.

Fotoninių kristalų stiprintuvą kaupinamas nuolatinės veikos lazeriniu diodu, kurio spinduliuotės centrinis bangos ilgis stabilizuotas ties 976 nm, o didžiausia generuojama galia buvo 66 W. Kaip minėta anksčiau, fotoninių kristalų stiprintuvą kaupinamas iš galo, panaudojant laisvos erdvės elementus. Tam tikslui, o taip pat sustiprintos spinduliuotės išvedimui į laisvą erdvę, buvo sukurtas kompaktiškas mazgas, kurio optinė schema parodyta 4.1.2.3 paveiksle. Lazerinio diodo skaidulos SMA905 tipo jungtis jungiama prie kolimatoriaus, kuris sudarytas iš menisko formos ir sferinio plokščiai išgaubto lęšių. Lęšių židinio nuotoliai ir padėtys parinktos taip, kad kaupinimo pluoštas būtų šiek tiek fokusuojamas. Suformuotas kaupinimo pluoštas praėjęs pleiščių porą ir separatorių fokusuojamas sferiniu lęšiu į fotoninių kristalų stiprintuvą. Kaupinimo pluošto įvedimo į stiprintuvą derinimas atliekamas sukant pleiščius aplink optinę ašį. Sustiprintas signalas nuo kaupinimo spinduliuotės atskiriamas separatoriumi.



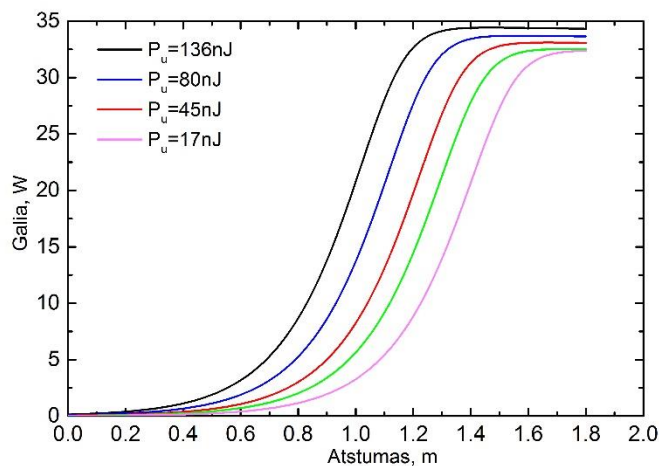
4.1.2.3 pav. Kaupinimo spinduliuotės įvedimo į stiprintuvo modulį principinė optinė schema.

Kadangi stiprintuvo modulyje esanti skaidula pasižymi didele kaupinimo spinduliuotės sugertimi, geram efektyvumui pasiekti pakanka 1,8 m ilgio skaidulos. Šį rezultatą patvirtina išmatuota stiprinimo charakteristika, esant 40 MHz impulsų pasikartojimo dažniui (4.1.2.4 pav.). Stiprinant 385 mW vidutinės galios signalą, stiprinimo efektyvumas įsisotina ties 60 % pasiekus ~40 W kaupinimo galią. Išnašoje pateikta stiprinimo charakteristika gauta keičiant užkrato vidutinę galią esant maksimaliai kaupinimo galiai, iš kurios matyti, jog sumažinus užkrato vidutinę galią beveik 4 kartus, signalo galia po stiprintuvo sumažėja tik 3,4 %. Tokia menka stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo užkrato galios reiškia, kad įsotinti stiprintuvą reikia pakankamai mažo užkrato. Dar labiau mažinant užkratą, sustiprinto signalo



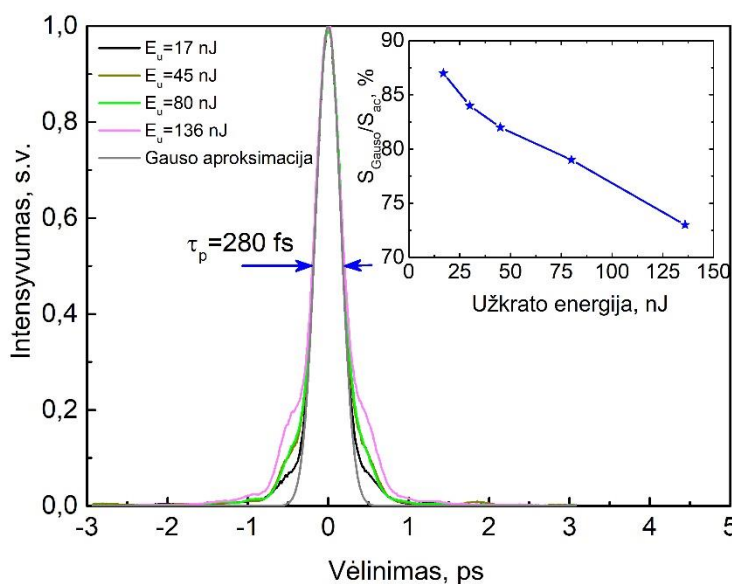
4.1.2.4 pav. Išmatuota fotoninių kristalų stiprinimo charakteristika (juoda kreivė) ir efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo galios. Išnašoje – stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo užkrato vidutinės galios, esant maksimaliai kaupinimo galiai.

galia ima kristi sparčiau, stiprinimo efektyvumas sumažėja iki 50 %, kai užkrato signalo galia lygi 17 mW (4.1.2.4 pav. išnaša). Užkrato galios/energijos mažinimas gali būti išnaudotas mažinant sukauptos po stiprintuvo netiesinės fazės reikšmę. Kaip rodo stiprinimo modeliavimas, tuo didesnė pradinė signalo energija, tuo greičiau auga sustiprinto impulso energija (4.1.2.5 pav.). Šis rezultatas reiškia, kad tuo atveju, kai užkrato energija yra per didelė, maksimali jos reikšmė stiprintuve pasiekama dar



4.1.2.5 pav. Teoriškai suskaičiuotas skirtingos energijos užkrato stiprinimas fotoninių kristalų stiprintuve.

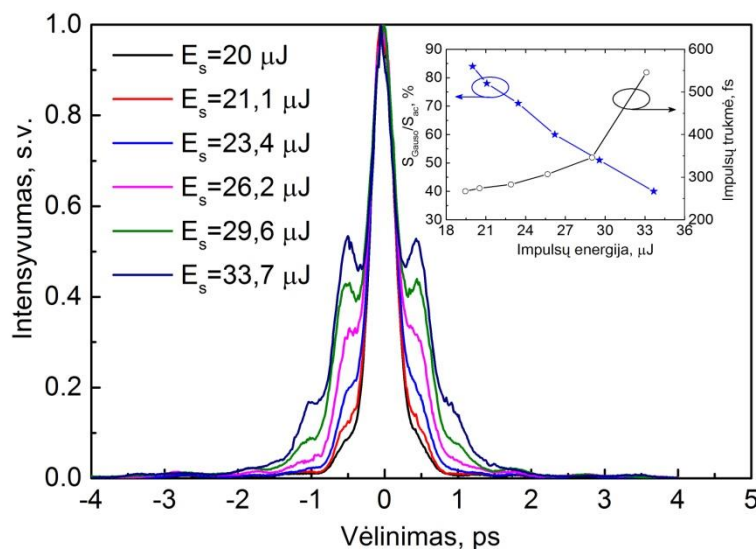
nepasiekus skaidulos pabaigos. Pavyzdžiui, stiprinant 136 nJ energijos užkratą maksimali impulsų energija pasiekama impulsams nusklidus 1,4 m atstumą, todėl likusi 40 cm ilgio aktyvios skaidulos atkarpa veikia kaip pasyvi optinė skaidula. Likusioje stiprintuvo skaidulos atkarpoje impulsai nesistiprina, o tik kaupia netiesinę fazę, kuri nėra kompensuojama difrakcinių gardelių kompresoriuje. Tokiu būdu stiprintuve sukaupia netiesinę fazę tik blogina suspaustų impulsų laikinę kokybę. Kadangi šiame stiprintuvo modulyje nėra galimybės optimizuoti aktyvios skaidulos ilgį, todėl vienintelis būdas sumažinti stiprintuvo netiesiškumo poveikį yra užkrato energijos mažinimas. Tuomet maksimali impulsų energija pasiekama vis arčiau stiprintuvo skaidulos galo ir bendra sukaupia netiesinė fazė sumažėja. Atstumo, kuriame pasiekama maksimali impulsų energija, kitimas nuo užkrato energijos matomas 4.1.2.5 pav. Matyti, kad stiprinant 17 nJ energijos užkratą, iki maksimalios energijos impulsai sustiprinami tik pačiame stiprintuvo gale. Taigi šiuo atveju stiprinami impulsai netiesinės fazės prikaups mažiausiai. Ryšį tarp užkrato energijos ir suspaustų impulsų laikinės kokybės iliustruoja 4.1.2.6 pav. parodytos išmatuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės. Eksperimento metu skirtingos energijos 1 MHz pasikartojimo dažnio impulsai



4.1.2.6 pav. Išmatuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės, kai stiprinami skirtingos energijos pradiniai impulsai; išnašoje – impulsų laikinę kokybę charakterizuojančio parametro kitimas didinant pradinių impulsų energiją.

buvo stiprinami iki 20 μJ impulsų energijos, matuotos po impulsų suspaudimo iki 280 fs trukmės. Matyti, jog užkrato energijos mažinimas nuo 136 nJ iki 17 nJ pagerina impulsų kokybę nuo 73 % iki 87 %. Turint mintyje, kad reali energijos dalis ps trukmės pjestale yra dvigubai mažesnė nei minėtas santykis, gauti impulsai yra pakankamai gero laikinio kontrasto.

Vienas iš taikymams aktualiausių klausimų yra kiek daugiausiai energijos su patenkinamu impulsų laikiniu kontrastu galima gauti naudojant šį fotoninių kristalų stiprintuvą. Šioje vietoje patenkinamas laikinis impulsų kontrastas yra labai sąlyginis. Šiame darbe apibrėžta, kad impulsų laikinė kokybė yra patenkinamai gera tuomet, kai parametras $S_{\text{Gauso}}/S_{\text{ac}}$ neblogesnis nei 70 %. 4.1.2.7 paveiksle pavaizduotos iki skirtingos energijos sustiprintų ir suspaustų impulsų autokoreliacinės kreivės. Legendoje pateiktos suspaustų impulsų energijos. Impulsų energijos nuo 20 μJ iki 23,4 μJ gautos esant 1 MHz impulsų pasikartojimo dažniui, keičiant kaupinimo galią. Didesnės energijos gautos esant maksimaliai kaupinimo galiai mažinant impulsų pasikartojimo dažnį nuo 1 MHz iki 0,7 MHz. Pagal apibrėžtą patenkinamo impulsų laikinio kontrasto kriterijų, didžiausia pasiekama impulsų energija po impulsų spaustuvo buvo 23,4 μJ (4.1.2.7 pav. išnašoje). Įskaičius bendrus



4.1.2.7 pav. Išmatuotos skirtingos energijos impulsų autokoreliacinės kreivės; išnašoje – suspaustų impulsų laikinę kokybę charakterizuojančio parametro ir impulsų trukmės kitimas augant impulso energijai.

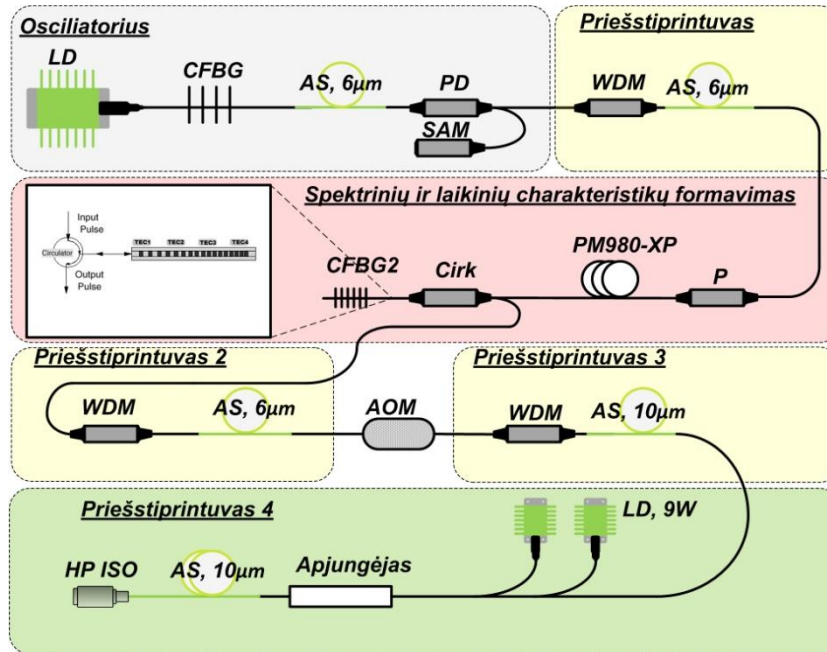
izolatoriaus ir impulsų spaustuvo nuostolius, impulsų energija stiprintuvo išėjime buvo 33,4 μJ . Dar labiau didinant impulsų energiją impulsų suspaudimo kokybė ženkliai mažėja dėl vis didėjančio stiprintuvo netiesiškumo poveikio (4.1.2.7 pav. išnašoje). Kaip matyti, impulsų kaupiama netiesinė fazė neleidžia išlaikyti tos pačios impulsų trukmės – impulsų trukmė po spaustuvo ilgėja (4.1.2.7 pav. išnašoje).

4.2 Skaidulinė lazerinė sistema panaudojant 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą

Šioje dalyje pristatomos skaidulinės CPA sistemos blokinės grandinės sudedamosios dalys tokios pat, kaip jau aptartos sistemos: skaidulinis užkrato šaltinis, galios stiprintuvas ir impulsų kompresorius. Tačiau skaidulinis užkrato šaltinis, nors ir turi panašią konfigūraciją – osciliatorius, priešstiprintuvai, laikinių ir spektrinių impulsų charakteristikų formavimo pakopa, impulsų retintuvas – turi nemažai skirtumų, o generuojamų impulsų charakteristikos nėra tokios pat. Šie skirtumai nulemti naudojamo galios stiprintuvo charakteristikų. Šioje sistemoje čirpuotų impulsų stiprinimui naudojamas 55 μm šerdies skersmens, 0,8 m ilgio, komerciškai prieinamas fotoninių kristalų stiprintuvas *aeroGAIN-ROD* (NKT Photonics). Kadangi stiprintuvo skaidulos skersmuo yra dar didesnis, nei naudotos *aeroGAIN-FLEX* modulyje, o pati aktyvi skaidula trumpesnė daugiau nei dvigubai, efektyviam stiprinimui reikalinga didesnė užkrato impulsų energija. Impulsų energijos didinimas skaiduliniuose lazeriuose, visų pirma dėl netiesinių efektų, nėra paprasta užduotis ir reikalauja įvairių specialių technologijų taikymo. Taigi šiame skyriuje pirmiausia bus aptariamas skaidulinis užkrato šaltinis ir užkrato impulsų charakteristikos, vėliau - naudojamo fotoninių kristalų stiprintuvo struktūra ir stiprinimo eksperimentai. Skaidulinio užkrato šaltinio impulsų charakteristikų optimizacija bus aprašyta prie stiprinimo eksperimentų.

4.2.1 Skaidulinės lazerinės sistemos užkrato šaltinis

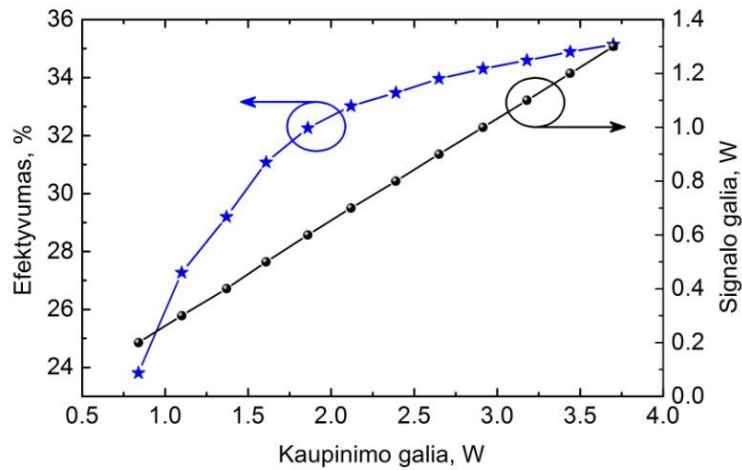
Principinė skaidulinio užkrato šaltinio optinė grandinė parodyta 4.2.1.1 paveiksle. Kaip ir ankstesnėje sistemoje pradiniai impulsai buvo generuoti pasyvios modų sinchronizacijos osciliatoriuje. Skaidulinis osciliatorius generavo 1 ps trukmės impulsus 45 MHz pasikartojimo dažniu, kurių centrinis bangos ilgis 1030 nm. Osciliatoriuje naudota CFBG, kurios



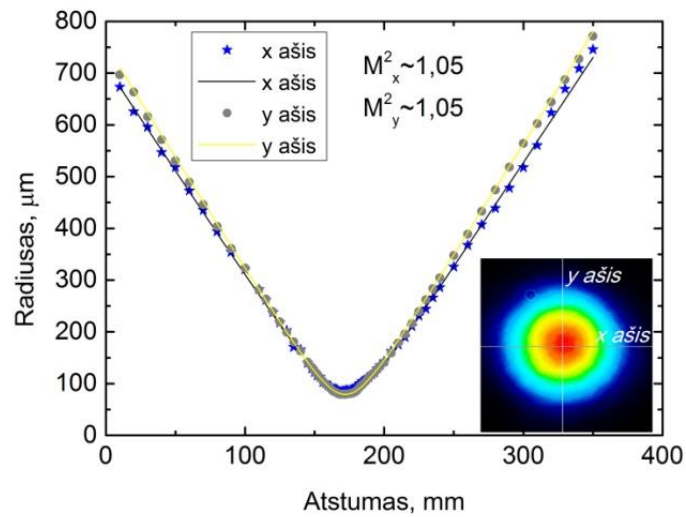
4.2.1.1 pav. Užkrato šaltinio 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvui principinė optinė schema.

atspindžio spektro plotis 5 nm, o dispersija 0,62 ps/nm, o generuojamų impulsų spektras identiškas parodytam 4.1.1.1 pav. Šiuo atveju solitoninės smailės ir pagrindinės spektro dalies intensyvumų santykis yra 1:270, toks pat, kaip ir anksčiau aprašytoje sistemoje. Toks osciliatoriaus impulsų laikinių ir spektrinių charakteristikų atsikartojimas sąlygojamas geru skaidulinių Brego gardelių charakteristikų atsikartojamumu, kuris pasiekiamas naudojant šiuolaikines įrašymo technologijas. Osciliatoriaus generuojami impulsai pastiprinami iki 0,51 nJ energijos priešstiprintuvu, kuriame naudojama 6 μm iterbio jonais legiruota skaidula, o impulsų spektras išplečiamas iki 12,7 nm naudojant 50 m ilgio optinę skaidulą. Laikiniam impulsų plėtimui naudojama 40 ps/nm dispersijos čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, į kurią impulsai

įvedami ir išvedami cirkulatoriumi. Impulsų plėstuvo grupinių greičių dispersijos trečia eilė priderinta prie sistemos ir difrakcinių gardelių spaustuvo dispersijos. Plėstuvo dispersijos valdymui naudojami Peltje elementai, kuriais sukuriama temperatūros gradientas išilgai gardelės. Naudojant šį impulsų plėstuvą 12,7 nm spektro pločio impulsai išplečiami iki ~ 500 ps trukmės. Spektrinių ir laikinių impulsų charakteristikų formavimo pakopos nuostoliams kompensuoti naudojamas antrasis priešstiprintuvas. Impulsų pasikartojimo dažnis sumažinamas akustooptiniu moduliatoriumi. Efektyviam signalo stiprinimui, naudojant 55 μm skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą, reikalinga užkrato energija 0,5 - 1 μJ. Nepaisant to, kad impulsai laike išplėsti iki 500 ps, tokios energijos, naudojant 6 μm skersmens skaidulą, neįmanoma pasiekti dėl stiprintuve vykstančios netiesinės sąveikos. Iš kitos pusės, signalo vidutinę galią riboja standartinių vienamodžių kaupinimo lazerinių diodų galia. Tad, norint pasiekti reikalingą užkrato impulsų energiją, panaudoti du priešstiprintuvai, kuriuose impulsai stiprinami dvigubo apvalkalo 10 μm šerdies skersmens iterbio jonais legiruotoje skaiduloje. Trečiajam skaidulinio užkrato priešstiprintuvui naudojama 20 cm ilgio skaidula, vienamodžiu lazeriniu diodu kaupinama į šerdį. Šioje stiprinimo pakopoje signalas sustiprinamas ~16 kartų iki 8 nJ energijos. Paskutiniajame skaidulinio užkrato priešstiprintuve naudojama 1,46 m ilgio 10 μm šerdies skersmens skaidula, kaupinama į 125 μm skersmens apvalkalą, o kaupinančių lazerinių diodų spinduliuotė apjunginama tankintuvu. Sustiprintos spinduliuotės išvedimui į laisvą erdvę naudojamas skaidulinis komponentas (HP ISO, 4.2.1.1 pav.), kuriame yra apjungti didelės galios izoliatorius ir kolimuojanti optika. Šios impulsų stiprinimo pakopos stiprinimo charakteristika, esant 1 MHz pasikartojimo dažniui, parodyta 4.2.1.2 pav. Kadangi paskutinėje skaidulinio užkrato stiprinimo pakopoje naudojama vienamodė skaidula, todėl išlaikomos artimos Gauso pluoštui erdvinės charakteristikos. Išmatuotas pluošto fokusuojamumo parametras M^2 lygus 1,06 ir 1,05 (4.2.1.3 pav.).



4.2.1.2 pav. Išmatuota skaidulinio užkrato šaltinio paskutinės stiprinimo pakopos stiprinimo charakteristika (juoda kreivė) ir efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo galios (mėlyna kreivė).

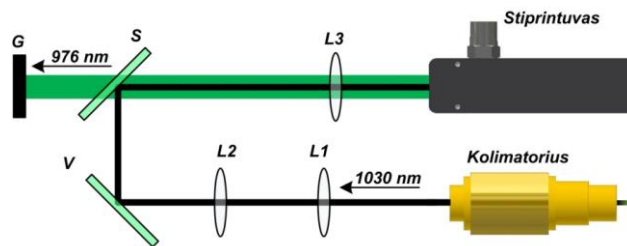


4.2.1.3 pav. Sufokusuoto skaidulinio užkrato šaltinio pluošto radiuso (4σ) priklausomybė nuo atstumo, matuojant M^2 parametą. Išnašoje – pluošto skirstinys.

4.2.2 Čirpuotų impulsų stiprinimas 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuve

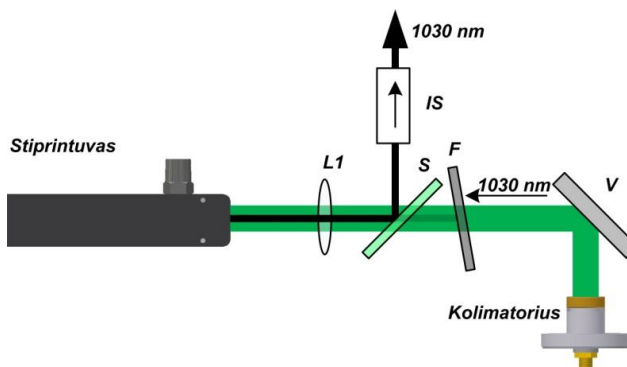
Čirpuotų impulsų stiprinimui naudojant 40 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvą pasiekama 20-23 μJ impulsų energija su patenkinama laikine impulsų kokybe. Didinti impulsų energiją sistemos išėjime galima dviem būdais: dar labiau išplėsti laike stiprinamus impulsus arba impulsų stiprinimui naudoti didesnio skersmens skaidulinį stiprintuvą. Taip pat galima kombinuoti šiuos būdus. Šiame darbe impulsų energijos didinimui pasirinktas skaidulinio stiprintuvo šerdies didinimas nekeičiant čirpuotų impulsų trukmės. Šiam tikslui naudotas 55 μm šerdies skersmens (modos skersmuo 45 μm, o modos plotas 1600 μm²), komerciškai prieinamas fotoninių kristalų stiprintuvas *aeroGAIN-ROD*, kurio ilgis 0,8 m (NKT Photonics). Šviesolaidžio šerdis apgaubta 200 μm skersmens apvalkalu, į kurią įvedama kaupinimo spinduliuotė, o visa fotoninių kristalų šviesolaidžio struktūra įmontuota aliuminio korpuse, kuris aušinamas vandeniu. Skirtingai nei *aeroGAIN-FLEX* stiprinimo modulis, šis stiprinimo modulis neturi skaidulinio įėjimo. Tai reiškia, kad užkratas į stiprintuvą turi būti suvedamas per laisvą erdvę, o tai technologiniu požiūriu sumažina sistemos kompaktiškumą ir paprastumą. Vis dėlto, didesnis šerdies modos plotas leidžia pasiekti didesnę impulsų energiją išvengiant žybaus stiprintuvo netiesiškumo poveikio impulsų laikinei kokybei, o stiprintuvo bangolaidinės savybės užtikrina gerą erdvinę pluošto kokybę sistemos išėjime.

Užkrato įvedimo į fotoninių kristalų stiprintuvą optinė grandinė parodyta 4.2.2.1 pav. Lęšiais L1 ($f = -50$ mm) ir L2 ($f = +100$ mm) suformuojamas 1,2 mm skersmens užkrato pluoštas, kuris lęšiu L3 ($f = +40$ mm) fokusuojamas į 50 μm dėmę ties stiprintuvo priekiniu paviršiumi. Kadangi šiame stiprintuvo modulyje kaupinimo spinduliuotė sklinda priešpriešais stiprinamą signalą, tai vietoje antro veidrodėlio įvedimo schemoje naudojamas dielektrinių dangų separatorius (S), praleidžiantis stiprintuvo nesugertą kaupinimo spinduliuotės dalį. Stiprinimui nepanaudota kaupinimo



4.2.2.1 pav. Užkrato įvedimo į fotoninių kristalų stiprintuvo modulį optinę grandinę.

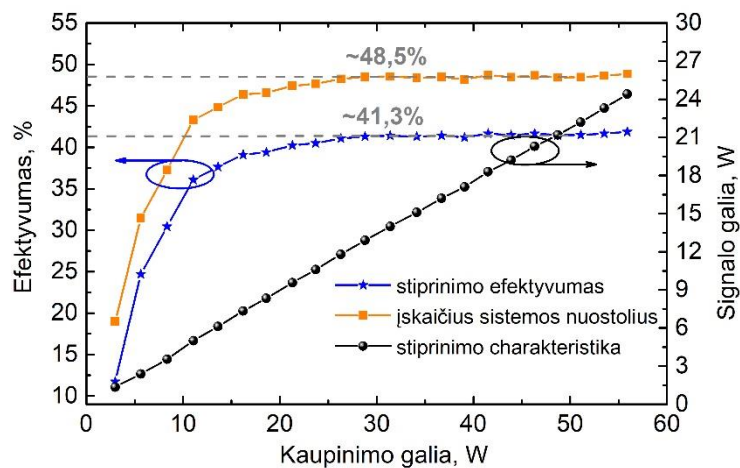
dalis sugerama optinėje gaudyklėje (G). Sustiprinto signalo išvedimo ir kaupinimo įvedimo į fotoninių kristalų stiprintuvo modulį optinę grandinę parodyta 4.2.2.2 paveiksle. Lazerinio diodo kaupinimo spinduliuotės pluoštas suformuotas kolimatoriumi, veidrodėliu (V) nukreiptas link stiprintuvo ir +20 mm židinio nuotolio asferiniu lęšiu (L1) buvo fokusuojamas į priekinį stiprintuvo paviršių. Dielektrinių dangų separatoriumi (S) sustiprintas signalas nukreiptas į didelės galios laisvos erdvės izoliatorių, apsaugantį sistemą – tiek stiprintuvą, tiek užkrato šaltinį – nuo atspindžių iš tolesnės optinės grandinės. Kaupinimo lazerinio diodo apsaugai šioje sistemoje naudotas dielektrinis, aukšto atspindžio koeficiento signalo bangos ilgiui filtras, išstatytas mažu kampu.



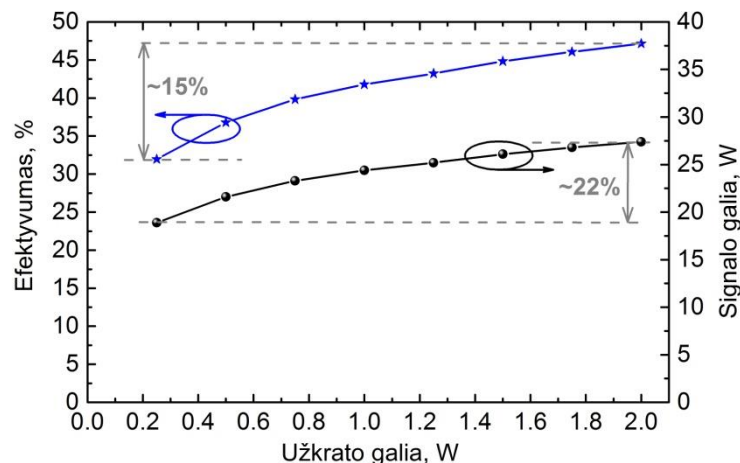
4.2.2.2 pav. Sustiprinto signalo išvedimo ir kaupinimo įvedimo į fotoninių kristalų stiprintuvo modulį optinę grandinę

Stiprinimo eksperimentams, kai impulsų pasikartojimo dažnis 45 MHz, pasirinkta užkrato vidutinė galia 1 W. Išmatuota čirpuotų impulsų stiprinimo charakteristika, parodyta 4.2.2.3 paveiksle, rodo, jog stiprintuvas įsotinamas ties 25 W kaupinimo galia. Įskaičius sistemos optinių komponentų, tokių kaip: separatorius, laisvos erdvės izoliatorius, pluoštą formuojančios

optikos, nuostolius, stiprinimo efektyvumas siekia 48,5 %. Siekiant surasti optimalią užkrato vidutinę galią, išmatuota stiprinimo charakteristika, kai keičiama užkrato vidutinė galia (4.2.2.4 pav.). Matyti, jog sumažinus užkrato galią 4 kartus (iki 250 mW), prie maksimalios kaupinimo galios, sustiprinto signalo galia sumažėja iki 18,9 W, t.y. 22 %. Matyti, kad skirtingai nei *aeroGAIN-FLEX* stiprinimo modulio, šio modulio stiprinimo efektyvumas ženkliai priklauso nuo užkrato galios. Kuo didesnė užkrato vidutinė galia, tuo didesnis stiprinimo efektyvumas ir sustiprinto signalo galia. Iš 4.2.2.4 pav. matyti, jog stiprinant 2 W vidutinės galios impulsus pasiekiamas 47 % stiprinimo efektyvumas, o įskaičius sistemos optinių elementų nuostolius

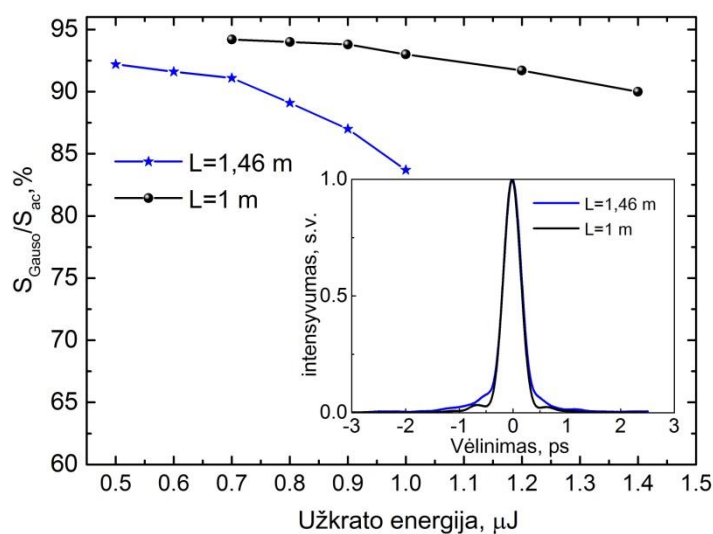


4.2.2.3 pav. Išmatuota 55 μm skersmens fotoninių kristalų stiprinimo charakteristika (juoda kreivė) ir efektyvumo priklausomybė nuo kaupinimo galios (mėlyna kreivė).



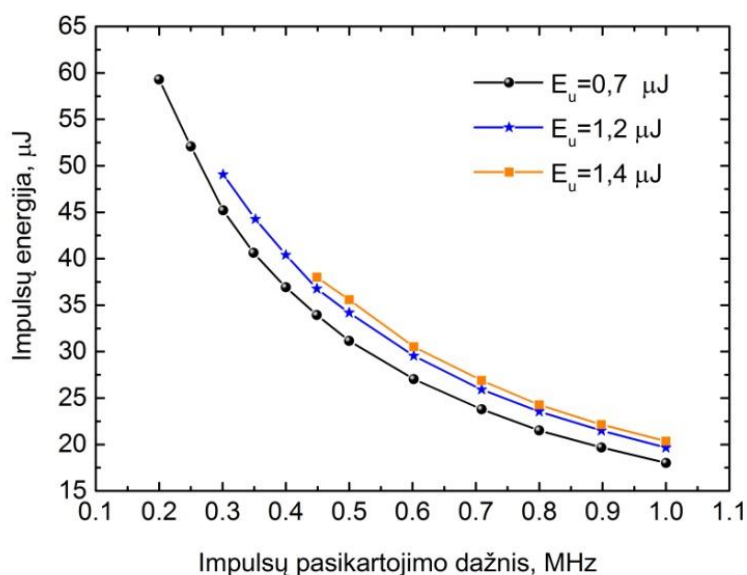
4.2.2.4 pav. Išmatuota 55 μm skersmens fotoninių kristalų stiprintuvo įėjimo galios ir stiprinimo efektyvumo priklausomybė nuo užkrato vidutinės galios.

stiprinimo efektyvumas siekia ~53 %. Stipri stiprintuvo išvadinės galios priklausomybė nuo užkrato signalo dydžio kelia tam tikrus reikalavimus užkrato šaltiniui. Visų pirma, kadangi užkrato šaltinio paskutinės stiprinimo pakopos kaupinimui nepakanka vienamodžių lazerinių diodų, turi būti naudojami galingesni daugiamodžiai lazeriniai diodai, todėl užkrato šaltinis tampa sudėtingesnis. Antra, siekiant išlaikyti maksimalų stiprinimo efektyvumą stiprinant impulsus iki maksimalių energijų, užkrato impulsų energija turi būti 1-2 μJ . Turint omenyje, kad užkrato šaltinio paskutinėje stiprinimo pakopoje (Priešstiprintuvas 4, 4.2.1.1 pav.) naudojama 10 μm skersmens skaidula, pasiekti 1-2 μJ impulsų energiją ir nepririnkti nepageidaujamos netiesinės fazinės moduliacijos nėra lengva užduotis. Stiprinamų impulsų laikinio kontrasto blogėjimą po suspaudimo didėjant impulsų energijai, kai stiprintuvo skaidulos ilgis 1,46 m, iliustruoja 4.2.2.5 pav., kuriame parodytas parametro $S_{\text{Gauso}}/S_{\text{ac}}$ kitimas augant impulsų energijai. Kontrasto parametras kinta nuo 92 %, kai impulsų energija yra 0,5 μJ , iki 84 %, kai impulsų energija siekia 1 μJ . Paprasčiausias būdas sumažinti impulsų kokybės blogėjimą yra sutrumpinti stiprintuvo skaidulą. Tokiu atveju sumažėja netiesinis sąveikos ilgis ir pasiekama geresnė suspaustų impulsų kokybė. Kaip matyti iš 4.2.2.5 pav, sumažinus stiprintuvo skaidulos ilgį nuo 1,46 m iki 1 m,



4.2.2.5 pav. Laikinio impulsų kontrasto kitimas didėjant impulsų energijai esant skirtingo ilgio stiprintuve; išnašoje: išmatuotos suspaustų, 1 μJ energijos impulsų autokoreliacinės kreivės esant skirtingam stiprintuvo skaidulos ilgiui.

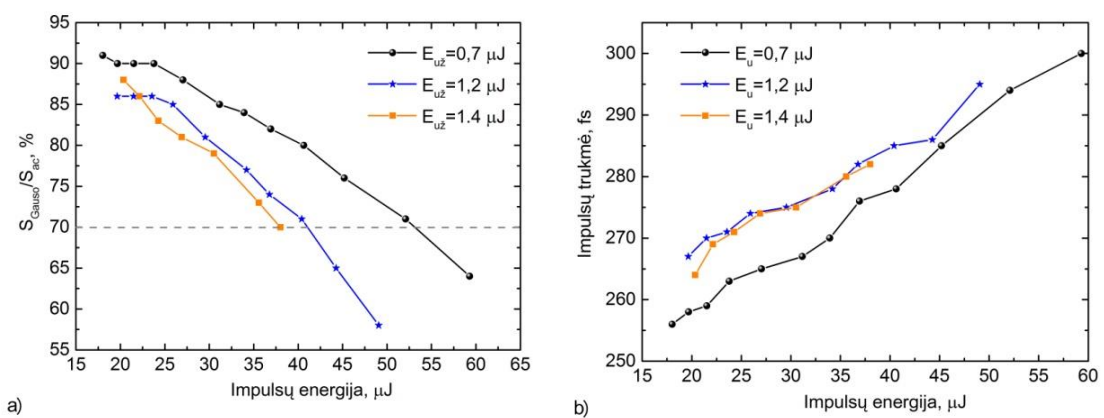
pasiekiamas didesnis impulsų laikinio kontrasto parametras prie tų pačių impulso energijų. Suspaustų 1 μJ energijos impulsų autokoreliacinės kreivės prie skirtingo stiprintuvo skaidulos ilgio parodytos 4.2.2.5 paveikslo išnašoje. Sutrumpinus užkrato šaltinio paskutinės stiprinimo pakopos skaidulos ilgį pasiektas aukštesnis impulsų laikinis kontrastas ir šiek tiek aukštesnė energija, o tai leidžia pasiekti didesnę impulsų energiją sistemos išėjime. PCF stiprintuvo energetikos tyrimas buvo atliktas mažinant impulsų pasikartojimo dažnį nekeičiant kaupinimo galios ir išlaikant vienodą pradinę impulsų energiją (4.2.2.6 pav.). Palyginus 0,7 μJ ir 1,4 μJ energijos impulsų stiprinimą (0,5 MHz impulsų pasikartojimo dažniu) matome, kad nors 1,4 μJ užkrato atveju pasiekta impulsų energija buvo 38 μJ , t.y. tik 10,5 % daugiau, nei stiprinant 0,7 μJ



4.2.2.6 pav. 55 μm skersmens fotoninių kristalų stiprintuvo tyrimas keičiant pradinę impulsų energiją.

energijos impulsus. Šis rezultatas yra indikacija to, kad stiprinimas PCF skaiduloje yra gerai išotintas. Siekiant maksimalios impulsų energijos sistemos išėjime su patenkinama laikine kokybe reikia labiau sumažinti stiprintuve impulsų prikaupiamą netiesinę fazę, o tai galima daryti keičiant pradinę impulsų energiją. 4.2.2.7a pav. parodytas impulsų laikinio kontrasto parametro kitimas didėjant impulsų energijai. Kaip ir lankstaus PCF skaidulinio stiprintuvo atveju, stiprinant mažesnės pradinės energijos impulsus, impulsų

laikinė kokybė yra geresnė. Tai reiškia, kad gerai išotintame stiprintuve, kai didžiausia impulsų energija pasiekama arčiau stiprintuvo galo, mažėja ilgis, kuriame impulsai jau praktiškai nebestiprinami, o tik kaupia netiesinę fazę. Kaip pavyzdys, sumažinus pradinę impulsų energiją du kartus, 35 μJ išėjimo energijos impulsų laikinės kokybės parametras pagerėja apie 10 % (4.2.2.7a pav.), taigi sistemos išėjime galima gauti didesnės energijos impulsus su patenkinama laikine kokybe ($S_{\text{Gauso}}/S_{\text{ac}} \sim 70\%$). Tokiu atveju sistemos išėjime buvo gauti 52 μJ energijos impulsai su patenkinama laikine kokybe (4.2.2.7a pav.). Gautas rezultatas, kad stiprintuve kaupiama

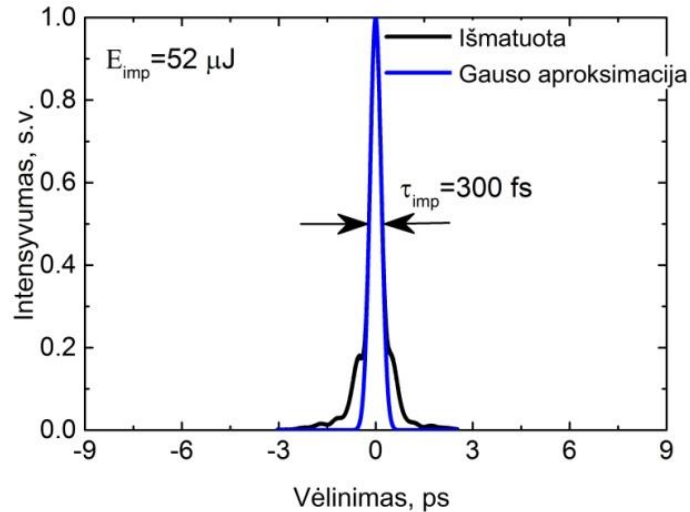


4.2.2.7 pav. Impulsų laikinių charakteristikų – laikinio kontrasto (a) ir trukmės (b) priklausomybė nuo išvadinės impulsų energijos esant kelioms pradinėms impulsų energijoms.

netiesinė fazė blogina impulsų laikinę kokybę, atsispindi ir bendrame suspaustų impulsų trukmės padidėjime. 4.2.2.7b pav. pavaizduotas suspaustų impulsų trukmės kitimas didėjant impulsų energijai, esant skirtingos energijos pradinėms impulsams. 1,4 μJ pradinės energijos impulsų atveju maksimalios energijos impulsų trukmė po spaudimo yra 20 fs ilgesnė, lyginant su minimalios energijos ($\sim 20 \mu\text{J}$) impulsų trukme. Panašus suspaustų impulsų trukmės kitimas stebimas stiprinant 0,7 μJ energijos impulsus, tačiau šiuo atveju dėl mažesnės fazinės moduliacijos suspaustų impulsų trukmė yra mažesnė, lyginant su 1,4 μJ atveju. Išmatuota 52 μJ energijos impulsų autokoreliacinė kreivė esant 0,7 μJ užkrato energijai parodyta 4.2.2.8 pav.

Apibendrinant, galima teigti, jog pagrindinis stiprintuvo optimizacijos kriterijus yra suspaustų impulsų laikinis kontrastas. Skaičiuojant

suspaustų impulsų laikinio kontrasto parametą pakankamai aiškiai ir nesudėtingai galima atlikti skaidulinės sistemos optimizaciją. Taip pat šis parametras netiesiogiai rodo, kuri energijos dalis yra femtosekundiniame



4.2.2.8 pav. Išmatuota suspaustų 52 μJ energijos impulsų autokoreliacinė kreivė.

impulse, o kuri energijos dalis yra nespūdžiame pikosekundinės trukmės pjedestale.

4.3 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Tiriant skaidulines CPA sistemas, kuriose čirpuoti impulsai stiprinami 40 μm ir 55 μm šerdies skersmens fotoninių kristalų stiprintuvuose, buvo nustatyta, kad suspaustų impulsų laikinis kontrastas sistemos išėjime gali būti ženkliai pagerintas mažinant stiprintuvo užkrato impulsų energiją. Tokiu atveju maksimali impulsų energija pasiekama vis arčiau stiprintuvo skaidulos galo ir bendra sukaupta netiesinė fazė, ribojanti suspaustų impulsų laikinę kokybę, sumažėja.
2. Kombinuojant įvairias šiame darbe aprašomas skaidulines technologijas, sukurtos ir eksperimentiškai realizuotos dvi skaidulinės CPA sistemos, naudojančios pilnai skaidulinius užkrato šaltinius. Šiose sistemose 500 ps trukmės čirpuoti impulsai, kurių centrinis bangos ilgis

1030 nm, didelio šerdies skersmens (40 μm ir 55 μm) fotoninių kristalų skaiduliniuose stiprintuvuose buvo sustiprinti iki 20-50 μJ energijos. Sistemų išėjime buvo gauti aukšto laikinio kontrasto, sub-300 fs trukmės impulsai.

5 Skaidulinio femtosekundinio lazerio spinduliuotės dažnio keitimas panaudojant optinį parametrinį stiprintuvą

Skyriuje pateikta medžiaga pristatyta [K10] konferencijoje

5.1 Plataus spektro užkrato signalo generacija

Pradinis uždavinys kuriant lazerinę sistemą optinio parametrinio stiprintuvo (OPA) pagrindu yra suformuoti stabilų plataus spektro užkrato šaltinį. Daugelis parametrinio stiprinimo sistemų, stiprinančių plačiajuosčius impulsus spektro srityje apie 800 nm, užkratui naudoja Ti:safyro osciliatorių [97,98,35]. Šiame darbe buvo pasirinkta plačiajuostė spinduliuotė, dar vadinama baltos šviesos kontinuumu, žadinama skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu, generuojančiu ties 1030 nm bangos ilgiu.

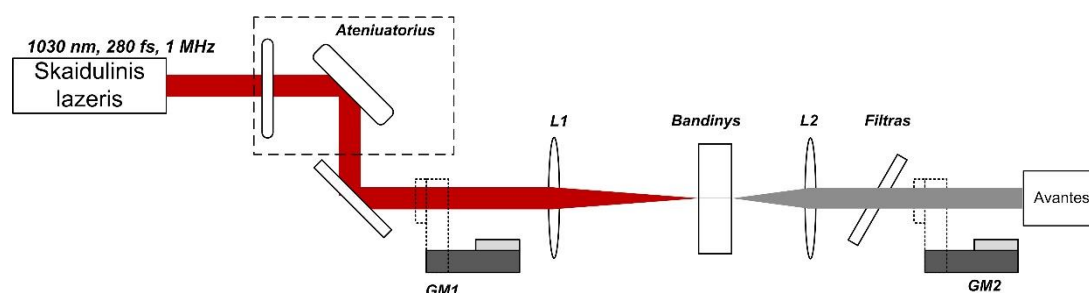
Pirmą kartą plataus spektro spinduliuotės generacija žadinant femtosekundiais impulsais buvo pademonstruota (angl. *ethylene glycol jet*) etilenglikolio čiurkšlėje 1983 m., naudojant dažų lazerio generuojamus 80 fs trukmės impulsus [99]. Vėliau kontinuumo generacija femtosekundiniais impulsais pademonstruota įvairiose terpėse – dujose, kristaluose, teiperiniuose [100,47] ir fotoninių kristalų šviesolaidžiuose [47]. Tobulėjant femtosekundinių kietojo kūno lazerių technologijai kartu su femtosekundiniais impulsais žadinamo kontinuumo tyrimais sukurti femtosekundiniai optiniai parametriniai stiprintuvai, o tai leido realizuoti derinamų spektrinių charakteristikų ultratrumpųjų impulsų lazerines sistemas [101]. Optiniuose parametriniuose stiprintuvuose užkrato (kontinuumo) generacijai dėl aukšto optinio pažeidimo slenksčio dažniausiai naudojamos terpės yra safyras (Al_2O_3) ir itrio aliuminio granatas (YAG). Kai kontinuumo žadinimui naudojama artimojo infraraudono diapazono spinduliuotė, kontinuumo spektrinės savybės, yra panašios abiemis šiems kristalams, skiriasi tik kontinuumo generacijos

slenkstis. Kadangi netiesinis lūžio rodiklis safyro kristalui yra ~2 kartus mažesnis nei YAG kristalo, tai ir kritinė savifokusavimo galia safyro kristalui yra dvigubai didesnė [45]. Ypatingą susidomėjimą kelia kristalai, kuriuose kontinuumui žadinti pakanka kelis kartus mažesnės energijos, nei safyro ar YAG kristaluose. Itrio vanadatas, gadolinio vanadatas ir kalio-gadolinio volframatas dažnai naudojami kaip lazerinės terpės, pasižyminčios aukštu pažeidimo slenksčiu ir tvarkinga kristaline struktūra, prieinamos komerciškai. Šių kristalų netiesinis lūžio rodiklis kelis kartus didesnis nei safyro kristalo, taigi kontinuumo generacijos slenkstis žymiai mažesnis, nei safyro kristalo atveju. Žadinant 150 fs trukmės impulsais stabili kontinuumo generacija minėtuose kristaluose gauta esant <100 nJ impulsų energijai [45]. Taigi šiuo požiūriu šios medžiagos patrauklios kontinuumo generacijai aukšto impulsų pasikartojimo dažniu, kai impulsų energija santykinai maža. Tai atveria galimybes kelių μJ energijos femtosekundiniu skaiduliniu lazeriu kaupinti optinį parametrinį stiprintuvą.

Skirtingai nuo kitų darbų, kuriuose kontinuumas generuojamas santykinai žemu impulsų pasikartojimo dažniu (1 kHz-200 kHz) šio darbo viena iš užduočių buvo generuoti kontinuumą kristale žadinant femtosekundiniais impulsais 1 MHz pasikartojimo dažniu. Kontinuumo generacijos sąlygos ir kontinuumo charakteristikos žadinant Ti:safyro lazerine sistema, veikiančia žemo impulsų pasikartojimo dažniu, išsamiai išnagrinėtos ir aprašytos literatūroje [49,102,103,104]. Tačiau kontinuumo generacijos kristaluose žadinant femtosekundiniais ir MHz eilės impulsų pasikartojimo dažniu darbų nėra daug, randami tik kelių mokslinių grupių darbai [105,106,45]. Taip pat kontinuumo generacijos procesas yra jautrus jį žadinančios spinduliuotės parametrams. Todėl buvo atliktas tyrimas, kuriuo buvo siekiama rasti optimalias spinduliuotės fokusavimo sąlygas, impulso energiją, medžiagą kontinuumo žadinimui naudojant skaidulinį femtosekundinį lazerį.

Šiame darbe kontinuumo generacijai pasirinktos šios medžiagos: 6 mm ilgio safyro, 5 mm ilgio itrinio aliuminio granato (YAG) ir 4 mm ilgio itrinio

vanadato (YVO₄) kristalai. Tiek YVO₄, tiek safyro kristalai pasižymi kubine kristaline struktūra ir išpjauti išilgai optinės ašies tokiu būdu išvengiant dvejojo spindulių lūžio. Kontinuumo generacijos tyrime naudotos medžiagos buvo nelegiruotos, nedengtos jokiais skaidrinančiomis dangomis ir naudojamos kambario temperatūroje. Eksperimento schema pavaizduota 5.1.1 pav. Visose pasirinktose medžiagose plataus spektro spinduliuotė žadinama 280 fs trukmės impulsais, 1 MHz pasikartojimo dažniu, o spinduliuotės centrinis bangos ilgis 1030 nm ir pluošto skersmuo $1/e^2$ intensyvumo lygyje



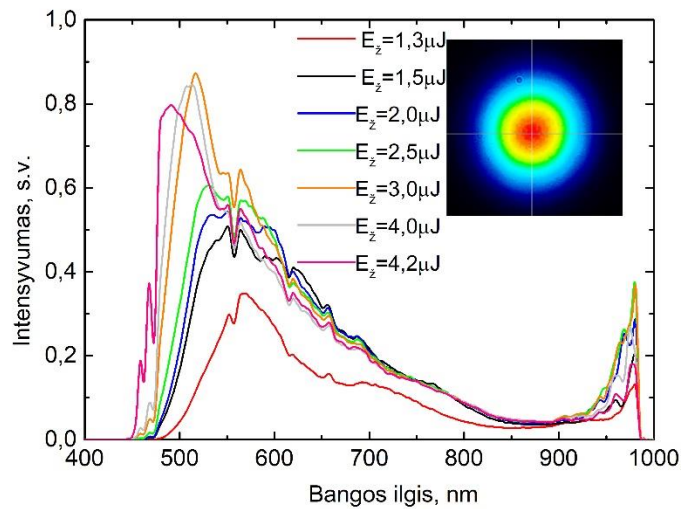
5.1.1 pav. Kontinuumo generacijos optinė grandinė. GM –galios matuoklis, L – lęšiai, Avantes – Avantes Avaspec spektrometras.

2 mm. Tiksliai reikiamos energijos derinimui dalis lazerio spinduliuotės buvo nukreipiama į slopintuvą, kuri sudaro banginė plokštelė ir poliarizatorius. Spinduliuotė į kristalą fokusuojama skirtingo židinio nuotolio lęšiais, o kristalo padėtis parenkama taip, kad kontinuumo generacija prasidėtų esant mažiausiai žadinimo energijai. Kontinuumą žadinančios spinduliuotės fokusavimo sąlygoms apibrėžti šiame darbe naudosime skaitinės apertūros (NA) parametą, kuris su lęšio židinio nuotoliu (f) ir pluošto diametru (d) susijęs tokių sąryšiu:

$$NA = \frac{d}{2f} \quad (5.1.1)$$

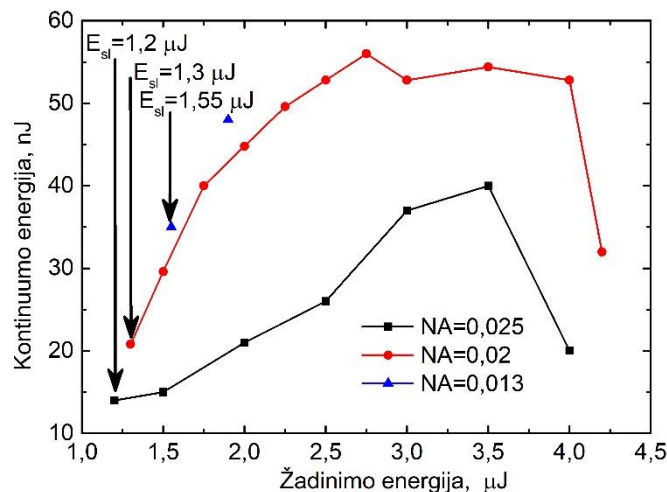
Tipinis safyro kristale generuojamo kontinuumo spektras, fokusuojant +50mm židinio lęšiu ($NA=0,02$) ir didinant kaupinimo impulso energiją pavaizduotas 5.1.2 pav. Kontinuumo spektrui spektro ruože nuo 650 nm iki 1000 nm užregistruoti buvo pasitelktas komercinis spektrometras *Avantes Avaspec* su silicio detektorių liniuote spektro sričiai nuo 400 nm iki 1050 nm. Viršijus kontinuumo generacijos slenkstį (1,3 μ J) spektras staiga

išplinta ir didinant žadinančių impulsų energiją kontinuumo spektro intensyvumas auga. Vėliau augimas nusistovi ($\sim 3 \mu\text{J}$), kol viršijus $4,2 \mu\text{J}$ kaupinimo energiją kristalas pažeidžiamas per kelias minutes. Kontinuumo



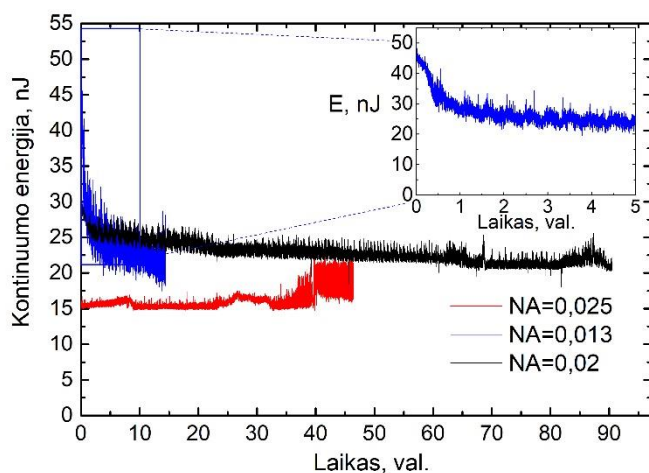
5.1.2 pav. Safyro kristale generuojamo kontinuumo spektro kitimas didinant žadinančių impulsų energiją; išnašoje - generuojamo kontinuumo pluošto erdvinis skirstinys.

pluošto profilis buvo matuojamas panaudojant CCD kamerą ir parodytas 5.1.2 pav. išnašoje. Matuojant naudingą kontinuumo energijos dalį, žadinančioji spinduliuotė kartu su ilgabange spektro dalimi buvo filtruojama aukšto atspindžio koeficiento dielektrinių dangų filtru. Baltos šviesos kontinuumo energija už filtro prie skirtingų fokusavimo sąlygų, taip pat stabilaus kontinuumo generacijos slenksčiai parodyti 5.1.3 pav. Keičiant žadinančios spinduliuotės fokusavimo sąlygas kontinuumo spektrų dinamika labai panaši, skiriasi tik stabilaus kontinuumo generacijos slenkstis ir kontinuumo energija. Žemiausias stabilaus kontinuumo generacijos slenkstis, $1,2 \mu\text{J}$, gautas naudojant aštresnį žadinančiosios spinduliuotės fokusavimą (lęšio židiny $+40 \text{ mm}$, $\text{NA}=0,025$). Tuo tarpu naudojant $+75 \text{ mm}$ židinio fokusuojantį lęšį, kontinuumo generacija gauta tik, kai žadinančių impulsų energija siekia $1,55 \mu\text{J}$. Taigi fokusuojant žadinančią spinduliuotę į vis didesnę dėmę (mažesnę NA), dėl mažėjančio žadinimo intensyvumo didėja kontinuumo generacijos slenkstis. Iš 5.1.3 pav. matyti, jog kuo ilgesnio židinio lęšiu fokusuojama į safyro kristalą, tuo didesnė



5.1.3 pav. Safyro kristale generuojamo kontinuumo impulsų energija už trypas bangas praleidžiančio filtro esant skirtingai skaitinei apertūrai. Rodyklėmis pažymėtos kontinuumo generacijos slenkstinės energijos skirtingų skaitinių apertūrų atvejais.

kontinuumo energija pasiekama. Taip pat pastebėta, jog nuo žadinančiosios spinduliuotės fokusavimo aštrumo priklauso kontinuumo generacijos ilgaaamžiškumas viename taške. Parinkus vienodą lygį virš slenkstinės energijos (20 % virš slenksčio) buvo atlikti kontinuumo ilgalaikiai testai prie skirtingo fokusavimo. Išmatuota, jog fokusuojant +40 mm židinio lęšiu kontinuumo generacija tampa nestabili po ~30 val (5.1.4 pav., raudona kreivė), o fokusuojant +75 mm židinio lęšiu, kontinuumo energija sumažėja ~1,5 karto

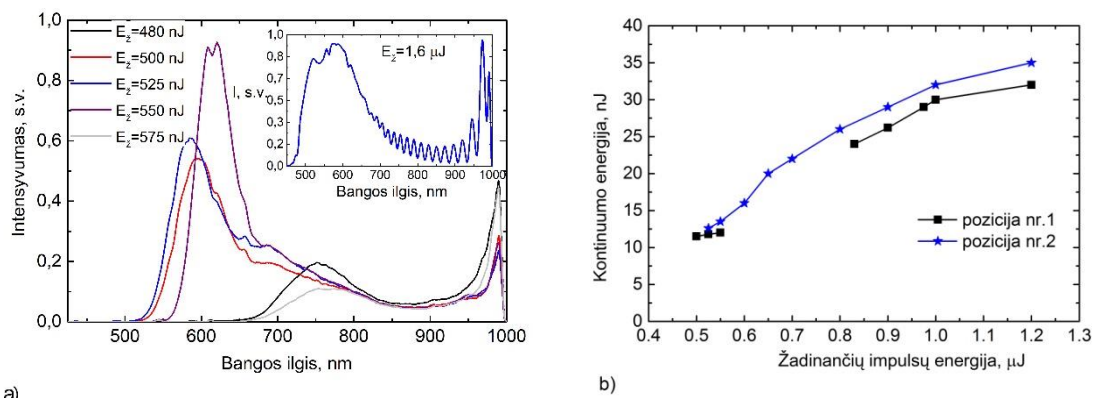


5.1.4 pav. Safyro kristale generuojamo kontinuumo impulsų energijos stabilumo charakteristikos esant skirtingai skaitinei apertūrai.

jau per pirmąją generacijos valandą (5.1.4 pav. intarpe). Tuo tarpu žadinančią spinduliuotę fokusuojant +50 mm židinio lęšiu, baltos šviesos kontinuumas generuotas ~90 val. (5.1.4 pav., juoda kreivė) ir nepastebėta jokių kontinuumo degradacijos požymių. Taigi atsižvelgiant tiek į kontinuumo generacijos slenksčius, tiek į ilgalaikius kontinuumo energijos matavimus, galima teigti, jog optimali žadinančios spinduliuotės skaitinė apertūra safyro kristalo atveju yra 0,02.

Tokie pat kontinuumo generacijos tyrimai atlikti itrio aliuminio granato kristale. Itrio aliuminio granato (YAG) netiesinis lūžio rodiklis yra ~2 kartus didesnis, nei safyro, todėl tai leidžia tikėtis žemesnio kontinuumo generacijos slenksčio. Kontinuumui generuoti YAG kristale buvo naudojama ta pati, 5.1.1 pav. parodyta optinė grandinė. Žadinanti spinduliuotė į YAG kristalą fokusuojama + 40 mm ir +50 mm židinio lęšiais. Išmatuoti stabilaus kontinuumo generacijos slenksčiai atitinkamai yra 480 nJ ir 630 nJ. Lyginant su kontinuumo generacija safyro kristale prie tų pačių fokusavimo sąlygų, kontinuumui generuoti reikalinga daugiau nei dvigubai mažesnė žadinančiųjų impulsų energija. Kontinuumo generacijos kitimas YAG kristale didinant kaupinimo impulso energiją pavaizduotas 5.1.5a pav. Viršijus kontinuumo generacijos slenkstį (480 nJ) spektras staiga išplinta ir didinant žadinančių impulsų energiją „mėlynasis“ kontinuumo spektro kraštas slenkasi į trumpas bangas. Tačiau, 10-15 % padidinus žadinančių impulsų energiją, kontinuumo spektras ima siaurėti (5.1.5a pav.), energija, mus dominančioje srityje, mažėja, tampa lygi nuliui, kol galiausiai, dar didinant žadinimo energiją, kontinuumas įsižiebia dar kartą (~830 nJ). Viršijus kritinę ribą (~1,6 μJ) likusi žadinančio impulso dalis išplinta dar kartą (5.1.5a pav.). Žadinančios energijos sritis, kai nėra generuojamas kontinuumas, yra ir fokusuojant ilgesnio (+50 mm) židinio lęšiu. Kontinuumo generacijos slenkstis šiuo atveju padidėja iki 630 nJ, tačiau kontinuumo spektro kitimas didinant žadinančių impulsų energiją labai panašus. Tokia kontinuumo generacijos dinamika, kai kontinuumas užgęsta ir atsiranda iš naujo aprašyta disertacijoje [107]. Disertacijoje [107] parodoma, jog tokios kontinuumo generacijos galima išvengti surandant optimalias

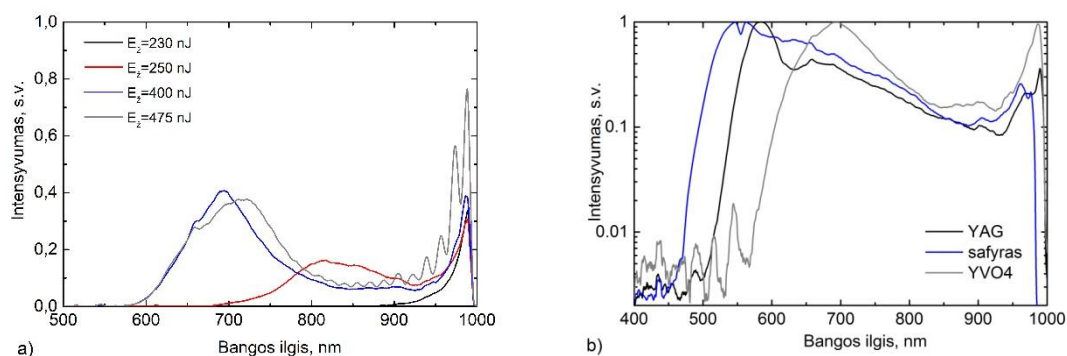
fokusavimo sąlygas, t.y. žadinančioji spinduliuotė į kristalą turi būti fokusuojama su mažesne skaitine apertūra. Šiame darbe buvo pastebėta, jog padidinti kontinuumo generacijos langą galima ir kiek kitokiu būdu. Kaip minėta anksčiau, optimalus atstumas tarp kristalo ir fokusuojančio lęšio surandamas pagal žemiausią kontinuumo generacijos slenkstį. Tačiau šiek tiek pastūmus kristalą toliau nuo fokusuojančio lęšio pasiekama nepertraukiama kontinuumo generacija 0,5-1,2 μJ žadinimo energijų tarpe (5.1.5b pav.). 5.1.5b pav. pavaizduotas kontinuumo impulsų energijos kitimas didinant žadinančių impulsų energiją, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama toliau nuo kristalo priekinio paviršiaus (5.1.5b pav, pozicija nr.1) ir arčiau kristalo priekiniam paviršiui (5.1.5b pav. dešinėje, pozicija nr.2). Kai žadinančioji spinduliuotė



5.1.5 pav. Kontinuumo generacijos YAG kristale pokyčiai, didinant žadinančių impulsų energiją (a), išnašoje – kontinuumo spektras, kai viršijamas antro filamento generacijos slenkstis; (b) kontinuumo impulsų energijos kitimas didinant žadinančių impulsų energiją, kai žadinančioji spinduliuotė fokusuojama toliau nuo kristalo priekinio paviršiaus (pozicija nr.1) ir arčiau kristalo priekiniam paviršiui (pozicija nr.2).

fokusuojama arčiau kristalo priekinio paviršiaus, kontinuumo generacijos slenkstis padidėja iki 520 nJ (NA=0,025 atveju). Naudojant šią kristalo poziciją, atliktas ilgalaikis kontinuumo energijos matavimas, kai žadinančių impulsų energija 600 nJ. Šiuo matavimu siekiama nustatyti kontinuumo degradacijos spartą. Žadinančią spinduliuotę fokusuojant +40 mm židinio lęšiu, baltos šviesos kontinuumas generuotas ~ 70 val. ir nepastebėta jokių kristalo degradacijos požymių.

Itrio ortovanadato netiesinis lūžio rodiklis ir draustinių juostų tarpas ženkliai skiriasi nuo safyro ir YAG kristalų. YVO₄ kristalo netiesinis lūžio rodiklis du kartus didesnis, nei YAG kristalo, todėl kontinuumo generacijos slenkstis dar žemesnis. Žadinančią spinduliuotę fokusuojant +40 mm židinio lęšiu, išmatuotas kontinuumo generacijos slenkstis 230 nJ, o fokusuojant +50 mm židinio lęšiu, išmatuotas generacijos slenkstis 270 nJ. Kontinuumo generacijos YVO₄ kristale kitimas panašus į jau aptartą safyro kristalo atvejį - didinant žadinančių impulsų energiją kontinuumo spektras pradžioje ženkliai plinta į trumpesnių bangų sritį ir įsisotina (5.1.6a pav.). Viršijus kritinę energiją, 475 nJ, buvo išmatuotas moduluotas kontinuumo spektras, o tai reiškia, kad likutinės žadinančiosios spinduliuotės intensyvumo pakako antro filamento generacijai. YVO₄ kristalo draustinių juostų tarpas yra 1,6 ir 1,8 karto mažesnis, nei atitinkamai YAG ir safyro kristalų [46,108], todėl generuojamo kontinuumo trumpabangis spektro kraštas yra paslinktas į ilgesnių bangų pusę. Tai aiškiai matyti iš 5.1.6b pav., kuriame parodyti kontinuumo, generuojamo safyro, YAG ir YVO₄ kristaluose, spektrai. Plataus



5.1.6 pav. Kontinuumo generacijos YVO kristale kitimas (a); safyro, YAG ir YVO kristaluose generuojamo kontinuumo spektrų palyginimas (b).

spekto spinduliuotės trumpabangis kraštas safyro atveju yra 470 nm, YAG – 490 nm, o YVO₄ – 560 nm. Šios išmatuotos vertės gerai sutampa su pateiktomis literatūroje [46]. Šiame darbe aprašomos parametrinės stiprinimo sistemos atveju, YVO₄ kristale generuojamo kontinuumo kraštas, paslinktas į ilgųjų bangų pusę, nėra trūkumas, nes parametrinio stiprintuvo stiprinimo

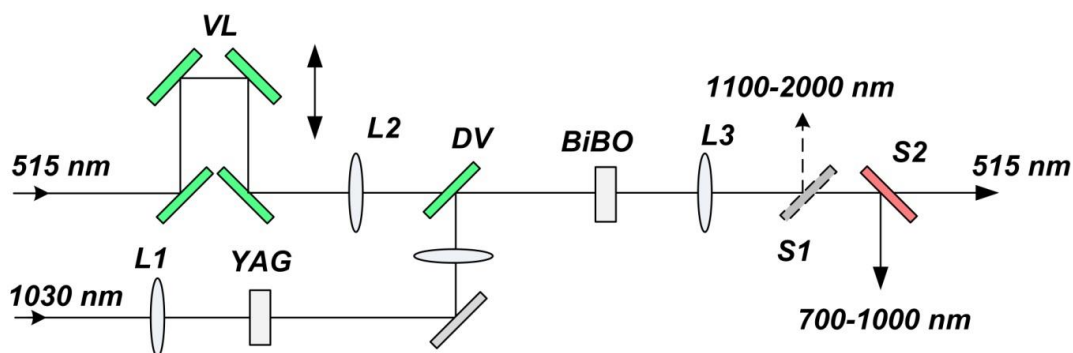
trumpabangis kraštas yra ženkliai toliau – apie 650 - 690 nm priklausomai nuo pasirinkto netiesinio kristalo.

5.2 Plataus spektro užkrato signalo stiprinimo tyrimai

Parametriniuose stiprintuvuose stiprinimui dažniausiai naudojami β -bario boratas (β -BaB₂O₄, BBO), kiek rečiau ličio triborato (LBO) kristalai. Alternatyvi netiesinė medžiaga minėtiems kristalams yra bismuto triboratas (BiB₃O₄, BiBO). BiBO kristalas yra dviašis, žemos simetrijos grupės (C₂), boratų šeimai priklausantis netiesinis kristalas, pasižymintis unikaliomis optinėmis savybėmis [109]. Pirma, BiBO kristalas pasižymi aukštu efektiniu netiesiškumo koeficientu, lygiu 3,7 pm/V, kuris yra beveik dvigubai didesnis nei BBO kristalo ir beveik 4 kartus didesnis, nei LBO kristalo [110]. Antra, BiBO kristale fazinio sinchronizmo sąlygas galima tenkinti plačiame spektro ruože, todėl parametrinės spinduliuotės dažnio derinimas įmanomas beveik visame kristalo skaidrumo lange. Trečia, BiBO kristalas pasižymi plačiu tiek kampiniu, tiek spektriniu priėmimo kampų, mažu skersinio poslinkio (anizotropijos) kampų (*angl. walk-off*) [109,111]. Galiausiai, BiBO kristalas nėra higroskopinis, aukštos kokybės, lengvai komerciškai prieinamas. Fizikinės šio kristalo savybės, taip pat struktūra išsamiai apžvelgtos Chen knygoje [109]. Dėl minėtų savybių BiBO kristalas yra patrauklus dažnio keitimui matomoje ir artimojoje infraraudonojoje spektro srityse.

Šiame darbe kontinuumo stiprinimui buvo pasirinkti BiBO ir BBO kristalai. BiBO kristalo pasirinkimą lėmė didesnis nei BBO kristalo netiesinis lūžio rodiklis, o tai leidžia išotinti parametrinę stiprintuvą kaupinant mažesnę kaupinimo energiją. Tai itin svarbu, kuriant kompaktiškas derinamų spektrinių charakteristikų lazerines sistemas, kurių kaupinimui pakanka santykinai negalingo užduodančio lazerinio šaltinio. Šiame skyriuje aprašomi kontinuumo stiprinimo BiBO kristale eksperimentai, rezultatus lyginant su stiprinimo BBO kristale rezultatais.

Plataus spektro spinduliuotės stiprinimo netiesiniame kristale eksperimento principinė schema parodyta 5.2.1 pav. Optinio parametrinio stiprintuvo užkratas buvo kontinuumas, generuojamas 5 mm storio YAG kristale, kaupinant 1030 nm bangos ilgio 280 fs trukmės impulsais. To paties skaidulinio lazerio antroji harmonika (515 nm) buvo naudota OPA kaupinimui. Tiek kaupinimas, tiek užkratas buvo sutapatinti erdvėje dielektrinių dangų dichroiniu veidrodžiu (DV). Kaupinimo spinduliuotė buvo fokusuojama sferiniu ($f=+100$ mm), o užkratas +100 mm židinio nuotolio achromatinium lęšiu. Tiek kaupinimo pluoštas, tiek suformuotas užkrato pluoštas buvo fokusuojamas į 60 μm dydžio dėmę netiesiniame kristale. Laikinis kaupinimo ir užkrato pluoštų persiklojimas netiesiniame kristale suderintas naudojant vėlinimo liniją, kuria keičiamas kaupinimo optinis kelias. Kaip minėta,

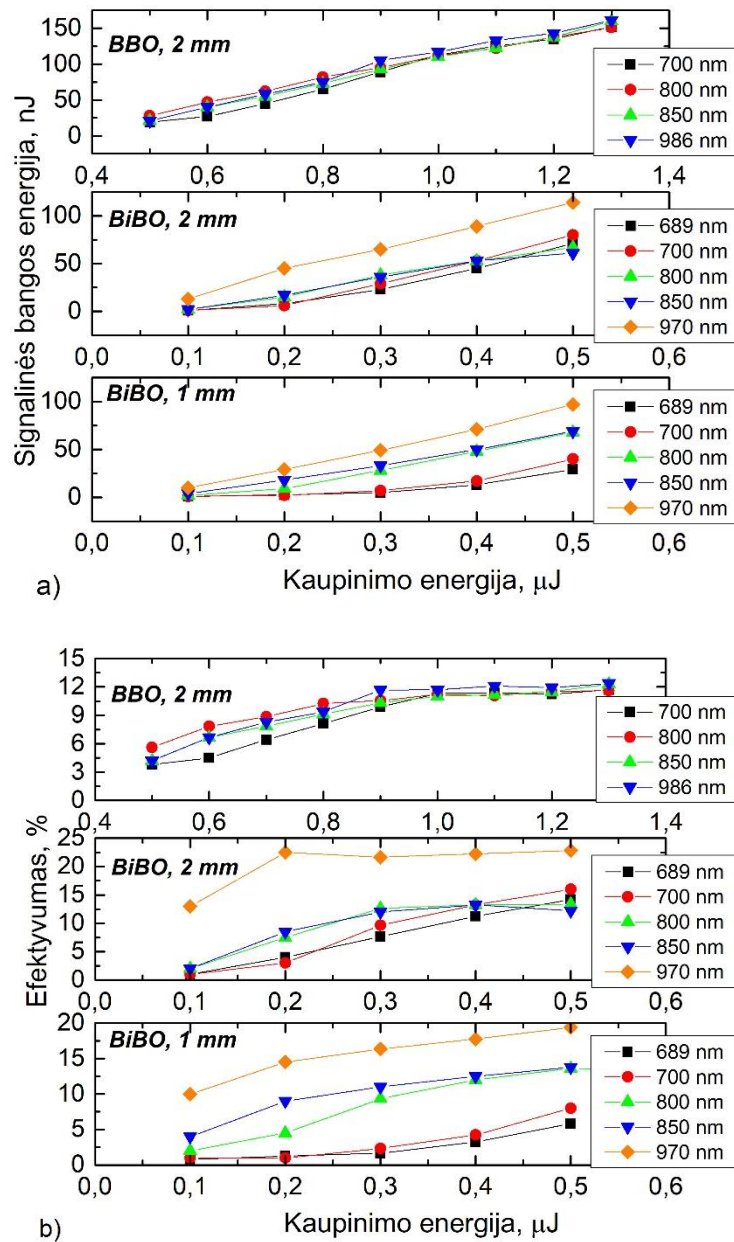


5.2.1 pav. Kolinearaus OPA, kurio užkratas generuojamas YAG kristale, optinė schema.

kontinuumo stiprinimui pasirinktas I tipo BBO (2 mm storio) ir I tipo BiBO (2 mm ir 1 mm storio) kristalai. BBO yra neigiamas vienašis netiesinis kristalas, todėl I tipo sąveikoje dalyvauja $oo-e$ poliarizacijų bangos. Naudojamo BBO kristalo fazinio sinchronizmo kampas θ lygus $23,4^\circ$, kampas φ lygus 90° . Tuo tarpu tyrime naudotas BiBO kristalas yra dviašis, išpjautas yz plokštumoje ($\theta=171^\circ$, $\varphi=90^\circ$), o I tipo tribangėje sąveikoje dalyvauja $ee-o$ bangos. Sustiprintas signalas nuo kaupinimo atskirtas dichroiniais veidrodžiais (S1, S2). Signalinės bangos spektro registravimui pasitelktas optinis spektro analizatorius *YOKOGAWA AQ6370D*, o šalutinės bangos spektro registravimui papildomai naudojamas kitas optinis spektro analizatorius *YOKOGAWA AQ6375B*, registruojantis signalą spektro ruože nuo 1,2 μm iki 2,4 μm .

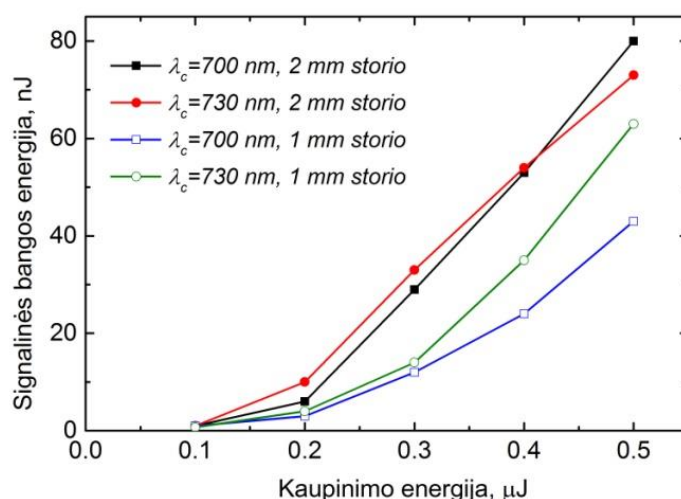
Signalinės bangos vidutinė galia registruojama fotodiodiniu galios matuokliu *Thorlabs S130C*, o parametrinio stiprinimo metu generuojamos šalutinės bangos galia matuojama terminiu jutikliu *Thorlabs S310C*.

Atskirų kontinuumo spektrinių sričių stiprinimo charakteristikos ir efektyvumo priklausomybės nuo kaupinimo energijos BBO ir BiBO kristaluose parodytos 5.2.2 pav. Matuojant OPA stiprinimo charakteristikas kaupinimo energija keičiama slopintuvu, kurį sudaro fazinė plokštelė ir



5.2.2 pav. Atskirų kontinuumo spektrinių sričių stiprinimo charakteristikos (a) ir efektyvumo priklausomybė nuo žadinančių impulsų energijos (b) naudojant BBO ir BiBO netiesinius kristalus.

poliarizatorius (5.2.1 pav. neparodyta). Iš išmatuotų stiprinimo charakteristikų matyti, jog BBO kristalo atveju stiprinimo sosis pasiekama prie 1 μJ kaupinimo energijos. Pasiektas 10-12 % stiprinimo efektyvumas signalinės bangos spektro ruože. Tuo tarpu stiprinant kontinuumą 2 mm storio BiBO kristale 10-12 % stiprinimo efektyvumas pasiekiamas prie $\sim 2,5$ karto žemesnės kaupinimo energijos, t.y 0,4 μJ (5.2.2b pav.). Rezultata, kad efektyvus stiprinimas BiBO kristale pasiekiamas prie kelis kart žemesnės kaupinimo impulsų energijos nei BBO kristale, galima paaiškinti didesniu BiBO kristalo netiesiškumu. Netiesinis efektyvumas d_{eff} , BBO kristalui yra 2 pm/V, o BiBO kristalui 2,97 pm/V [112]. Lyginant išmatuotas stiprinimo charakteristikas BiBO kristaluose matyti, kad trumpabangio kontinuumo spektro krašto stiprinimo elgesys yra skirtingas. Ilgesniame BiBO kristale trumpabangio kontinuumo spektro krašto energija auga tiesiškai didinant kaupinimo energiją,



5.2.3 pav. Trumpabangio kontinuumo spektro krašto stiprinimo charakteristikos naudojant 2 mm ir 1 mm storio BiBO kristalus.

tuo tarpu 1 mm kristale, nepaisant eksponentinio signalinės bangos energijos augimo, prie to pačio kaupinimo signalinės bangos energija yra mažesnė (5.2.3 pav.).

Kitas nemažiau svarbus aspektas, į kurį reikia atsižvelgti konstruojant femtosekundines derinamo dažnio lazerines sistemas, yra OPA stiprinimo juostos plotis. Kuriant tokias sistemas reikalingas plačiajuostis

stiprintuvas. Siekiant gauti plačiaujustį stiprinimą reikia užtikrinti, kad fazinis nederinimas (*angl. phase mismatch*) būtų kuo mažesnis dominančiame spektro ruože. Kitaip sakant, fazinio sinchronizmo sąlyga turi būti tenkinama įvairiems signalinės ir šalutinės bangų dažnių rinkiniams. Nekolinarus OPA atveju platus fazinis sinchronizmas išpildomas pozicionuojant kristalą taip, kad kampas tarp kaupinimo ir užkrato bangų sudarytų vadinamąjį magiškąjį kampą. Tuo tarpu kolinarus OPA stiprinimo juosta yra žymiai siauresnė nei nekolinarus, tačiau stiprinamos spinduliuotės centrinį bangos ilgį galima keisti keičiant netiesinio kristalo fazinio sinchronizmo kampą θ . Taip pat kolinarus OPA atveju generuojama šalutinė banga neturi kampinės dispersijos, skirtingai nei nekolinarus OPA atveju. Šalutinės bangos su didele kampine dispersija tolesnis panaudojimas gan komplikotas, todėl šiame darbe buvo pasirinkta koliniari OPA konfigūracija.

Keičiant BiBO kristalo fazinio sinchronizmo kampą nuo $178,3^{\circ}$ iki $166,7^{\circ}$ gautas signalinės bangos centrinio bangos ilgio derinimas spektro ruože nuo 689 nm iki 970 nm, o naudojant BBO kristalą – nuo 650 nm iki 970 nm, kai kampas θ keičiamas nuo $21,1^{\circ}$ iki $23,4^{\circ}$. Signalinių bangų spektro pločiai BBO ir BiBO kristalų atvejais yra skirtingi. Taip yra todėl, kad kolinarus parametrinio stiprintuvo dažnių juosta priklauso nuo netiesinio kristalo parametrų, tokių kaip kristalo storis ir grupinių greičių nederinimas tarp signalinės ir šalutinės bangų. Kolinarus OPA stiprinamų dažnių juosta su minėtais netiesinio kristalo parametrais susijusi tokiu sąryšiu [113]:

$$\Delta\nu = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L \left| 1/v_{g2} - 1/v_{g1} \right|}} \quad (5.2.1)$$

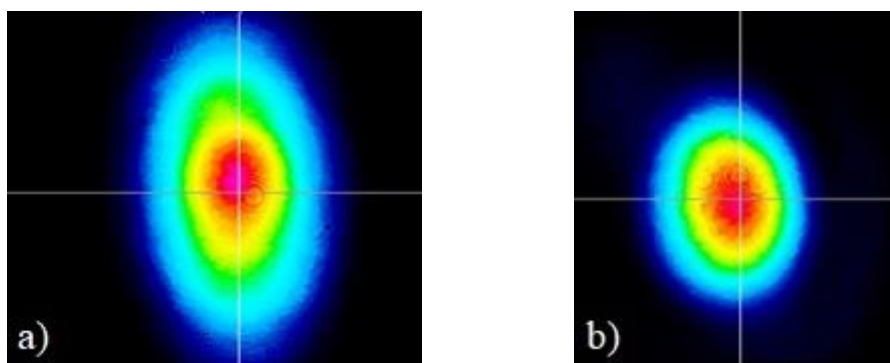
čia Γ – stiprinimo koeficientas, L – kristalo storis, v_{g2} , v_{g1} – signalinės ir šalutinės bangų grupiniai greičiai. Mažėjant grupinių greičių nederinimui, pvz. I tipo sąveikos atveju artėjant prie išsigimusiojo režimo, stiprinimo kontūras plėtėja, tačiau, kai signalinės ir šalutinės bangos dažniai sutampa, stiprinimo juostos plotis vis tiek nėra begalinis - išraiškoje reikia įskaityti antros eilės dispersiją (grupinių greičių dispersiją). Iš išraiškos taip pat akivaizdu, kad kuo

trumpesnis kristalas, tuo platesnė stiprinimo juosta. Iš šiame darbe naudojamų netiesinių kristalų plačiausia stiprinimo juosta pasižymi BBO kristalas. Tai matyti iš 5.2.1 lentelėje pateiktų išmatuotų sustiprinto signalo spektro pločių ir

5.2.1 lentelė. Stiprinamos bangos spektro pločio ir jį atitinkančių spektriškai ribotų impulsų trukmių BiBO ir BBO kristaluose palyginimas

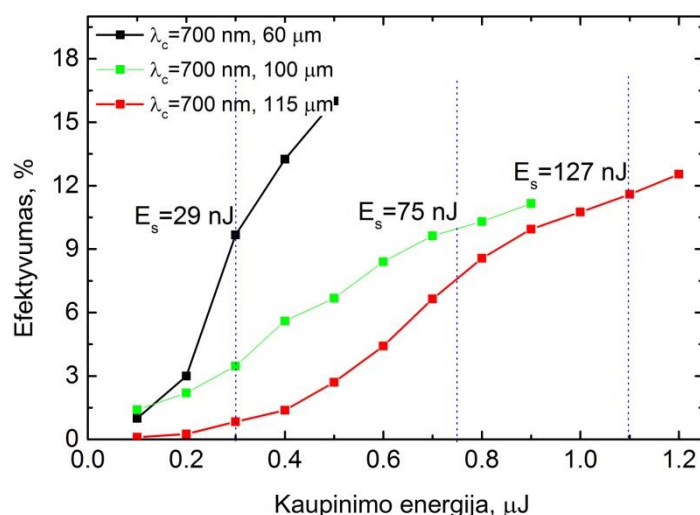
λ_c , nm	BiBO 2 mm		BiBO 1 mm		BBO 2 mm	
	$\Delta\lambda$, nm	τ_{TL} , fs	$\Delta\lambda$, nm	τ_{TL} , fs	$\Delta\lambda$, nm	τ_{TL} , fs
689	9,94	86,7	13,4	64	15,8	45
700	15,3	73	14	63	25,8	39
800	19,4	59	25	47	34	29
850	18	50	43	34	46	32
880	25,3	37,5	58	26		
970	33	52	33	61	13,4	114

suskaičiuotų spektriškai ribotų impulsų trukmių šiems kristalams. Taigi BBO kristalo stiprinimo juosta platesnė, nei BiBO kristalo, todėl tai leidžia gauti trumpesnes signalinės bangos trukmes (po spaudimo). Tačiau BiBO kristale pakanka 2,5 karto mažesnės kaupinimo energijos, kad būtų pasiektas toks pat stiprinimo efektyvumas kaip BBO kristale. Kaip minėta anksčiau, šiame eksperimente tiek kaupinimo pluoštas, tiek užkrato pluoštas fokusuojamas į 60 μm dydžio dėmę netiesiniame kristale. Naudojant siaurus optinius pluoštus dvejopai laužiančiame netiesiniame kristale pasireiškia nepageidaujamas efektas - optinio pluošto skersinis poslinkis. Šis efektas gali riboti stiprinimo efektyvumą, o sustiprinto signalo pluoštas tampa eliptinis. Sustiprinto kontinuumo pluošto profilis artimame lauke BiBO 2 mm storio kristalo atveju, kai kaupinimo ir užkrato dėmės kristale 60 μm , parodytas 5.2.4a pav. Kaupinimo pluošto skėstis yra artima BBO ir BiBO kristalo sinchronizmo juostai, todėl gautas astigmatinis signalinės bangos pluoštas. Šį efektą galima sumažinti didinant pluoštų diametrus netiesiniame kristale ir tai patvirtina 5.2.4b pav. parodytas sustiprinto kontinuumo pluošto profilis artimame lauke, kai pluoštų skersmuo kristale 100 μm . Didinant kaupinimo pluoštą netiesiniame kristale, spinduliuotės smailinis intensyvumas sumažėja, todėl norint tai kompensuoti ir gauti tą patį stiprinimo efektyvumą, reikia didinti



5.2.4 pav. 2 mm storio BiBO kristale sustiprinto kontinuumo pluošto profilis artimame lauke, kai užkrato ir kaupinimo pluoštų diametrai 60 μm (a) ir 100 μm (b).

kaupinimo energiją. Tokią energinių ir erdviųjų kaupinimo charakteristikų didinimo tendenciją iliustruoja 5.2.5 pav. parodytos išmatuotos stiprinimo efektyvumo priklausomybės nuo kaupinimo energijos 2 mm storio BiBO kristale, kai kaupinimo ir užkrato pluoštų diametrai netiesiniame kristale 60 μm , 100 μm ir 115 μm . Vertikalios punktyrinės linijos 5.2.5 pav. žymi vienodą kaupinimo spinduliuotės energijos tankį, kurį, padidinus pluoštų erdvinis matmenis netiesiniame kristale, atitinka tam tikra kaupinimo energija. Kadangi, didinant erdvinis pluoštų matmenis stiprinimo efektyvumas esant vienodam smailiniam intensyvumui gaunamas panašus ($\sim 10\%$), sustiprinto signalo energija auga. Greta vertikalinių punktyrinių linijų sankirtos su



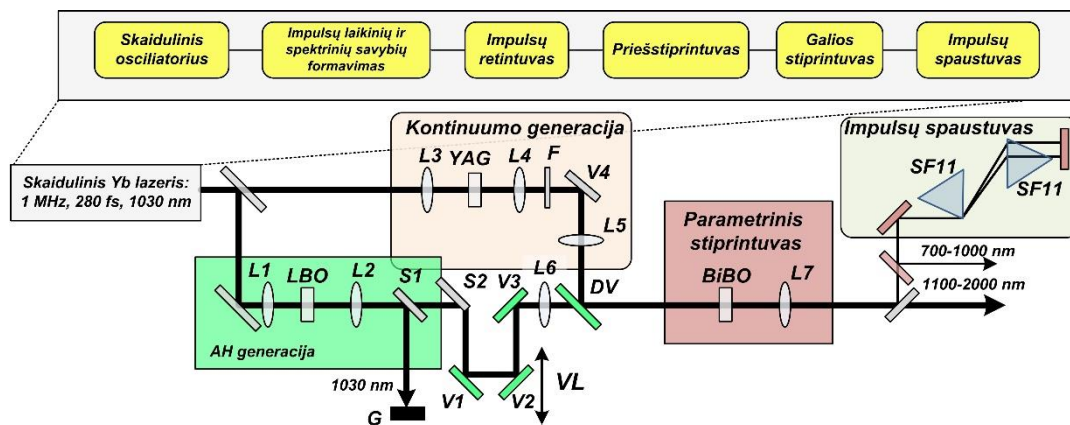
5.2.5 pav. Kontinuumo spektrinės srities ties 700 nm bangos ilgiu stiprinimo efektyvumo charakteristikos 2 mm storio BiBO kristale, kai užkrato ir kaupinimo pluošto diametrai 60 μm , 100 μm ir 115 μm .

eksperimentiškai išmatuotomis charakteristikomis nurodyta pasiekama signalinės bangos energija. Panašus signalinės bangos energijos augimas didinant pluoštų diametrus stebimas stiprinant ir kitus kontinuumo spektrinius ruožus. Taigi padidinus pluoštų diametrus beveik dvigubai, 2 mm BiBO kristalo atveju kaupinimo energiją tenka padidinti iki $\sim 1 \mu\text{J}$, o 2 mm BBO kristalo atveju reikėtų $\sim 3 \mu\text{J}$ kaupinimo energijos.

Apibendrinant šio skyrelio rezultatus, galima teigti, jog nepaisant šiek tiek siauresnės stiprinimo juostos BiBO kristalas, dėl didesnio netiesiškumo, yra patrauklus pasirinkimas kolineariam optiniam parametriniam stiprintuvui, ypač jei nesiekama itin trumpų (<30 fs) impulsų.

5.3 Derinamų spektrinių charakteristikų femtosekundinė sistema kaupinama skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu

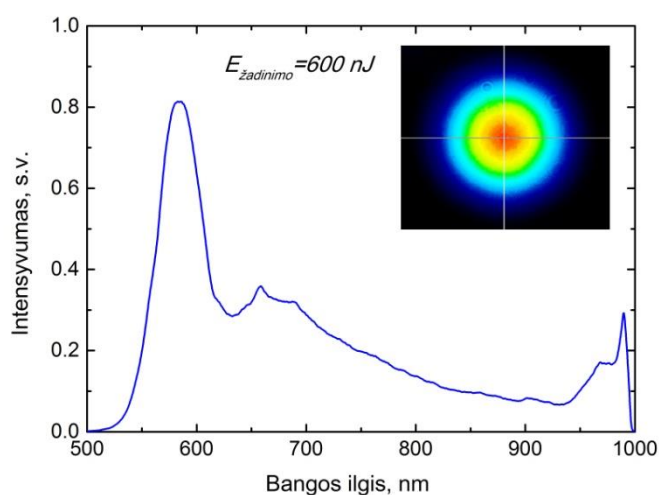
Šiame skyriuje aprašoma derinamų spektrinių charakteristikų femtosekundinių impulsų lazerinė sistema, paremta optiniu parametriniu stiprintuvu, kaupinamu femtosekundiniu skaiduliniu lazeriu. Sistemos blokinė schema parodyta 5.3.1 pav. Optinį parametrinį stiprintuvą kaupinančiojo skaidulinio lazerio schema ir impulsų laikinės ir spektrinės charakteristikos aptartos 4.1 skyriuje. Lazerio impulsų pasikartojimo dažnis 1 MHz, o impulsų trukmė 280 fs. Femtosekundinio iterbio lazerinio šaltinio spinduliuotė pluošto



5.3.1 pav. Derinamų spektrinių charakteristikų femtosekundinės sistemos, kaupiamos skaiduliniu femtosekundiniu lazeriu, principinė optinė grandinė.

dalikliu dalinama į dvi dalis, kurių viena naudojama OPA kaupinimui, o kita – užkrato generacijai. Optinis parametrinis stiprintuvas kaupinamas antra skaidulinio lazerio harmonika ($\lambda=515$ nm), generuojama netiesiniame 3,7 mm ilgio LBO kristale. Naudojamo LBO kristalo fazinio sinchronizmo kampas θ lygus 90° , kampas ϕ lygus $13,8^\circ$. Fundamentinės spinduliuotės fokusavimui naudojant +300 mm židinio lęšį (L1) LBO kristale suformuota ~ 200 μm dydžio dėmė. Gautas 65 % fundamentinės spinduliuotės keitimo į antrą harmoniką efektyvumas. Panašiai tokį pat keitimo efektyvumą būtų galima gauti naudojant BBO kristalą, tačiau LBO kristalas pasirinktas dėl 7 kartus mažesnio skersinio poslinkio kampo (walk-off angle), nei BBO kristalo [112]. Tokiu būdu sumažinamas antros harmonikos pluošto astigmatiškumas

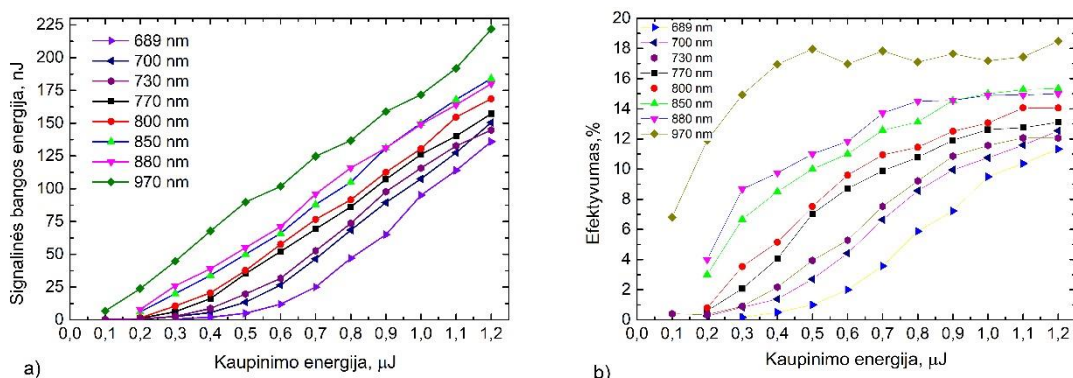
kaupinant siaurais pluoštais. Antros harmonikos pluoštas buvo kolimuotas +400 mm židinio lęšiu (L2), separatoriais S1 ir S2 atskirtas nuo likutinės fundamentinės spinduliuotės ir veidrodžiais V1-V3 nukreiptas į parametrinį stiprintuvą. Kita skaidulinio lazerio spinduliuotės dalis, kaip minėta, buvo naudota OPA užkrato generacijai. Remiantis atliktais kontinuumo generacijos tyrimais, aprašytais 5.1 skyriuje, kontinuumo generacijai buvo pasirinktas 5 mm storio YAG kristalas, 600 nJ žadinančių impulsų energija ir +40 mm židinio fokusuojantis lęšis ($N_a=0,025$). Generuojamo kontinuumo spektras, išmatuotas pasitelkus *Avantes* spektrometrą, parodytas 5.3.2 pav., o išmatuotas pluošto profilis parodytas išnašoje. Plataus spektro spinduliuotė buvo



5.3.2 pav. Kontinuumo, generuojamo 5 mm storio YAG kristale, kai žadinančių impulsų energija 600 nJ, o skaitinė apertūra 0,025 spektras; išnašoje – erdvinis kontinuumo pluošto skirstinys.

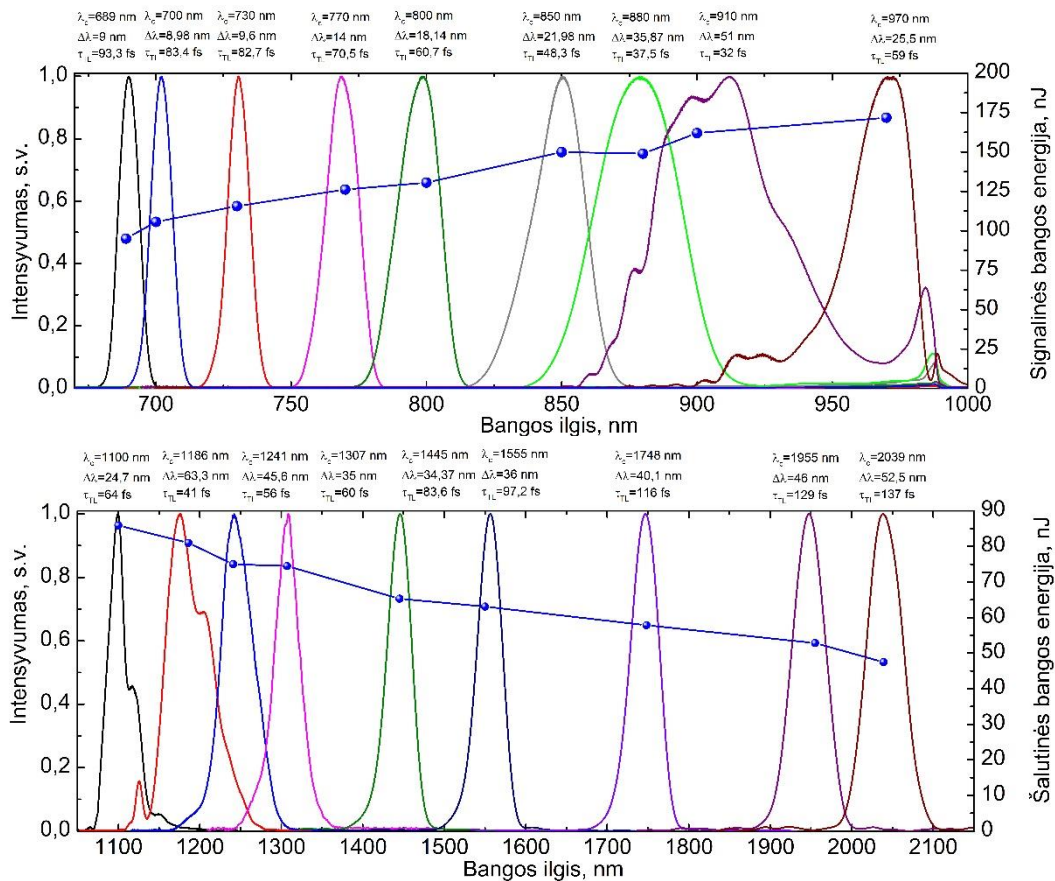
kolimuojama achromatiniu lęšiu ($f=+25$ mm, L4) ir atskirta nuo žadinančiosios spinduliuotės panaudojant trumpas bangas praleidžiantį filtrą (F). Trumpabangis kontinuumo kraštas (iki ~650 nm), kuris yra nestiprinamas, nuslopinamas dielektrinių dangų veidrodžiu (DV). Šiuo veidrodžiu taip pat apjungiami kaupinimo ir kontinuumo pluoštai, kurie nukreipiami į parametrinį stiprintuvą. Dielektrinio veidrodžio atspindinti danga pasižymi maža grupinių greičių dispersija spektro ruože nuo 650 nm iki 1000 nm. Tokiu atveju kontinuumo impulsai neišplinta, fazė nesugadinama, todėl po stiprinimo jie gali būti suspausti iki spektriškai ribotų trukmių panaudojant prizmių porą.

Konstruojant derinamų spektrinių charakteristikų lazerinę sistemą, kontinuumo stiprinimui pasirinktas 2 mm storio BiBO kristalas. Šį pasirinkimą lėmė didesnis, nei BBO kristalo, netiesiškumas, leidžiantis pasiekti efektyvų stiprinimą naudojant mažesnę kaupinimo impulsų energiją. Kaupinimo pluoštas fokusuojamas į BiBO kristalą +250 mm židinio lęšiu, o kontinuumo pluoštas +150 mm židinio achromatiniu lęšiu. Tiek kaupinimo pluoštas, tiek užkrato pluoštas fokusuojamas į 115 μm dydžio dėmę netiesiniame kristale. Laikinis kaupinimo ir kontinuumo impulsų persiklojimas netiesiniame kristale derinamas vėlinimo linija (VL, 5.3.1 pav.), o stiprinamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis keičiamas keičiant BiBO kristalo fazinio sinchronizmo kampą. BiBO kristalo atveju keičiant fazinio sinchronizmo kampą nuo 178,3° iki 166,7° signalinės bangos centrinį bangos ilgį galima keisti spektro ruože nuo 689 nm iki 970 nm. Išmatuotos atskirų kontinuumo spektrinių sričių stiprinimo ir energijos keitimo efektyvumo charakteristikos parodytos 5.3.3 pav. Iš stiprinimo charakteristikų matyti, jog atskiros kontinuumo spektrinės sritys stiprinasi ne vienodai. Nepaisant to, kad trumpabangio kontinuumo krašto energija yra didesnė, nei ilgabangio, trumpabangis kontinuumo kraštas stiprinamas prasčiau. Skirtingas atskirų kontinuumo spektrinių sričių stiprinimas gali būti siejamas su BiBO kristalo netiesinio efektyvumo priklausomybe nuo bangos ilgio – d_{eff} didėja didėjant bangos ilgiui. Dėl šios priežasties, priklausomai nuo stiprinamo kontinuumo spektrinio ruožo gautas



5.3.3 pav. Atskirų kontinuumo spektrinių sričių stiprinimo charakteristikos (a) ir efektyvumo priklausomybė nuo žadinančių impulsų energijos (b) naudojant 2 mm storio BiBO kristalą, kai užkrato ir kaupinimo pluoštų diametrai netiesiniame kristale 115 μm.

9,5-17 % stiprinimo efektyvumas signalinėms bangoms, kaupinant 1 μJ energijos ir 280 fs trukmės impulsais. Jei įskaityti stiprinimo metu generuojamos šalutinės bangos energiją, tai bendras kaupinimo keitimo į signalinę ir šalutinę bangas efektyvumas siekia 13-25 %.

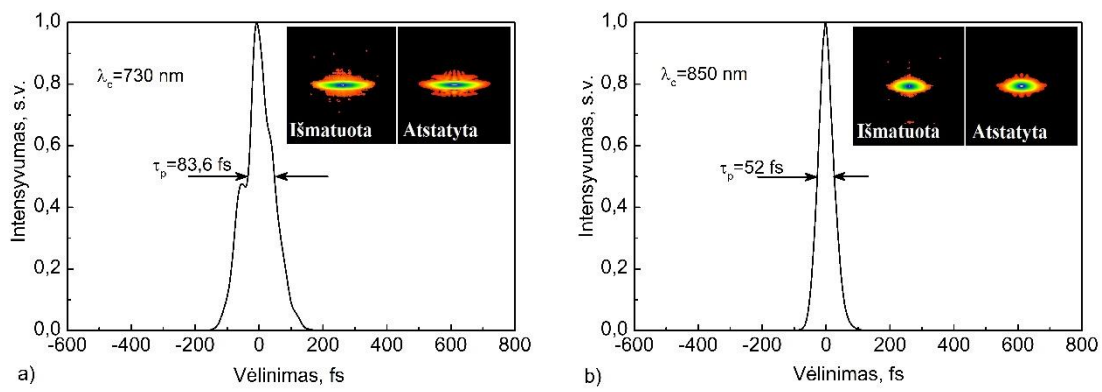


5.3.4 pav. Impulsų spektrai femtosekundinės sistemos išėjime derinant bangos ilgį.

Kaip minėta anksčiau, stiprinamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis keičiamas sukant kristalą, tokiu būdu fazinio sinchronizmo sąlyga tenkinama vis kitiems signalinės ir šalutinės bangų dažnių rinkiniams. Sukurtos lazerinės sistemos derinimo charakteristikos parodytos 5.3.4 pav. Iš jų matyti, jog tolydus spinduliuotės centrinio bangos ilgio derinimas pasiekiamas spektro ruože nuo 689 nm iki 970 nm ir nuo 1100 nm iki 2039 nm (šalutinė banga). Virš kiekvieno spektro pateiktos išmatuotos signalinės/šalutinės bangos spektro pločio vertės (pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje) ir spektro plotį atitinkančios suskaičiuotos spektriškai ribotų impulsų trukmės. Šalia

parodytų sistemos derinimo charakteristikų atidėtas signalinės ir šalutinės bangų energijos kitimas, kai kaupinimo impulsų energija 1 μJ .

Po OPA signalinė ir šalutinė bangos atskiriamos dielektriniais veidrodžiais, o signalinė banga spaudžiama prizmių pora. Signalinės bangos spaudimui panaudotos Briusterio kampo prizmės, pagamintos iš sunkaus stiklo SF11. Impulsų trukmės matavimui buvo panaudotas dažninės skyros optinės sklendės metodas. 5.3.5 pav. parodytos suspaustos 730 nm ir 850 nm centrinio bangos ilgio signalinės bangos impulsų laikinės gaubtinės, atstatytos iš frogogramos, naudojant atstatymo algoritmą (*Swamp optics*). Ten pat



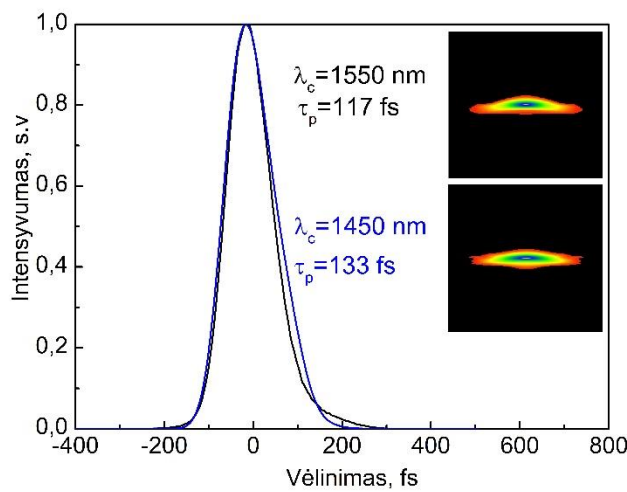
5.3.5 pav. Prizminiu spaustuviu suspaustų impulsų, kurių centriniai bangos ilgiai 730 nm (a) ir 850 nm (b) laikinės gaubtinės, atstatytos iš antrosios harmonikos FROG matavimo.

išnašose pateiktos išmatuotos ir atstatytos frogogramos. Remiantis literatūra [114,115] šiuo metodu išmatuota frogograma patikimai charakterizuoja impulsus, jei frogogramos atstatymo paklaida mažesnė nei 0,005 (256 \times 256 dydžio matricai). Visuose matavimuose frogogramos atstatymo paklaida neviršija minėtos vertės. Taigi 730 nm ir 850 nm centrinio bangos ilgio signalinės bangos buvo suspaustos iki 83,6 fs ir 52 fs trukmės atitinkamai. Kiti signalinės bangos spaudimo rezultatai, taip pat spektriškai ribotos trukmės pateiktos 5.3.1 lentelėje. Kaip matyti iš 5.3.1 lentelės, suspaustų impulsų trukmės yra artimos spektriškai ribotoms trukmėms. Parametrinio stiprinimo metu generuojamos šalutinės bangos impulsų trukmė taip pat buvo charakterizuojama naudojant jau minėtą dažninės skyros

5.3.1 lentelė. Prizmėmis suspaustos signalinės bangos trukmių palyginimas su spektru ribojama trukme.

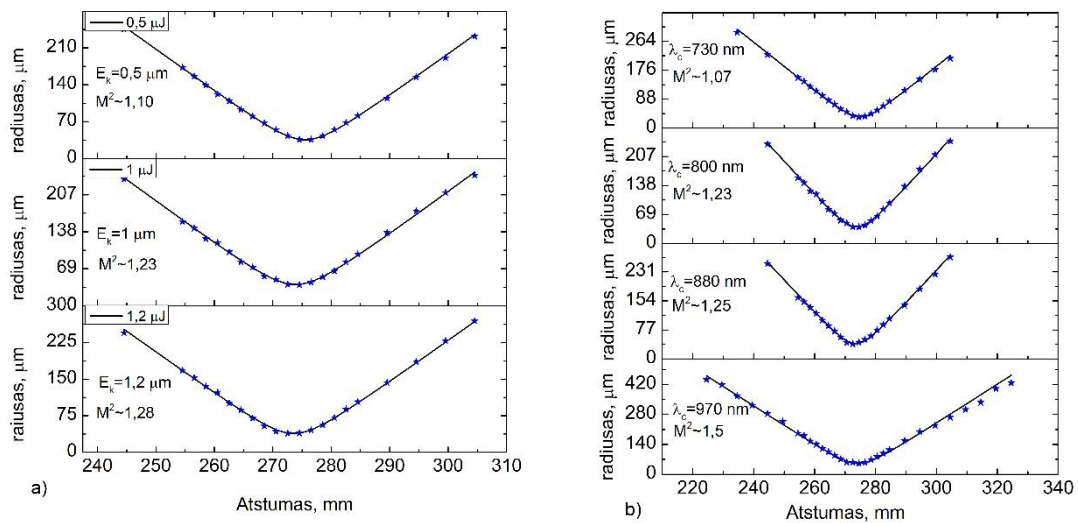
λ_c , nm	τ_p , fs	τ_{TL} , fs	$\Delta\lambda$, nm
730	83,6	82,7	9,6
770	72	70,5	14
800	62	60,7	18,14
850	52	48,3	21,98
880	39,2	37,5	35,87
910	47	32	51

optinės sklendės metoda. Šalutinių bangų, kurių centrinis bangos ilgis 1550 nm ir 1450 nm, impulsų gaubtinės, atstatytos iš frogogramų, parodytos



5.3.6 pav. Parametrinio stiprinimo metu generuojamų 1550 nm ir 1450 nm centrinio bangos ilgio šalutinių bangų laikinės gaubtinės, atstatytos iš antrosios harmonikos FROG matavimo.

5.3.6 pav., o impulsų trukmės atitinkamai 117 fs ir 133 fs. Galiausiai buvo atlikti sukurtos derinamos femtosekundinės sistemos pluošto erdvinės kokybės matavimai. Atliekant signalinės bangos pluošto M^2 matavimus pastebėta, jog pluošto M^2 parametras priklauso nuo kaupinimo energijos – didinant kaupinimo energiją, M^2 parametras blogėja. Ši tendencija matoma 5.3.7a pav., kuriame atidėtas 800 nm centrinio bangos ilgio signalinės bangos pluošto radiuso kitimas (mėlynos spalvos žvaigždutės), kai kaupinimo impulsų energija yra 0,5 μJ , 1 μJ ir 1,2 μJ . Matyti, jog prie 0,5 μJ kaupinimo energijos signalinės bangos pluošto sklaidimo faktorius M^2 yra 1,1 (jį nurodo parabolinė aproksimacija – mėlyna kreivė), o padidinus kaupinimo energiją iki 1,2 μJ , pablogėja iki 1,3. Matuojant kitų signalinių bangų pluošto erdvinę kokybę



5.3.7 pav. Pluošto spindulys (4σ) sistemos įėjime priklausomai nuo atstumo iki sąsmaukos padėties prie skirtingos kaupinimo impulsų energijos stiprinant spinduliuotę ties 800 nm bangos ilgiu (a) ir stiprinant skirtingas kontinuumo spektrines sritis, kai kaupinimo impulsų energija $1\ \mu\text{J}$ (b).

nustatyta, jog prie fiksuotos, $1\ \mu\text{J}$ kaupinimo energijos, pluošto M^2 parametras yra mažiausias 730 nm bangai (1,05), o didžiausias 970 nm bangai (1,5) (5.3.7b pav.).

5.4 Pagrindiniai rezultatai ir išvados

- Atlikti kontinuumo generacijos safyro, itrio aliuminio granato (YAG) ir itrio vanadato (YVO_4) kristaluose tyrimai žadinant 1 MHz pasikartojimo dažniu, 280 fs trukmės impulsais, kurių centrinis bangos ilgis 1030 nm. Išmatuoti kontinuumo generacijos slenksčiai, įvertinta kontinuumo generacijos trukmė vienoje kristalo padėtyje esant skirtingoms žadinančios spinduliuotės fokusavimo sąlygoms. Išmatuota, kad esant tam tikram žadinančios spinduliuotės fokusavimui ($\text{NA}=0,025$) ir žadinančio impulso energijai (600 nJ) YAG kristale generuojama kontinuumo spinduliuotė išvengiant greitos kristalo pažaidos, todėl tai leidžia tokį kontinuumą naudoti kaip užkrato šaltinį parametriniam stiprintuvui, veikiančiam aukštu pasikartojimo dažniu.
- Atliktais kontinuumo spinduliuotės stiprinimo BBO ir BiBO kristaluose eksperimentais parodyta, kad BiBO kristale, dėl didesnio šio kristalo netiesinio koeficiento d_{eff} , 10-12 % stiprinimo efektyvumas pasiekiamas esant 2,5 karto mažesnei kaupinimo impulsų energijai nei BBO kristalo atveju. Šiuo požiūriu BiBO kristalas yra tinkamesnis pasirinkimas skaidulinių lazerių, generuojančių kelių μJ energijos impulsus, spinduliuotės bangos ilgio keitimui.
- Sukurta ir eksperimentiškai realizuota lazerinė sistema, generuojanti 40-150 fs trukmės impulsus spektro ruože nuo 689 nm iki 2040 nm ir veikianti 1 MHz pasikartojimo dažniu. Sistema paremta kontinuumo generacija 5 mm storio YAG kristale bei parametriniu stiprinimu 2 mm storio BiBO kristale. Eksperimentiškai parodyta, kad efektyviam kontinuumo spinduliuotės stiprinimui 2 mm storio BiBO kristale pakanka $\sim 1 \mu\text{J}$ kaupinimo impulsų energijos, todėl tokia sistema patraukli siekiant keisti skaidulinių lazerių, generuojančių kelių μJ energijos ir kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsus, spinduliuotės centrinį bangos ilgį.

Disertacijos pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Mažos dispersijos (0,25-0,82 ps/nm) skaidulinės čirpuotos Brego gardelės panaudojimas skaiduliniame solitoniniu režimu veikiančiame pasyvio modų sinchronizacijos osciliatoriuje leido realizuoti visiškai skaidulinius osciliatorius, generuojančius 0,38-1,2 ps trukmės impulsus, kurie buvo panaudoti skaidulinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose. Skaitmeniniu modeliavimu ir eksperimentais buvo nustatyta, jog optimaliai parinkus skaidulinės čirpuotos Brego gardelės atspindžio juostos plotį galima ženkliai sumažinti solitoninio tipo osciliatoriams būdingų spektrinių smailių intensyvumą, nepadidinant generuojamų impulsų trukmės. Taip pat eksperimentais nustatyta, kad parabolinės formos, tiesiškai faziškai moduluotų impulsų generacija pilnai skaidulinėje osciliatoriaus stiprintuvo sistemoje galima naudojant santykinai ilgus, 380 fs trukmės impulsus, generuojamus skaidulinio osciliatoriaus.
2. Skaidulinėje čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoje, kurioje impulsai plečiami skaiduline čirpuota Brego gardele iki 300 ps trukmės, o spaudžiami 1600 režių tankio difrakcinėmis gardelėmis, impulsų spaustuvo įnešamos trečios eilės dispersijos kompensavimas optimizuojant impulsų plėstuvo čirpo profilį leidžia pasiekti aukštos laikinės kokybės, kelių šimtų femtosekundžių trukmės impulsus pilnai skaidulinėje osciliatoriaus/stiprintuvo sistemoje. Skaitmeniškai modeliuojant čirpuotų impulsų stiprinimo sistemas, kuriose pradiniai, skirtingos trukmės impulsai išplečiami laike iki 350 ps trukmės, o spektre iki 7,5 nm pločio ir spaudžiami 1600 režių tankio gardelėmis, nustatyta, jog geresnis suspaustų impulsų laikinis kontrastas pasiekiamas naudojant trumpesnius pradinius impulsus, kurie sistemoje prikaupia mažiau nekompensuojamos netiesinės fazės.

3. Eksperimentais nustatyta, kad skaidulinėje čirpuotų impulsų stiprinimo sistemoje, kurioje impulsai plečiami valdomos dispersijos čirpuota skaiduline Brego gardele, o spaudžiami fiksuotos dispersijos čirpuota tūrine Brego gardele, tiesinio plėstuvo/spaustuvo čirpo profilio iškraipymas riboja suspaustų impulsų laikinę kokybę, kurią pagerinti galima tik naudojant suderintų čirpo profilių plėstuvo/spaustuvo porą.

4. Atliktais kontinuumo spinduliuotės stiprinimo BBO ir BiBO kristaluose eksperimentais parodyta, kad BiBO kristale, dėl didesnio šio kristalo netiesinio koeficiento d_{eff} , 10-12 % stiprinimo efektyvumas pasiekiamas esant 2,5 karto mažesnei kaupinimo impulsų energijai, nei BBO kristalo atveju, todėl BiBO kristalas yra tinkamesnis pasirinkimas μJ eilės energijos impulsus generuojančių skaidulinių lazerių spinduliuotės bangos ilgio keitimui. Eksperimentiškai parodyta, kad kontinuumo generacija 5 mm storio YAG kristale ir kontinuumo stiprinimas 2 mm BiBO kristale leidžia realizuoti tokią lazerinę sistemą, kurioje generuojami 40-150 fs trukmės impulsai spektro ruože nuo 690 nm iki 2040 nm, kaupinant 1 μJ eilės energijos impulsais, generuojamais skaidulinio lazerio, veikiančio 1 MHz pasikartojimo dažniu. Šią spinduliuotės dažnio keitimo sistemą bus siekiama komercializuoti kompanijoje EKSPLA, taip išplečiant gaminamų femtosekundinių skaidulinių lazerių taikymo sritis.

Literatūros sarakšas

1. G. Cerullo and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1–18 (2003).
2. M. Nisoli, S. De Silvestri, V. Magni, O. Svelto, R. Danielius, and A. Piskarskas, "Highly efficient parametric conversion of femtosecond Ti:sapphire laser pulses at 1 kHz.," *Opt. Lett.* **19**, 1973–1975 (1994).
3. V. V. Yakovlev, B. Kohler, and K. R. Wilson, "Broadly tunable 30-fs pulses produced by optical parametric amplification," *Opt. Lett.* **19**, 2000–2002 (1994).
4. T. Wilhelm, J. Piel, and E. Riedle, "Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter," *Opt. Lett.* **22**, 1494-1496 (1997).
5. A. Baltuška, T. Fuji, and T. Kobayashi, "Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control," *Opt. Lett.* **27**, 306-308 (2002).
6. M. Ghotbi, M. Ebrahim-Zadeh, V. Petrov, P. Tzankov, and F. Noack, "Efficient 1 kHz femtosecond optical parametric amplification in BiB₃O₆ pumped at 800 nm," *Opt. Express* **14**, 10621-10626 (2006).
7. B. R. Masters, P. T. C. So, C. Buehler, N. Barry, J. D. Sutin, W. W. Mantulin, and E. Gratton, "Mitigating thermal mechanical damage potential during two-photon dermal imaging," *J. Biomed. Opt.* **9**, 1265-1270 (2004).
8. P. G. Antal and R. Szipocs, "Tunable, low-repetition-rate, cost-efficient femtosecond Ti:sapphire laser for nonlinear microscopy," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **107**, 17–22 (2012).
9. K. Wang, T.-M. Liu, J. Wu, N. G. Horton, C. P. Lin, and C. Xu, "Three-color femtosecond source for simultaneous excitation of three fluorescent proteins in two-photon fluorescence microscopy," *Biomed. Opt. Express* **3**, 1972-1977 (2012).
10. S. H. Cho, B. E. Bouma, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Low-

- repetition-rate high-peak-power Kerr-lens mode-locked Ti:Al₂O₃ laser with a multiple-pass cavity," *Opt. Lett.* **24**, 417–419 (1999).
11. Á. Krolopp, A. Csákányi, D. Haluszka, D. Csáti, L. Vass, and A. Kolonics, "Handheld nonlinear microscope system comprising a 2 MHz repetition rate, mode-locked Yb-fiber laser for in vivo biomedical imaging," *Biomed. Opt. Express* **7**, 3531-3542 (2016).
 12. S. Tang, J. Liu, T. B. Krasieva, Z. Chen, and B. J. Tromberg, "Developing compact multiphoton systems using femtosecond fiber lasers," *J. Biomed. Opt.* **14**, 30508 (2009).
 13. J. Limpert, F. Roser, S. Klingebiel, T. Schreiber, C. Wirth, and T. Peschel, "The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 537–545 (2007).
 14. M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 219–241 (2014).
 15. C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High-power fibre lasers," *Nat. Photonics* **7**, 861–867 (2013).
 16. T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power," *Opt. Express* **19**, 255-260 (2011).
 17. A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam, and J. Rothhardt, "22 GW peak-power fiber chirped-pulse- amplification system," *Opt. Lett.* **39**, 6875–6878 (2014).
 18. F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.* **32**, 3495-3497 (2007).
 19. R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking," *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671–672 (1981).
 20. P. F. Moulton, "Tunable Solid-State Lasers," *Proc. IEEE* **80**, 348–364 (1992).

21. D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, B63 (2010).
22. C. Schriever, S. Lochbrunner, E. Riedle, and D. J. Nesbitt, "Ultrasensitive ultraviolet-visible 20 fs absorption spectroscopy of low vapor pressure molecules in the gas phase," *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 013107 (2008).
23. C. Dunsby, P. M. P. Lanigan, J. McGinty, D. S. Elson, J. Requejo-Isidro, I. Munro, N. Galletly, F. McCann, B. Treanor, B. Önfelt, D. M. Davis, M. A. A. Neil, and P. M. W. French, "An electronically tunable ultrafast laser source applied to fluorescence imaging and fluorescence lifetime imaging microscopy," *J. Phys. D. Appl. Phys.* **37**, 3296–3303 (2004).
24. N. Deguil, E. Mottay, F. Salin, P. Legros, and D. Choquet, "Novel Diode-Pumped Infrared Tunable Laser System for Multi-Photon Microscopy," *Microsc. Res. Tech.* **63**, 23–26 (2004).
25. M. E. Dickinson, E. Simbuerger, B. Zimmermann, C. W. Waters, and S. E. Fraser, "Multiphoton excitation spectra in biological samples," *J. Biomed. Opt.* **8**, 329 (2003).
26. R. A. Baumgartner and R. L. Byer, "Optical Parametric Amplification," *IEEE J. Quantum Electron.* **15**, 432–444 (1979).
27. S. Backus, C. G. Durfee, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "High power ultrafast lasers," *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 1207–1223 (1998).
28. Y.-W. Tzeng, Y.-Y. Lin, C.-H. Huang, J.-M. Liu, H.-C. Chui, H.-L. Liu, J. M. Stone, J. C. Knight, and S.-W. Chu, "Broadband tunable optical parametric amplification from a single 50 MHz ultrafast fiber laser.," *Opt. Express* **17**, 7304–7309 (2009).
29. M. Ebrahim-Zadeh, "Optical Parametric Oscillators: A New Generation," *CLEO/QELS: 2010 Laser Science to Photonic Applications*, San Jose, CA, 2010, pp. 1-2.
30. M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, and M. Ebrahim-Zadeh, "BiB₃O₆

- femtosecond optical parametric oscillator," *Opt. Lett.* **31**, 3128-3130 (2006).
31. R. Hegenbarth, A. Steinmann, G. Tóth, J. Hebling, and H. Giessen, "Two-color femtosecond optical parametric oscillator with 17 W output pumped by a 74 W Yb:KGW laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 1344-1352 (2011).
 32. F. Mörz, T. Steinle, A. Steinmann, and H. Giessen, "Multi-Watt femtosecond optical parametric master oscillator power amplifier at 43 MHz.," *Opt. Express* **23**, 23960–23967 (2015).
 33. C. Macias-Romero, V. Zubkovs, S. Wang, and S. Roke, "Wide-field medium-repetition-rate multiphoton microscopy reduces photodamage of living cells," *Biomed. Opt. Express* **7**, 1458-1467 (2016).
 34. T. V Andersen, O. Schmidt, C. Bruchmann, and J. Limpert, "High repetition rate tunable femtosecond pulses and broadband amplification from fiber laser pumped parametric amplifier Abstract :," **14**, 1562–1564 (2006).
 35. 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**, 16729-16736 (2007).
 36. C. Kong, C. Pilger, H. Hachmeister, X. Wei, T. H. Cheung, C. S. W. Lai, T. Huser, K. K. Tsia, and K. K. Y. Wong, "Compact fs ytterbium fiber laser at 1010 nm for biomedical applications.," *Biomed. Opt. Express* **8**, 4921–4932 (2017).
 37. K.-C. Li, L. L. H. Huang, J.-H. Liang, and M.-C. Chan, "Simple approach to three-color two-photon microscopy by a fiber-optic wavelength convertor," *Biomed. Opt. Express* **7**, 4803-4815 (2016).
 38. W. Liu, S. Chia, H. Chung, R. Greinert, F. X. Kärtner, and G. Chang, "Energetic ultrafast fiber laser sources tunable in 1030–1215 nm for deep tissue multi-photon microscopy," *Opt. Express* **25**, 6822-6831 (2017).
 39. F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, and A. Tünnermann, "90 W average power 100 μ J energy femtosecond

- fiber chirped-pulse amplification system," *Opt. Lett.* **32**, 2230-2232 (2007).
40. J. Limpert, F. Röser, T. Schreiber, and A. Tünnermann, "High-power ultrafast fiber laser systems," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 233–244 (2006).
 41. C. Xu and F. W. Wise, "Recent advances in fibre lasers for nonlinear microscopy," *Nat. Photonics* **7**, 875–882 (2013).
 42. W. Liu, C. Li, Z. Zhang, F. X. Kärtner, and G. Chang, "Self-phase modulation enabled, wavelength-tunable ultrafast fiber laser sources: an energy scalable approach," *Opt. Express* **24**, 15328-15340 (2016).
 43. M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, and D. S. Chemla, "Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers.," *Opt. Lett.* **14**, 370–372 (1989).
 44. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
 45. 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**, 561–574 (2009).
 46. M. Bradler, P. Baum, and E. Riedle, "Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μ J pump pulses," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **97**, 561–574 (2009).
 47. W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. M. Man, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2148 (2002).
 48. G. Genty, S. Coen, and J. M. Dudley, "Fiber supercontinuum sources (Invited)," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1771-1785 (2007).
 49. A. Dubietis, R. Suminas, V. Jukna, and A. Couairon, "Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media (Invited Review)," *Lith. J. Phys.* **57**, 113–157 (2017).
 50. J. Limpert, F. Roser, D. N. Schimpf, E. Seise, T. Eidam, S. Hadrich, J.

- Rothhardt, C. J. Misas, and A. Tünnermann, "High Repetition Rate Gigawatt Peak Power Fiber Laser Systems: Challenges, Design, and Experiment," *Sel. Top. Quantum Electron. IEEE J.* **15**, 159–169 (2009).
51. L. Shah and M. Fermann, "High-power ultrashort-pulse fiber amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13**, 552–558 (2007).
 52. J. Limpert, F. Salin, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser," *Society* **13**, 2003–2006 (2005).
 53. F. Röser, J. Rothhardt, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "131 W 220 fs fiber laser system," *Opt. Lett.* **30**, 2754–2756 (2005).
 54. J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Opt. Lett.* **25**, 442 (2000).
 55. T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, J. Rothhardt, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers," *Opt. Express* **19**, 8656 (2011).
 56. J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H. J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: Effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation," *Light Sci. Appl.* **1**, 1–5 (2012).
 57. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Opt. Commun.* **56**, 219–221 (1985).
 58. M. Pessot, P. Maine, and G. Mourou, "1000 Times Expansion/compression of Optical Pulses for Chirped Pulse Amplification," *Opt. Commun.* **62**, 419–421 (1987).
 59. A. Galvanauskas, "Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 504–517 (2001).
 60. A. Galvanauskas, G. C. Cho, A. Hariharan, M. E. Fermann, and D. Harter, "Generation of high-energy femtosecond pulses in multimode-

- core Yb-fiber chirped-pulse amplification systems.," *Opt. Lett.* **26**, 935–937 (2001).
61. J. Limpert, T. Clausnitzer, a Liem, T. Schreiber, H. J. Fuchs, H. Zellmer, E. B. Kley, and a Tünnermann, "High-average-power femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.," *Opt. Lett.* **28**, 1984–1986 (2003).
 62. L. Kuznetsova and F. W. Wise, "Scaling of femtosecond Yb-doped fiber amplifiers to tens of microjoule pulse energy via nonlinear chirped pulse amplification.," *Opt. Lett.* **32**, 2671–2673 (2007).
 63. F. He, H. S. S. Hung, J. H. V Price, N. K. Daga, N. Naz, J. Prawiharjo, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, and C. P. Barty, "High energy femtosecond fiber chirped pulse amplification system with adaptive phase control.," *Opt. Express* **16**, 5813–5821 (2008).
 64. A. Galvanauskas, M. E. Ferman, and D. Harter, "All-fiber femtosecond pulse amplification circuit using chirped Bragg gratings," *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1053-1055 (1995).
 65. J. D. Minelly, A. Galvanauskas, M. E. Ferman, and D. Harter, "Femtosecond pulse amplification in cladding-pumped fibers," *Opt. Lett.* **20**, 1797–1799 (1995).
 66. A. Boskovic, M. J. Guy, S. V Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "All-fibre diode pumped, femtosecond chirped pulse amplification system," *Electron. Lett.* **31**, 877–879 (1995).
 67. J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber," *Opt. Express* **11**, 3332-3337 (2003).
 68. C. de Matos, J. Taylor, T. Hansen, K. Hansen, and J. Broeng, "All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber," *Opt. Express* **11**, 2832–2837 (2003).
 69. P. Zeil, V. Pašiškevičius, and F. Laurell, "Efficient spectral control and tuning of a high-power narrow-linewidth Yb-doped fiber laser using a

- transversely chirped volume Bragg grating," *Opt. Express* **21**, 4027–4035 (2013).
70. L. Glebov, "High-performance solid-state and fiber lasers controlled by volume Bragg gratings," *Rev. Laser Eng.* **41**, 684–690 (2013).
 71. O. Andrusyak, V. Smirnov, G. Venus, V. Rotar, and L. Glebov, "Spectral Combining and Coherent Coupling of Lasers by Volume Bragg Gratings," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **15**, 344–353 (2009).
 72. L. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua, and A. Glebov, "Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses," *Opt. Eng.* **53**, 51514 (2014).
 73. K.-H. Liao, M.-Y. Cheng, E. Flecher, V. I. Smirnov, L. B. Glebov, and A. Galvanauskas, "Large-aperture chirped volume Bragg grating based fiber CPA system," *Opt. Express* **15**, 4876–4882 (2007).
 74. G. Sobon, K. Krzempek, J. Tarka, and J. Sotor, "Compact, all-PM fiber-CPA system based on a chirped volume Bragg grating," *Laser Phys.* **26**, 15106 (2016).
 75. G. Chang, M. Rever, V. Smirnov, L. Glebov, and A. Galvanauskas, "Femtosecond Yb-fiber chirped-pulse-amplification system based on chirped-volume Bragg gratings," *Opt. Lett.* **34**, 2952–2956 (2009).
 76. M. Rever, S. Huang, C. Yabus, V. Smirnov, E. Rotari, and I. Cohanoschi, "200 fs , 50 W Fiber-CPA System based on Chirped-Volume-," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper CMBB2.
 77. G. Chang, M. Rever, V. Smirnov, L. Glebov, and A. Galvanauskas, "32 W femtosecond Yb-fiber CPA system based on chirped-volume-Bragg-gratings," 2008 Conf. Quantum Electron. Laser Sci. Conf. Lasers Electro-Optics, CLEO/QELS 2–3 (2008).
 78. L. B. Glebov, L. N. Glebova, V. I. Smirnov, F. L. Tel, M. Dubinskii, and L. D. Merkle, "Laser Damage Resistance of Photo-Thermo-

- Refractive Glass Bragg Gratings," presented at 15th Solid State and Diode Laser Technology Review, Albuquerque, NM, 3-6 June 2004.
79. H. A. Haus, "Mode-locking of lasers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 1173–1185 (2000).
 80. M. Baumgartl, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Impact of dispersion on pulse dynamics in chirped-pulse fiber lasers," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **107**, 263–274 (2012).
 81. F. Ilday, J. Chen, and F. Kärtner, "Generation of sub-100-fs pulses at up to 200 MHz repetition rate from a passively mode-locked Yb-doped fiber laser.," *Opt. Express* **13**, 2716–2721 (2005).
 82. C. K. Nielsen, K. G. Jespersen, and S. R. Keiding, "A 158 fs 5.3 nJ fiber-laser system at 1 μm using photonic bandgap fibers for dispersion control and pulse compression," *Opt. Express* **14**, 239–244 (2006).
 83. O. Katz and Y. Sintov, "Strictly all-fiber picosecond ytterbium fiber laser utilizing chirped-fiber-Bragg-gratings for dispersion control," *Opt. Commun.* **281**, 2874–2878 (2008).
 84. S. M. J. Kelly, "Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton," **28**, 806–808 (1992).
 85. G. P. Agrawal and H. A. Haus, *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (Academic, 2002).
 86. P. K. Mukhopadhyay, "Femtosecond pulse generation and amplification in Yb-doped fibre oscillator - Amplifier system," *Pramana - J. Phys.* **75**, 787–805 (2010).
 87. K. Viskontas, "Nanostruktūrinių darinių, skirtų skaidulinių lazerių modų sinchronizacijai, formavimas ir pritaikymas, eliminuojant laisvos erdvės elementus," (Daktaro disertacija, 2016).
 88. I. Harti, G. Imeshev, L. Dong, G. C. Cho, and M. E. Fermann, "Ultra-compact dispersion compensated femtosecond fiber oscillators and amplifiers," (CLEO). *Conf. Lasers Electro-Optics*, 2005. **3**, 4–6 (2005).
 89. D. N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann, "The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-

- pulse amplification systems.," *Opt. Express* **16**, 10664–10674 (2008).
90. T. Bartulevičius, S. Frankinas, A. Michailovas, R. Vasilyeu, V. Smirnov, F. Trepanier, and N. Rusteika, "Compact fiber CPA system based on a CFBG stretcher and CVBG compressor with matched dispersion profile," **25**, 22806–22812 (2017).
 91. K. Michailovas, A. Baltuska, A. Pugzlys, V. Smilgevicius, A. Michailovas, A. Zaukevicius, R. Danilevicius, S. Frankinas, and N. Rusteika, "Combined Yb/Nd driver for optical parametric chirped pulse amplifiers," *Opt. Express* **24**, 22261 (2016).
 92. J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H. Fuchs, E. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier," **10**, 628–638 (2002).
 93. V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey, and J. M. Dudley, "Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers," **19**, 461–469 (2002).
 94. D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Controlling the influence of SPM in fiber-based chirped-pulse amplification systems by using an actively shaped parabolic spectrum.," *Opt. Express* **15**, 16945–16953 (2007).
 95. M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010–6013 (2000).
 96. F. Design, "Modal properties of the DC-200 / 40-PZ-Yb LMA fiber," 1–4 (2013).
 97. V. Petrov, F. Noack, P. Tzankov, M. Ghotbi, M. Ebrahim-Zadeh, I. Nikolov, and I. Buchvarov, "High-power Femtosecond Optical Parametric Amplification at 1 kHz in BiB₃O₆ pumped at 800 nm," *Opt. Express* **15**, 556–563 (2007).
 98. V. Petrov, A. Gaydardzhiev, M. Ghotbi, I. Nikolov, I. Buchvarov, P. Tzankov, F. Noack, "Femtosecond optical parametric generators and amplifiers for the near infrared based on BiB₃O₆," *Proc.SPIE* **7501**, 1–10

- (2009).
99. R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W. J. Tomlinson, "Femtosecond white-light continuum pulses.," *Opt. Lett.* **8**, 1–3 (1983).
 100. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. S. J. Russell, "Supercontinuum generation in tapered fibers," *Opt. Lett.* **25**, 1415-1417 (2000).
 101. K. R. Wilson and V. V. Yakovlev, "Ultrafast rainbow: tunable ultrashort pulses from a solid-state kilohertz system," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 444-448 (1997).
 102. J. B. Ashcom, R. R. Gattass, C. B. Schaffer, and E. Mazur, "Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2317-2322 (2006).
 103. A. Brodeur and S. L. Chin, "Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 637–650 (1999).
 104. C. Nagura, A. Suda, H. Kawano, M. Obara, and K. Midorikawa, "Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media," *Appl. Opt.* **41**, 3735–3742 (2002).
 105. A. Steinmann, A. Killi, G. Palmer, T. Binhammer, and U. Morgner, "Generation of few-cycle pulses directly from a MHz-NOPA," *Opt. Express* **14**, 10627–10630 (2006).
 106. A. Killi, A. Steinmann, G. Palmer, and U. Morgner, "Megahertz optical parametric amplifier pumped by a femtosecond oscillator," **31**, 125–127 (2006).
 107. T. Stanislauskas, "Didelės galios stabilios gaubtinės fazės itin trumpų impulsų formavimas parametrinio stiprinimo sistemose," (Daktaro disertacija, 2016).
 108. A. G. Selivanov, I. A. Denisov, N. V. Kuleshov, and K. V. Yumashev, "Nonlinear refractive properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and YVO₄ laser crystals," *Appl. Phys. B* **83**, 61–65 (2006).
 109. C. Chen, T. Sasaki, R. Li, Y. Wu, Z. Lin, Y. Mori, Z. Hu, J. Wang, S.

- Uda, M. Yoshimura, and O. G, *Nonlinear Optical Borate Crystals: principal and Applications* (Wiley-VCH, 2012).
110. M. Ghotbi and M. Ebrahim-Zadeh, "990 mW average power, 52% efficient, high-repetition-rate picosecond-pulse generation in the blue with BiB₃O₆," *Opt. Lett.* **30**, 3395–3402 (2005).
 111. F. Silva, P. K. Bates, and J. Biegert, "from a collinear BiB₃O₆ optical parametric amplifier," **37**, 933–935 (2012).
 112. A. V. Smith, "SNLO nonlinear optics code (Ver. 60)," (2013).
 113. C. Manzoni and G. Cerullo, "Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers," *J. Opt.* **18**, 1–33 (2016).
 114. R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, and D. J. Kane, "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 3277–3295 (1997).
 115. K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, "Practical issues in ultrashort-laser-pulse measurement using frequency-resolved optical gating," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1253–1264 (1996).