

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

KIRILAS MICHAILOVAS

DIDELĖS VIDUTINĖS GALIOS PIKOSEKUNDINIS KAUPINIMO
ŠALTINIS FAZIŠKAI MODULIUOTŲ IMPULSŲ PARAMETRINIAM
STIPRINIMUI

Daktaro disertacija
Technologijos mokslai, medžiagų inžinerija (08T)

Vilnius, 2018

Disertacija rengta 2013–2017 metais Vilniaus universitete

Mokslinis vadovas – prof. habil. dr. Valerijus Smilgevičius Vilniaus universitetas, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija – 08T).

Padėka

Dėkoju vadovui prof. habil dr. Valerijui Smilgevičiui.

Dėkoju UAB „Ekspla“ ir visam šios firmos kolektyvui.

Dėkoju Audriui Pugžliui, Virginijai Petrauskienei ir visiems kitiems bendraautoriams.

Dėkoju tėvams Andrejui ir Natalijai, sesei Julijai, tetai Natalijai, bei Evai ir Marijai už palaikymą. Taip pat dėkoju savo senelei Liudmilai, kuri labiausiai iš visų jaudinosi dėl sėkmingo mano doktorantūros studijų baigimo.

Turinys

Įvadas	6
Aktualumas	11
Darbo tikslai ir uždaviniai.....	12
Darbo naujumas ir jo reikšmė.....	13
Ginamieji teiginiai	14
Autoriaus indėlis	16
Bendraautorių indėlis.....	16
Autoriaus publikacijos disertacijos tema	17
Pranešimai mokslinėse konferencijose	18
1. Lazeriniai stiprintuvai kietojo kūno aktyviųjų terpių pagrindu	21
1.1. Kietojo kūno lazerinių stiprintuvų aktyviosios terpės	21
1.2. Supaprastinti lazerinės veikos modeliai.....	22
1.2.1. Trijų lygmenų sistema	22
1.2.2. Keturių lygmenų sistema	23
1.3. Kaupinimo lazerio medžiagos parinkimas.....	24
1.4. Nd:YAG aktyvioji terpė.....	25
1.5. Yb:YAG aktyvioji terpė.....	26
1.6. Nd:YVO ₄ aktyvioji terpė	28
1.7. Spektrinių Nd:YAG ir Nd:YVO ₄ savybių priklausomybė nuo temperatūros	29
1.8. Šviesos impulsų stiprinimas kvantiniuose stiprintuvuose	33
1.9. Spinduliuotės saviveika aktyviosiose terpėse. B integralas.....	35
1.10. Šiluminiai reiškiniai aktyviojoje terpėje.....	38

1.11.	Čirpuotų impulsų stiprinimas (CPA).....	41
2.	Optinės grandinės skirtos pikosekundinių impulsų stiprinimui ir šiluminių reiškinių kompensavimui tyrimas	43
2.1.	Išvados	47
3.	Plokščios viršūnės pluošto formavimas lazeriniuose stiprintuvuose....	49
3.1.	Kam reikalingas pluošto formavimas	49
3.2.	Pluošto formavimo būdai.....	52
3.3.	Pluošto formavimas naudojant erdviškai kintamą banginę plošketę	55
3.4.	Išvados	62
4.	Pikosekundinių šviesos impulsų stiprintuvas (nečirpuoti impulsai)	64
4.1.	Išmatuoti stiprinimo sistemos parametrai stiprinant 50 ps trukmės impulsus.....	65
4.2.	Bandymai pagerinti stiprinimo sistemos pluošto kokybę.....	66
4.2.1.	Artimo Gauso intensyvumo skirstiniui pluošto stiprinimas ..	66
4.2.2.	Bandymai pagerinti pluošto fokusuojamumą naudojant adaptyvųjų veidrodį.	70
4.3.	Išvados	73
5.	Čirpuotų impulsų stiprinimo eksperimentai	74
5.1.	Čirpuotų impulsų stiprinimo pranašumai	74
5.2.	Eksperimentai su –2000 ps/nm plėstuvu	78
5.3.	CPA grandinės optimizavimas.....	88
5.4.	Išvados	110
	Pagrindiniai rezultatai ir išvados	112
	Literatūra.....	115

Įvadas

Lazeris yra puikus prietaisas fundamentiniams tyrimams. Iš šiuo metų žmonijos turimų technologijų tik lazerio spinduliuotė gali sukurti elektrinį lauką, kurio stipris būtų palyginamas su elektriniu lauku atomo viduje. Tai leidžia deformuoti atomo elektrinį lauką ir pasiekti reliatyvistines eksperimento sąlygas. Taip pat didelio intensyvumo trumpi femtosekundiniai ($\sim 10^{-15}$ s) lazerio impulsai yra naudojami generuojant aukštesnes harmonikas, tokiu būdu galima formuoti atosekundinės trukmės impulsus (10^{-18} s), leidžiančius su didele laikine skyra stebėti elektronų dinamiką molekulėse.

Tradiciškai, nuo 1985 metų, kai buvo pristatytas čirpuotų impulsų stiprinimas (angl. *Chirped Pulse Amplification* – CPA)[1], tokie femtosekundiniai didelės energijos impulsai yra generuojami titanu legiruoto safyro (angl. *Ti:sapphire*) aktyviosios terpės pagrindu sukurtose lazerinėse sistemose. Šiuo metu įvairiose laboratorijose funkcionuoja ir yra komerciškai prieinamos sistemos kurių išėjimo smailinė galia viršija 100 TW lygį. Tačiau dėl riboto Ti:safyro stiprinimo juostos pločio tolesnis tokių sistemų parametų tobulinimas yra sudėtingas. Norint gauti impulsus, kurių trukmė neviršija 35 fs, reikia kompensuoti spektro siaurėjimą stiprinimo metu. Geriausiu atveju, naudojant spektrinio filtravimo techniką, gaunamos maždaug 15–30 fs, priklausomai nuo stiprinimo masto. Pademonstruota sistema, kurioje, pasitelkiant spektrinį filtravimą, generuoti ~ 78 nm spektro pločio (pusės intensyvumo lygyje) impulsai, suspausti iki 22 fs trukmės [2]. Kita vertus, egzistuoja technologijos galinčios dalį tokios sistemos sugeneruojamos energijos paversti beveik vieno ciklo spinduliuote, pavyzdžiui spektro plėtra tuščiaviduriame šviesolaidyje (angl. *hollow core fiber*). Taip pat Ti:safyro sistemų išėjimo parametrai yra ribojami šiluminių reiškinių. Dėl šios priežasties tokių sistemų vidutinė galia neviršija 30–40 W.

Šiuo metu vienas pagrindinių ir perspektyviausių būdų generuoti didelės

energijos kelių optinių ciklų impulsus yra Lietuvos mokslininkų 1992 metais pasiūlyta technologija – optinis parametrinis čirpuotų impulsų stiprinimas (angl. *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification* - OPCPA) [3]. Ši technologija yra gera tuo, kad stiprinimas vyksta nekaupiant energijos stiprinimo terpėje, t.y. parazitiniai šiluminiai reiškiniai neriboja tokių lazerinių sistemų pasikartojimo dažnio ir vidutinės galios. Didelis pasikartojimo dažnis leidžia pagreitinti eksperimentinių duomenų surinkimą. Didelis OPCPA privalumas yra plati stiprinimo juosta. Tas leidžia generuoti trumpesnius nei 10 fs trukmės impulsus ir generuoti spinduliuotę ties skirtingais centriniais bangos ilgiais: 5 fs (1,7 optinio ciklo) ties 880 nm [4], 10,5 fs (1,5 optinio ciklo) ties 2100 nm [5], 67 fs (6,3 optinio ciklo) ties 3200 nm [6], ir 83 fs (6,4 optinio ciklo) ties 3900 nm [7]. Teoriškai OPCPA išėjimo spinduliuotės parametrai yra ribojami tik kaupinimo lazerio parametru, tačiau kai kuriais atvejais vis dėlto pasireiškia tokie parazitiniai reiškiniai, kaip kad šalutinės bangos (angl. *idler*) sugertis kristale dėl nepakankamai plataus jo skaidrumo lango. Naudojant OPCPA technologiją pavyksta pasiekti tiek aukštą smailinę galią (pvz., 16 TW) [8], tiek ir aukštą vidutinę galią – 53W [9]. Vienas didžiausių sunkumų konstruojant OPCPA sistemą – sukurti tinkamų parametru kaupinimo lazerį. Nemažiau svarbus yra signalinio ir kaupinimo impulsų sinchronizavimas. Patogiausias sinchronizavimo problemos sprendimas yra optinė sinchronizacija, kai ir signalinė, ir kaupinimo sistemos startuoja nuo vieno užkrato šaltinio (optinio osciliatoriaus). Pagal generuojamą impulso trukmę kaupinimo šaltinius galima suskirstyti į kelias grupes. Didelėms sistemoms, generuojančioms labai didelės energijos impulsus (džaulių eilės), naudojami nanosekundinės trukmės kaupinimo lazeriai, taip yra paaukojamas stiprinimo juostos plotis. Tokiose sistemos pasiekiamos šimtų femtosekundžių eilės impulsų trukmės [10, 11]. Naudojant ~50–100 pikosekundžių trukmės kaupinimo impulsus OPCPA sistemose yra stiprinami impulsai, kurių trukmės po spūdos yra mažesnės už 10 fs, o impulsų energijos siekia dešimtis mJ [12, 13]. Trečia grupė OPCPA kaupinimo lazerių yra sistemos generuojančios ~1 ps trukmės impulsus [5]. Aukšta tokių impulsų smailinė galia leidžia naudoti mažo ilgio netiesinius

kristalus parametriniuose stiprintuvuose ir gauti labai plačią stiprinimo juostą bei generuoti labai trumpus išėjimo impulsus. Neigiamas tokių trumpų kaupinimo impulsų panaudojimo aspektas yra padidintas sistemos jautrumas signalinio ir kaupinimo impulsų sinchronizacijos tikslumui: optinio kelio OPCPA sistemoje fliktuacijos dėl šiluminių reiškinių ir mechaninių nestabilumų gali būti pakankamai didelės, palyginti su kaupinimo impulso trukme. Tokios trukmės impulsai dažniausiai generuojami iterbio jonais legiruotose terpėse (Yb:YAG), naudojant CPA technologiją, taip pat, ir regeneraciniuose stiprintuvuose taikant plono disko technologijos (angl. *thin disk*) pagalba [14–16]. Plono disko technologija dar vadinama aktyviuoju veidrodžiu (angl. *active mirror*) [17]. Jos esmė yra aktyviosios terpės, kurios storis yra kur kas mažesnis už lazerinio pluošto diametrą, panaudojimas. Šaldymas vykdomas per galinį tokios aktyviosios terpės paviršių. Taip, maksimaliai priartinant šilumos išsiskyrimo zoną prie šaldytuvo, yra padidinamas šaldymo efektyvumas ir sumažinama neigiama šiluminių reiškinių įtaka pluoštui. Taip pat dėl mažo aktyviosios terpės ilgio sumažinama pluošto netiesinė saviveika. Dėl mažo kvantinio defekto šiai technologijai gerai tinkama Yb:YAG aktyvioji terpė [18].

Palyginti su neodimiu legiruotomis terpėmis, iterbiu legiruotos terpės išsiskiria mažesniu stiprinimo koeficientu, bet platesne stiprinimo juosta, leidžiančia pasiekti ~1 ps impulso trukmes. O neodimiu legiruotos terpės palaiko ~10–20 ps impulsų trukmes (8 ps trukmė pasiekta [19]). Tokia ~10–20 ps impulso trukmė yra įdomi OPCPA kaupinimui, nes yra kompromisas tarp didelės smailinės galios pasiekiamos kaupinant ~1 ps eilės trukmės impulsais bei mažo signalo ir kaupinimo impulsų jautrumo sinchronizacijos tikslumui, kaupinant ~50-100 ps trukmės impulsais. Tokia impulso trukmė taip pat galėtų palengvinti signalinio impulso spaudimą po stiprinimo, nes jį reikėtų mažiau plėsti prieš stiprinimą.

Atrodytų, kad Ti:safyro sistemos turėtų būti pamirštos ir OPCPA turėtų užimti jų vietą, bet iš tikrųjų taikant abi technologijas vienoje sistemoje gaunami labai geri rezultatai. Paskutinės tendencijos kuriant galingas lazerines sistemas –

OPCPA naudoti kaip užkrato šaltinį Ti:safyro sistemoms. Naudojant OPCPA, gali būti suformuotas didelės energijos ir tuo pat metu kur kas geresnio laikinio kontrasto nei Ti:safyro sistemose formuojamas, užkratas. Kai didžioji dalis stiprinimo yra atliekama OPCPA sistemoje, tai Ti:safyro stiprintuvuose stiprinimas gali siekti tik dešimtis kartų, vadinasi sumažėja spektro siaurinimas dėl stiprinimo. Ti:safyro sistemos tam puikiai tinka, mat išsiskiria geru stiprinimu ir didele sukaupta inversija, nes energija yra kaupiama stiprinimo terpėje. Ti:safyro stiprintuvai yra kaupinami gana paprastais ir pigiais nanosekundiniais lazeriais, generuojančiais džaulių eilės energijos impulsus, o OPCPA sistemų išėjimo parametrai yra ribojami kaupinimo lazerių sudėtingumu ir brangumu. Taigi tokia hibridinė technologija leidžia gauti didelės energijos dešimčių femtosekundžių trukmės impulsus, kurių laikinis kontrastas geras.

Efektyvus kaupinimo šaltinis OPCPA sistemai turėtų generuoti kuo didesnės energijos impulsus. Erdvinis pluošto intensyvumo skirstinys turėtų būti kuo homogeniškesnis. Pagrindiniams OPCPA sistemų taikymams svarbus kuo didesnis pasikartojimo dažnis, pagreitinantis eksperimentinių duomenų surinkimą, tačiau realybėje yra pasirenkamas kompromisas tarp pasikartojimo dažnio ir impulso energijos. Siekiant maksimalaus efektyvumo, be erdvinio pluošto homogeniškumo, naudinga yra ir stačiakampė laikinė impulso forma [20, 21]. Labai svarbus turi kaupinimo lazerio sinchronizacijos su OPCPA stiprinama spinduliuote tikslumas ir stabilumas.

Efektyvaus kaupinimo šaltinio OPCPA sistemai sukūrimas nėra trivialis užduotis, kuriai išspręsti ir buvo skirti aprašomi šitoje disertacijoje darbai. Nors šiuo metu populiariausia kuriant kaupinimo šaltinius OPCPA sistemoms yra Yb:YAG plono disko technologija, mes naudojame tradicines strypo formos Nd:YAG aktyvias terpes. Mūsų nuomone, tai yra optimaliausias būdas sukurti tinkamų OPCPA kaupinimui parametru lazerinę sistemą. Pasaulyje yra dar keletas grupių, dirbančių taikant panašias technologijas. Straipsnyje [22] yra pademonstruota 10 mJ energijos ir 207 ps trukmės impulsus generuojanti 3 kHz pasikartojimo dažniu dirbanti sistema. O [23] buvo sugeneruoti didesnės 130 mJ

energijos, ir mažesnės 64 ps trukmės impulsai, tačiau sistema dirbo 300 Hz pasikartojimo dažniu. Bet palyginti su šiais pasiekimais, UAB EKSPLA buvo pademonstruotos išskirtinių parametų pikosekundinės lazerinės sistemos.

Aktualumas

Darbo tematika yra labai aktuali, nes vienas efektyviausių būdų gauti didelės impulso energijos kelių optinių ciklų trukmės šviesos impulsus šiuo metu yra optinis parametrisinis čirpuotų impulsų stiprinimas. Tokių OPCPA sistemų viena pagrindinių dalių yra kaupinimo lazeris. Šio darbo pagrindinis tikslas kaip tik ir yra sukurti efektyvų kaupinimo šaltinį OPCPA sistemai. Remiantis dalimi šiame darbe aprašomų tyrimų rezultatų, UAB EKSPLA buvo pagamintas kaupinimo lazeris atviros prieigos centro „Naglis“ OPCPA sistemai [24]. O vėliau buvo sukurta sistema, generuojanti daugiau nei 300 mJ energijos ties 532 nm bangos ilgiu. Ji buvo panaudota kaupinti UAB MGF „Šviesos konversija“ sukurtai OPCPA sistemai, generuojančiai 53 mJ energijos sub-9 fs trukmės impulsus 1 kHz pasikartojimo dažniu. Ši sistema bus naudojama *Extreme Light Infrastructure* (ELI) ALPS SYLOS Vengrijoje statomame tarptautiniame tyrimų centre [25]. O paskutinėje šio darbo dalyje aprašyti eksperimentai yra vieno galimų SYLOS sistemos patobulinimo būdų patikrinimas.

Darbo tikslai ir uždaviniai

- Sukurti didelės energijos (daugiau kaip 100 mJ) 1 kHz pasikartojimo dažnio lazerinę sistemą, skirtą aukštos energijos optinio parametrinio čirpuotų impulsų stiprintuvo (LBO ar BBO kristalų pagrindu) kaupimui.
- Ištirti pluošto intensyvumo skirstinio formavimo bei valdymo metodus ir pritaikyti juos didelės energijos stiprinimo sistemoje.
- Didelės vidutinės galios lazerinėje stiprinimo sistemoje suvaldyti parazitinius reiškinius, susijusius su dideliu šilumos išsiskyrimu.
- Ištirti galimybes pritaikyti čirpuotų impulsų stiprinimo metodiką lazerinėje stiprinimo sistemoje neodimiu legiruočių aktyviųjų terpių pagrindu ir siekti maksimalaus sistemos energinio efektyvumo.
- Ištirti ir realizuoti metodus, leidžiančius išsaugoti kuo platesnį spektrą lazerinėje stiprinimo sistemoje neodimiu legiruočių aktyviųjų terpių pagrindu.

Darbo naujumas ir jo reikšmė

Pristatomame darbe buvo pasiūlyta ir realizuota efektyvi dviejų lėkių stiprinimo pakopa didelės vidutinės galios kaupinančių lazerių kūrimui panaudojant šoninio kaupinimo stiprinimo modulius. Tokių pakopų skaičiaus didinimas leidžia lengvai auginti sistemos išėjimo galią. Nors optinė grandinė buvo paremta gerai žinomais sprendimais ir fizikiniais reiškiniais, tačiau, mūsų žiniomis, šiame darbe, tokia konkreti šių sprendimų kombinacija buvo panaudota pirmą kartą.

Taip pat šiame darbe buvo išbandytas naujas pluošto intensyvumo skirstinio formavimo metodas, kuris remiasi elementu, gaminamu naudojant nanogardelių formavimą femtosekundiniais impulsais kvarciniame stikle.

Taip pat pirmą kartą, mūsų žiniomis, užuot taikius hiperkompresoriaus technologiją, kurios esmė yra dispersijos padidinimas pakeičiant kiekvieną kompresoriaus gardelę gardelių pora, panaudotas siauro spektro, sustiprintų neodimių legiruotose aktyviosiose terpėse, čirpuotų impulsų spaudimas panaudojus specialiai suprojektuotas didelio režių tankio difrakcines gardeles.

Šiame darbe pirmą kartą, mūsų žiniomis, kaip užkrato šaltinis stiprinimo sistemai buvo panaudotas dviejų išėjimų šviesolaidinis osciliatorius, leidžiantis turėti optinę OPCPA sistemos signalo ir kaupinimo šakų sinchronizaciją.

Pirmą kartą, kiek žinome, panaudota derinamo čirpo šviesolaidinio plėstuvo ir difrakcinių gardelių kompresoriaus kombinacija čirpuotiems impulsams stiprinti ir suspausti.

Ginamieji teiginiai

1. Pasiūlyta efektyvi kompaktiška dviejų lėkių optinė grandinė, kurią sudaro šoninio kaupinimo stiprinimo modulis, ketvirčio bangos plokštelė, vaizdo pernešimo teleskopas ir Faradėjaus poliarizacijos rotatorius. Ją naudojantis galima stipriai sumažinti neigiamą šiluminių reiškinų ir šviesos saviveikos poveikį 1 kHz pasikartojimo dažnio pikosekundinio Nd:YAG stiprintuvo išvadinės spinduliuotės erdvinėms bei spektrinėms charakteristikoms.
2. Taikant šviesos pluoštų formavimo technologiją, kuri grindžiama femtosekundiniais impulsais lydyto kvarco tūryje įrašytų nanogardelių dvejopalaūžiškumu, galima suformuoti 14-os eilės supergausinio skirstinio pluoštą energijos nuostoliams neviršijant 50 %. Aktyviosios terpės užpildymas stiprinant tokį pluoštą padidėja nuo 29 % iki 84 %, palyginti su Gauso pluošto stiprinimo atveju, o sukauptas netiesinis fazės postūmis, išreikštas B integralo verte, tai pačiai impulso energijai sumažėja 4.9 karto. Taip padidinama ribinė stiprinamų impulsų energija ir sistemos efektyvumas.
3. 130 mJ energijos išvadinius impulsus generuojančioje CPA lazerinėje sistemoje, veikiančioje 1 kHz pasikartojimo dažniu, sukurtoje iterbio ir neodimio jonais legiruotų aktyviųjų terpių pagrindu, pasiekus stiprinimo soties režimą ir panaudojus temperatūriškai valdomą užkrato spinduliuotės centrinio bangos ilgio išderinimą stiprinimo juostos centro atžvilgiu, galima pasiekti išvadinių impulsų spektro plotį pakankamą jų spūdai iki ~10 ps trukmių.
4. Naudojant pluošto didinimo bei vaizdo pernešimo sistemas daugiasluoksnių dielektrinių difrakcinių gardelių (MLD) pagrindu surinktu impulsų kompresoriumi, galima suspausti didelės vidutinės galios čirpuotų impulsų stiprinimo sistemos išvadinius 0,1–0,2 nm spektro pločio impulsus iki trukmių artimų spektriškai ribotoms. Tokios kompresoriaus ir vaizdo

pernešimų sistemos išėjime galima gauti supergausinio erdvinio intensyvumo skirstinio spinduliuotę tinkamą efektyviam OPCPA sistemų kaupimui.

Autoriaus indėlis

Autorius atliko eksperimentinių stiprinimo schemų projektavimą, surinkimą ir charakterizavimą. Taip pat apdorojo eksperimentų rezultatus, prisidėjo prie tezių konferencijoms paruošimo ir mokslinių publikacijų rašymo. Pristatė rezultatus konferencijose, tiek standinių pranešimų formatu, tiek ir žodžiu.

Bendraautorių indėlis

A. Michailovas buvo darbo šia tematika iniciatorius ir pagrindinis idėjų generatorius.

A. Zaukevičius sukūrė regeneracinius stiprintuvus, kurie buvo naudojami šiame darbe, ir yra naudojamos kompresoriaus koncepcijos autorius.

R. Danilevičius, S. Frankinas ir N. Rusteika sukūrė šviesolaidinius osciliatorius, konsultavo čirpuotos Brego plėstuvo klausimais.

S. Balickas vykdė skaitmeninio modeliavimo darbus ir suprojektavo didelės vidutinės galios OPCPA kaupinimo lazerius.

A. Aleknavičius ir J. Adamonis sukonstravo didelės vidutinės galios OPCPA kaupinimo lazerius.

V. Petrauskienė skaitmeniškai modeliavo čirpuotų impulsų stiprinimą.

V. Smilgevičius konsultavo disertacijos rengimo klausimais.

A. Baltuška ir A. Pugžlys sukūrė Yb legiruotą stiprinimo sistemą.

T. Gertus sukūrė erdviškai kintamą fazinę plokštelę naudojamą pluošto formavimui.

Visi bendraautoriai prisidėjo prie mokslinių publikacijų ruošimo.

Autoriaus publikacijos disertacijos tema

Moksliniai straipsniai periodiniuose ISI WEB of Science leidiniuose

1. **K. Michailovas**, V. Smilgevičius, and A. Michailovas, High Average Power Effective Pump Source at 1 kHz Repetition Rate for OPCPA System, Lithuanian Journal of Physics **54**(3), 150–154 (2014).
2. **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**(19), 22261-22271 (2016).
3. J. Adamonis, A. Aleknavičius, **K. Michailovas**, S. Balickas, V. Petrauskienė, T. Gertus, and A. Michailovas, Implementation of a SVWP-based laser beam shaping technique for generation of 100-mJ-level picosecond pulses, Applied Optics **55**(28), 8007-8015 (2016).
4. **K. Michailovas**, A. Zaukevičius, V. Petrauskienė, V. Smilgevičius, S. Balickas, and A. Michailovas, Sub-20 ps high energy pulses from 1 kHz neodymium-based CPA, priimtas spausdinti Lithuanian Journal of Physics žurnale.
5. A. Marcinkevičiūtė, **K. Michailovas**, R. Butkus, Generation and parametric amplification of broadband chirped pulses in the near-infrared, priimtas spausdinti Optics Communications žurnale.

Moksliniai straipsniai periodiniuose ISI WEB of Science proceedings leidiniuose

1. T. Gertus, A. Michailovas, **K. Michailovas**, V. Petrauskienė, Laser beam shape converter using spatially variable waveplate made by nanogratings inscription in fused silica, Proceedings SPIE **9343**, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVII, 93431S (2015).

Pranešimai mokslinėse konferencijose

1. **K. Michailovas**, V. Smilgevicius, A. Michailovas High average power high repetition rate picosecond pulses amplifier for efficient OPCPA pumping, P1, XXth Lithuania-Belarus Seminar „Lasers and Optical Nonlinearity“, Vilnius, Lithuania, November 21 - 22, 2013, (poster)
2. **K. Michailovas**, A. Michailovas, A. Zaukevicius, V. Smilgevicius, High average power high repetition rate chirped pulse amplifier for OPCPA pumping, TuR1-12, 16th International Conference "Laser Optics 2014", St. Petersburg, Russia, June 30 - July 04, 2014 (oral).
3. **K. Michailovas**, A. Michailovas, A. Zaukevicius, V. Smilgevicius, High average power high repetition rate chirped pulse amplifier for OPCPA pumping, ThP-T1-P-28, 6th EPS-QEOD Europhoton Conference, , Neuchâtel, Switzerland, August 24 - 29, 2014 (poster)
4. **K. Michailovas**, A. Michailovas, A. Zaukevicius, V. Smilgevicius, Tens of Picoseconds Pulse Duration High Average Power 1kHz Repetition Rate Chirped Pulse Amplifier for OPCPA Pumping, T - P35, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers ICUIL2014, Goa, India, October 12 - 17, 2014 (poster).
5. **K. Michailovas**, V. Smilgevicius, A. Michailovas, A. Zaukevicius, Neodymium Doped Active Medium Based High Power High Energy 10-20ps Pulse Amplification System Using Chirped Pulse Amplification Technique, ATh2A.27, Advanced Solid State Lasers Conference, Hilton Shanghai Hongqiao, Shanghai, China, November 16 - 21, 2014, (poster).
6. T. Gertus, A. Michailovas, **K. Michailovas**, V. Petrauskiene, Laser beam shape converter using spatially variable wave plate made by nanogratings inscription in fused silica, SPIE Paper Number 9343-64, Photonics West, San Francisco, USA, February 7 - 12, 2015 (poster).
7. **K. Michailovas**, A. Michailovas, A. Zaukevicius, and V. Smilgevicius, Feasibility study on application of chirped pulse amplification technique in

- Nd:YAG picosecond pulses amplifier, P15, Northern Optics & Photonics 2015 (NOP 2015), Lappeenranta, Finland, June 2 - 4, 2015 (poster).
8. T. Gertus, **K. Michailovas**, V. Petrauskiene, and A. Michailovas, Flexible laser beam shaping technique employing a fused silica spatially variable waveplate, P38, Northern Optics & Photonics 2015 (NOP 2015), Lappeenranta, Finland, June 2 - 4, 2015 (poster).
 9. A. Michailovas, A. Zaukevicius, **K. Michailovas**, and V. Smilgevicius, Neodymium Doped Active Medium Based CPA Laser System for OPCPA Pumping With Average Output Power of 100W and 20ps Output Pulse Duration Operating at 1 kHz repetition rate, CA-11.2 (1359), CLEO®/Europe-EQEC 2015, Munich, Germany, June 21 - 25, 2015, (oral).
 10. J. Adamonis, A. Michailovas, A. Aleknavičius, J. Kolenda, S. Balickas, **K. Michailovas**, L. Jacinavičius, A. Šniukšta, G. Masian, High Power Picosecond Pump Laser for OPCPA System of ELI-ALPS SYLOS-1 Beamline, Abstract ID : 8, International Conference on Extreme Light (ICEL 2015), Bucharest, Romania, November 23 – 27, 2015 (poster).
 11. A. Michailovas; J. Adamonis; A. Aleknavicius; S. Balickas; T. Gertus; A. Zaukevicius; **K. Michailovas**; V. Petrauskiene, A New Beam Shaping Technique Implemented In 150 W, 1kHz Repetition Rate Picosecond Pulse Amplifier, JTU5A.40, CLEO:2016, San Jose, California, USA, June 05 - 10, 2016 (poster).
 12. J. Adamonis, A. Aleknavicius, S. Balickas, T. Gertus, A. Michailovas, A. Zaukevicius, **K. Michailovas**, V. Petrauskiene, A New Beam Shaping Technique Implemented in 260 W at Kilohertz Repetition Rate Picosecond pulse amplifier, ThR1-27, Laser Optics 2016, St. Petersburg, Russia, June 27 - July 1, 2016 (oral).
 13. J. Adamonis, A. Aleknavicius, S. Balickas, T. Gertus, A. Michailovas, A. Zaukevicius, **K. Michailovas**, V. Petrauskiene, Building block of picosecond pump laser for large femtosecond OPCPA infrastructure projects, PO-1.16, Europohoton-2016, Vienna, Austria, August 21-26, 2016 (poster).

14. K. Michailovas, V. Petrauskiene, S. Balickas, A. Michailovas, 85mJ Sub-20 ps Pulses from 1 kHz Chirped Pulse Amplifier based on Nd-doped Laser Crystals, JTU2A.28, Advanced Solid State Lasers Conference, Nagoya, Japan, October 1-6 2017 (poster).

1. Lazeriniai stiprintuvai kietojo kūno aktyviųjų terpių pagrindu

1.1. Kietojo kūno lazerinių stiprintuvų aktyviosios terpės

Kietojo kūno lazeriais vadinami lazeriai, kurių darbinė medžiaga yra kietas kūnas. Puslaidininkiniai lazeriai taip pat turi kietą aktyviąją terpę, tačiau juos priimta laikyti atskira lazerių klase.

1 lentelė. Kai kurių kieto kūno lazerių aktyviųjų terpių pagrindiniai parametrai

Darbinė medžiaga	Darbiniai bangos ilgiai	Kaupinimo šaltiniai
Cr³⁺:Al₂O₃	694,3 nm	Lempos
Nd:YAG	1,064 μm, (1,32 μm)	Lempos, lazeriniai diodai
Er:YAG	2,94 μm	Lempos, lazeriniai diodai
Nd:YLF	1,047 μm, 1,053 μm	Lempos, lazeriniai diodai
Nd:YVO₄	1,064 μm	Lempos, lazeriniai diodai
Nd:YCOB	1,060 μm, 530 nm (II harm.)	Lazeriniai diodai
Nd:stiklas	1,062 μm (silikato stiklai), 1,054 μm (fosfato stiklai)	Lempos, lazeriniai diodai
Ti:safyras	650–1100 nm	Kitas lazeris, lazeriniai diodai
Tm:YAG	2,0 μm	Lazeriniai diodai
Yb:YAG	1,03 μm	Lempos, lazeriniai diodai
Ho:YAG	2,1 μm	Lazeriniai diodai
Ce:LiSAF Ce:LiCAF	280–316 nm	Eksimeriniai lazeriai, vario garų lazeriai, keturgubo dažnio Nd:YAG lazeriai
U:CaF₂	2,5 μm	Lempos
Sm:CaF₂	708,5 nm	Lempos

Lazerinė veika buvo gauta šimtuose skirtingų kietųjų medžiagų: įvairiuose kristaluose ir stikluose. Tačiau tik nedaugelis jų yra plačiai naudojami. Kai

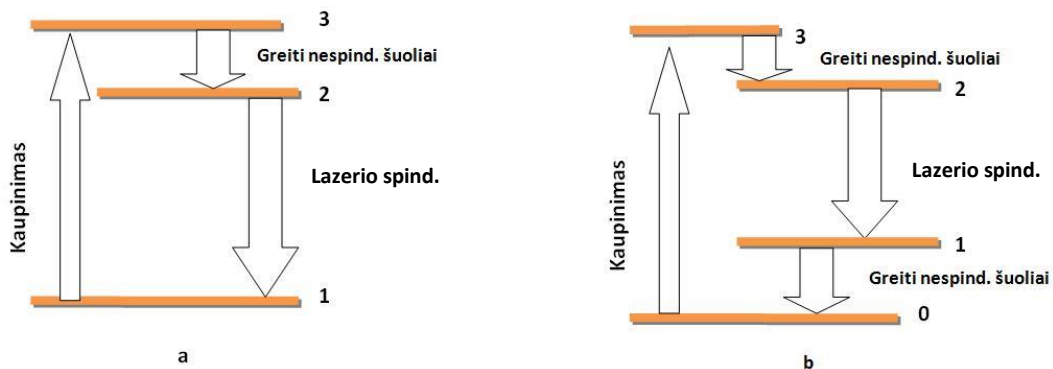
kurios iš dažniausiai naudojamų medžiagų pateiktos 1 lentelėje.

1.2. Supaprastinti lazerinės veikos modeliai

Dviejų energijos lygmenų sistemoje neįmanoma sukurti užpildos apgražos, nes stabilioje būsenoje sugerties ir priverstinio spinduliavimo procesai vienas kitą kompensuoja. Realios lazerinės sistemos kaupinimas ir lazeriniai procesai paprastai apima daugybę energinių lygmenų. Vyksta sudėtingi sužadavimo ir kaskadiniai relaksacijos procesai. Realios lazerinės medžiagos veika gali būti tinkamai aprašyta tik daugelio energinių lygmenų diagrama. Tačiau pagrindinės savybės gali būti suprastos ir pasinaudojus idealizuotomis trijų bei keturių lygmenų sistemomis (1 pav.)

1.2.1. Trijų lygmenų sistema

Pradžioje visi lazerinės medžiagos jonai yra žemiausiame 1 lygmenyje (1 pav., a). Jie sužadunami tokio dažnio spinduliuotės, kuri yra sugerama 3 kaupinimo juostoje. Didžioji dalis sužadintų jonų po greitų nespindulinių perėjimų atsiduria tarpiniame 2 lygmenyje. Šio virsmo metu elektrono prarasta energija yra perduodama gardelei. Galiausiai sistema grįžta į pagrindinį lygmenį, ir išspinduliuojamas fotonas. Būtent šis paskutinis perėjimas ir yra atsakingas už lazerinę veiką. Jei kaupinimo intensyvumas yra mažesnis už lazerinės generacijos slenkstį, atomai iš 2 lygmens grįžta į pagrindinį spontaniškos emisijos metu. Kai kaupinimo intensyvumas didesnis už lazerinės generacijos slenkstį,



1 pav. Trijų (a) ir keturių (b) lygmenų kaupinimo sistemų schemas be spontaniškos emisijos vyksta ir priverstinė, kuri ir sudaro lazerio spinduliuotę.

Galutinis lazerinio perėjimo lygmuo trijų lygmenų sistemos atveju yra stipriai užpildytas pagrindinis lygmuo. Taigi, norint gauti užpildos apgražą tarp 2 ir 1 lygmenų, 2 lygmuo turi būti dar labiau užpildytas. Lygmens 2 gyvavimo trukmė turi būti ilga, palyginti su 3 lygmens relaksacijos trukme:

$$\tau_{21} \gg \tau_{32}.$$

Trijų lygmenų sistemos trūkumas yra tai, kad ji funkcionuoja tik tada kai daugiau negu pusė jonų iš pagrindinio lygmens sužadunami į 2 lygmenį. Taigi padidėja jonų, prisidedančių prie spontaninės emisijos, skaičius. Taip pat visi kaupinimo procese dalyvaujantys jonai perėjimo 3→2 metu perduoda energiją gardelei fononų pavidalu.

1.2.2. Keturių lygmenų sistema

Palyginti su trijų lygmenų sistema, efektyvesnė yra keturių lygmenų sistema (1 pav., b). Tai retųjų žemių jonais legiruoti stiklai ar kristalinės terpės (pvz., Nd:YAG aktyvi terpė naudojama mūsų eksperimentuose). Kaip ir trijų lygmenų sistemos atveju, jonai iš pagrindinio 0 lygmens yra sužadunami į plačią sugerties 3 juostą, iš kurios greitai pereina į griežtai apibrėžtą 2 lygmenį. Tačiau lazerinis perėjimas vyksta ne į pagrindinį 0 lygmenį, o į virš jo esantį lygmenį (1 lygmuo). Iš jo greito nespindulinio perėjimo metu grįžta į pagrindinį lygmenį. Keturių lygmenų sistemoje relaksacijos trukmė tarp apatinio lazerinio lygmens ir pagrindinio lygmens turi būti trumpesnė už fluorescencijos gyvavimo trukmę:

$$\tau_{10} \ll \tau_{21}.$$

Taip pat apatinis lazerinis lygmuo energetiškai turi būti daug aukščiau už pagrindinį, kad jo šiluminė užpilda būtų maža. Pusiausvyrinė apatinio lygmens užpilda aprašoma tokiu santykiu [26]:

$$\frac{N_1}{N_0} = \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right), \quad (1)$$

čia ΔE yra energijos tarpas tarp pagrindinio ir apatinio darbinio lygmenų, k – Bolcmano konstanta, o T – darbinė lazerinės medžiagos temperatūra. Kai $\Delta E \gg$

kT , $N_1/N_0 \ll 1$, taigi apatinis darbinis lygmuo visada yra palyginti tuščias. Dėl to keturių lygmenų sistemoje užpildos apgraža $2 \rightarrow 1$ perėjimui gali būti sukurta netgi esant labai mažai kaupinimo galiai.

1.3. Kaupinimo lazerio medžiagos parinkimas

OPCPA technologijoms sparčiai plintant, vis daugiau dėmesio skiriama naujų kaupinimo lazerių, tinkamų netiesiniams kristalams kaupinti kūrimui.

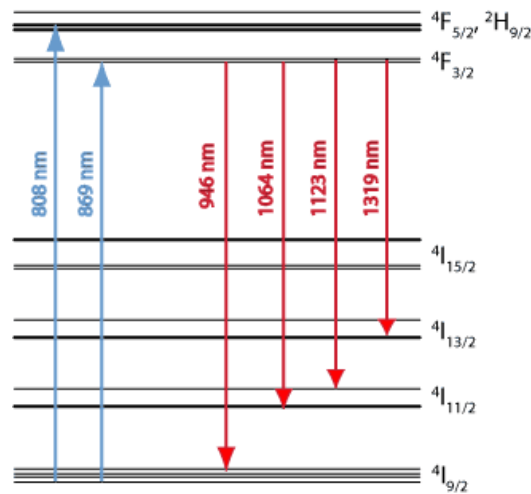
Tradiciniam VIS IR 600–800 nm spektro ruožui tai gali būti: Ti:safyro lazerio antroji harmonika (400 nm), Nd:YVO₄ ir Nd:YAG lazerių antroji harmonika (532 nm), neodimio jonais legiruotų stiklų lazerių antroji harmonika ir Nd:YLF lazerių antroji harmonika (527 nm), Yb:YAG lazerių antroji harmonika (515 nm), ir Nd:YVO₄ ir Nd:YAG lazerių trečioji harmonika (355 nm).

Pastaruoju metu suaktyvėjo OPCPA sistemų artimojo ir vidurinio IR diapazono (3–7 μm) tyrimai [27–30], kuriems kaupinti prireikė ilgųjų bangos ilgių kaupinimo šaltinių.

Šiam diapazonui bandomi įvairūs Tm ir Ho jonų lazeriai, generuojantys 2 μm bangos ilgio trumpuosius impulsus [31–35]. Taip pat pradėti tyrimai Er legiruotų šviesolaidinių šaltinių, spinduliuojančių ties 3 μm spektriniu diapazonu [36–38]. Tikėtina, kad tai atvers galimybes tiesioginiam netiesinių kristalų kaupinimui 3 μm bangos ilgio spinduliuote.

Šiame darbe didžiausias dėmesys buvo skirtas tradicinėms, Yb ir Nd jonais legiruotoms, medžiagoms. Yb jonais legiruoti šviesolaidžiai savo universalumu ir lankstumu padėjo kuriant trumpųjų impulsų osciliatorių su kontroliuojama trukme, spektru ir fazine moduliacija, o Nd jonais legiruoti YVO ir YAG kristalai suteikė galimybes labai efektyviai stiprinti spektriškai ribotus ir čirpuotus impulsus.

1.4. Nd:YAG aktyvioji terpė



2 pav. Nd:YAG supaprastinta energijos lygmenų diagrama [39]

Neodimiu legiruoto itrio aliuminio granato (Nd:YAG) lazeris yra bene dažniausiai naudojamas kietojo kūno lazerio tipas. YAG terpė yra kieta geros optinės kokybės medžiaga, išsiskirianti geru šiluminiu laidumu. Be to, kubinė YAG struktūra lemia siaurą fluorescencijos juostos plotį, kuris sąlygoja didelį stiprinimo koeficientą ir žemą lazerinės veikos generacijos slenkstį. Nd:YAG lazerinė terpė yra keturių lygmenų sistema. Lazerinis perėjimas vyksta tarp $4F_{3/2}$ lygmens aukštesnės R_2 komponentės ir $4I_{11/2}$ lygmens, kurio gyvavimo trukmė yra apie 225 ps [40], Y_3 komponentės ir atitinka 1064,1 nm bangos ilgį. Esant kambario temperatūrai tik 40 % $4F_{3/2}$ lygmens užpildos yra R_2 lygmenyje. Kiti

2 lentelė. Kai kurios Nd:YAG savybės susijusios su lazerine veika [39]

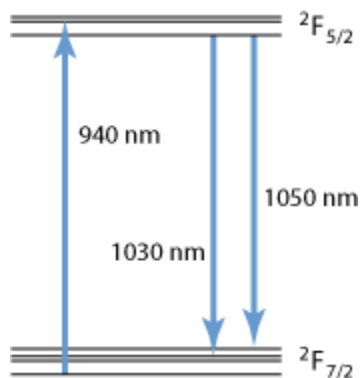
Savybė	Vertė
Nd tankis 1 at % legiravimo atveju	$1,36 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Fluorescencijos gyvavimo trukmė	230 μs
Sugerties skerspjūvis ties 808 nm	$7,7 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 946 nm	$5,0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 1064 nm	$28,0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 1319 nm	$9,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 1338 nm	$10,0 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Stiprinimo juostos plotis	0.6 nm

60 %, pagal Bolcmano dėsnį yra žemesniame R_1 lygmenyje. Vienur rašoma, kad lazeriniame spinduliavime dalyvauja tik R_2 lygmens jonai, o R_2 užpilda papildoma iš R_1 lygmens vykstant šiluminiais perėjimams [41]. Kituose šaltiniuose įskaitoma spinduliavimo iš R_1 į Y_2 įtaka [42]. Apatinis Nd:YAG lygmuo yra $^4I_{9/2}$. Nd:YAG energijos lygmenų diagrama pateikta 2 paveiksle. Pagrindinės su lazerine veikia susijusios Nd:YAG savybės pateiktos 2 lentelėje. Pikosekundinių impulsų stiprinimą apsunkina apatinio darbinio lygmens gyvavimo trukmė, palyginama su stiprinamo impulso trukme.

1.5. Yb:YAG aktyvioji terpė

Panagrinėkime Yb:YAG aktyviają terpę kaip konkuruojančią OPCPA kaupinimo lazerių gamyboje.

Iterbiu legiruotos aktyviosios terpės turi daugybę įdomių savybių skiriančių jas nuo neodimiu legiruotų terpių. Pirmiausia, jų elektroninių lygmenų struktūra labai paprasta: yra tik vienas sužadintas lygmuo $^2F_{5/2}$, į kurį jonai gali būti sužadinti matomos šviesos ar artimo infraraudonojo diapazono fotonais. Kaupinimas ir stiprinimas vyksta tarp skirtingų sužadinto ir apatinio lygmenų polygmenių (3 pav.). Antra įdomi tokių medžiagų savybė yra ta, kad jos išsiskiria mažu kvantiniu defektu. Tai teoriškai leidžia gaminti labai didelės



3 pav. Yb:YAG supaprastinta energijos lygmenų diagrama [39]

galios lazerines sistemas nesusiduriant su ženklia parazitinių šiluminių reiškinių įtaka. Dėl paprastos elektroninių lygmenų struktūros nevyksta nespinduliniai šuoliai iš viršutinio darbinio lygmens į aukštesnius lygmenis, taip pat

išvengiama viršutinio darbinio lygmens gyvavimo trukmės sumažėjimo, kuris gali būti sukeltas tokių šuolių. Yb:YAG stiprinimo juostos plotis yra daug didesnis nei Nd:YAG (2, 3 lentelės). Tai leidžia kurti plačiame spektriniame diapazone derinamus lazerius arba generuoti labai trumpus impulsus. Yb:YAG viršutinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmė taip pat yra kur kas ilgesnė nei Nd:YAG, tai yra naudinga konstruojant regeneracinius stiprintuvus. Neigiama Yb:YAG savybė yra ta, kad jis elgiasi kaip kvazi-trijų lygmenų lazerinė sistema, t.y., reikalauja didelio kaupinimo intensyvumo ir sugeria ties tais pačiais bangų ilgiais, ties kuriais spinduliuoja. Tiesa, sugertis mažėja judant tolyn į infraraudonąją spektro sritį. O šaldomas Yb:YAG iki kriogeninių temperatūrų pradeda veikti panašiau į keturių lygmenų lazerinę sistemą. Dar viena savybė, pagal kurią Yb:YAG atsilieka nuo Nd:YAG yra emisijos skerspjūvis, kuris ties 1030 nm bangos ilgiu Yb:YAG yra daugiau kaip eile mažesnis už Nd:YAG ties 1064 nm bangos ilgiu (2, 3 lentelės). Vadinasi, Yb:YAG išsiskiria mažesniu stiprinimu. Todėl Yb:YAG stiprinimo sistemos reikalauja arba komplikotos daugialėkės sistemos, arba yra gaminamos regeneracinio stiprintuvo pavidalo. Dėl mažo kvantinio defekto Yb:YAG yra gerai tinkamas plono disko lazerių technologijai, kurios tikslas yra sumažinti šiluminių reiškinių poveikį spinduliuotei. Dėl prastos kaupinimo sugerties plonų diskų konfigūracijoje naudojamos sudėtingos daugialėkės kaupinimo sistemos [43].

3 lentelė. Kai kuriuos Yb:YAG savybės, susijusios su lazerine veika [39]

Savybė	Vertė
Yb tankis 1 at % legiravimo atveju	$1,38 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Fluorescencijos gyvavimo trukmė	950 μs
Sugerties skerspjūvis ties 940 nm	$0,75 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 1030 nm	$2,20 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Sugerties skerspjūvis ties 1030 nm	$0,12 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Emisijos skerspjūvis ties 1050 nm	$0,30 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Sugerties skerspjūvis ties 1050 nm	$0,01 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Stiprinimo juostos plotis	15 nm

1.6. Nd:YVO₄ aktyvioji terpė

Itrio ortovanadato kristalas išsiskiria tetragonine kristalo simetrija. Dėl to priklausomai nuo krypties kristalografinių ašių atžvilgiu skiriasi jo savybės: šviesos lūžio rodiklis, temperatūrinė lūžio rodiklio priklausomybė, šilumos

4 lentelė. Kai kurios Nd:YVO₄ savybės susijusios su lazerine veika [39]

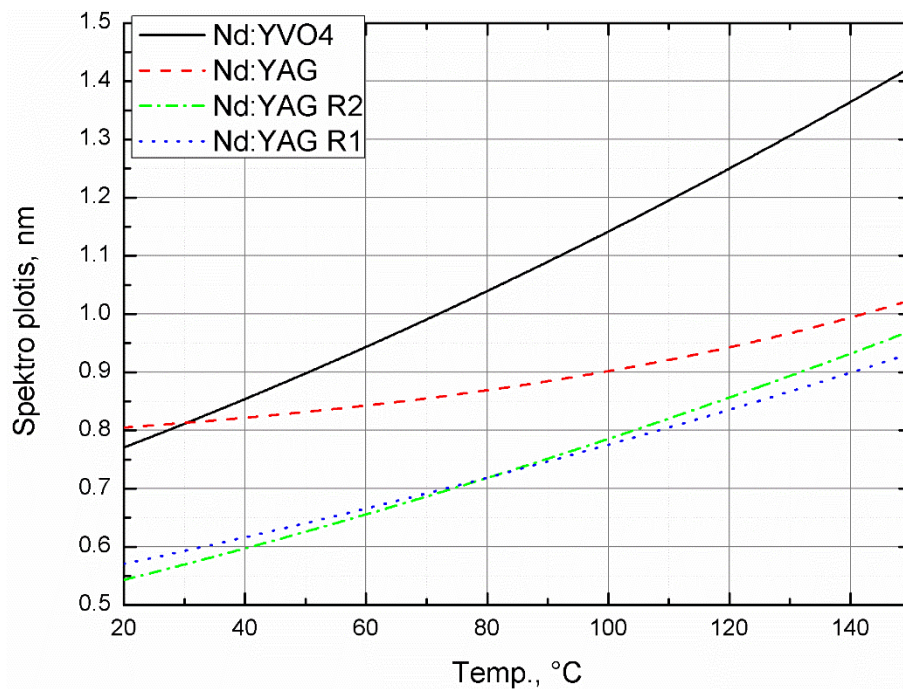
Savybė	Vertė
Nd tankis 1 at % legiravimo atveju	$1,24 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Fluorescencijos gyvavimo trukmė	90 μs
Sugerties skerspjūvis ties 808 nm	$60,0 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (<i>c</i> poliarizacija)
Emisijos skerspjūvis ties 1064 nm	$114,0 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ (<i>c</i> poliarizacija)
Stiprinimo juostos plotis	1 nm

laidumas, sugertis ir emisijos skerspjūvis. Dažniausiai lazeriniams taikymams yra naudojami *c* ašies kryptimi pjauti kristalai (angl. *c-cut*). Paprastai Nd:YVO₄ generuoja ties tuo pačiu bangos ilgiu, kaip ir Nd:YAG – 1064 nm. Ši aktyvioji terpė veikia kaip keturių lygmenų lazerinė sistema. Gali būti kaupinama tiek tokio pat bangos ilgio kaip ir YAG atveju – 808 nm lazeriniais diodais, taip ir šiek tiek ilgesnio 880 nm bangos ilgio diodais. Tai leidžia sumažinti kvantinį defektą ir su juo susijusius šiluminius reiškinius. Nd:YVO₄ pasižymi natūraliu dvejopalaūžiškumu, todėl šiame kristale nevyksta šviesos depoliarizacija dėl šiluminių efektų. Itrio ortovanadatas eile geriau nei Nd:YAG sugeria kaupinimą ties 808 nm ir jo emisijos skerspjūvis ties 1064 nm bangos ilgiu yra eile didesnis. Tiesa, tiek kaupinimo sugertis, tiek stiprinimas priklauso nuo stiprinamos ir kaupinimo spinduliuočių poliarizacijų orientacijos. Didelio stiprinimo dėka Nd:YVO₄ puikiai tinka vieno lėkio stiprinimo sistemoms arba sistemoms su mažos energijos pradiniu signalu, tokioms kaip kad regeneraciniai stiprintuvai (nepaisant ganėtinai trumpo viršutinio lygmens gyvavimo trukmės). Šios aktyviosios terpės stiprinimo juostos plotis yra beveik dvigubai didesnis nei Nd:YAG. Vanadato apatinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmė ilgesnė už granato ir siekia ~870 ps [40].

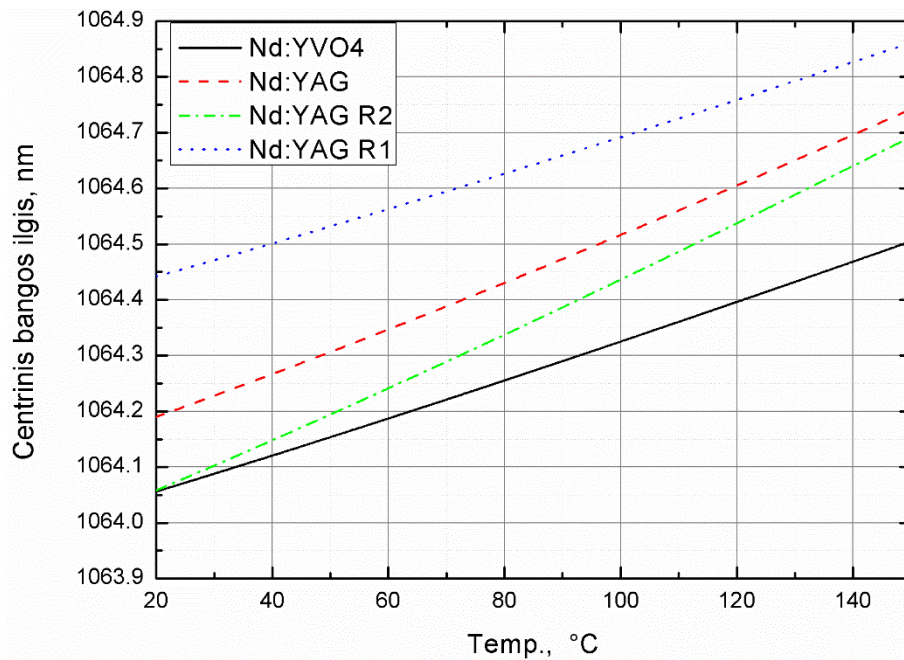
1.7. Spektrinių Nd:YAG ir Nd:YVO₄ savybių priklausomybė nuo temperatūros

Realiuose didelės vidutinės galios lazerinėse sistemose aktyviosios terpės dirba didelės šiluminės apkrovos sąlygomis. Aktyvios zonos temperatūra gali pakilti iki 100 °C ir daugiau. Toliau pateikiamuose grafikuose yra pagal [42] darbą, Nd:YAG ir Nd:YVO₄ aktyviosioms terpėms sumodeliuotos priklausomybės nuo temperatūros: spektro pločio (4 pav.), centrinio bangos ilgio (5 pav.), ir emisijos skerspjūvio ties 1064 nm (6 pav.) priklausomybės nuo temperatūros Nd:YAG ir Nd:YVO₄ aktyviosioms terpėms. Rezultatai pateikti temperatūrų diapazone nuo kambario temperatūros iki realiai pasiekiamų aukštos vidutinės galios lazerinėse sistemose (su nedidele atsarga).

Nd:YVO₄ atvejis yra vienareikšmiškas, nes egzistuoja tik vienas spindulinis perėjimas ties 1064 nm bangos ilgiu ($R_1 \rightarrow Y_1$). Nd:YAG atveju tokių perėjimų yra du: $R_1 \rightarrow Y_2$ ir $R_2 \rightarrow Y_3$. Kai kurie šaltiniai teigia [41], kad lazerio veikoje dalyvauja tik šuoliai iš R_2 polygmenio, tačiau darbas, kuriuo remiasi pateiktas modeliavimas, įskaito ir šuolius iš R_1 polygmenio. Dėl šios priežasties



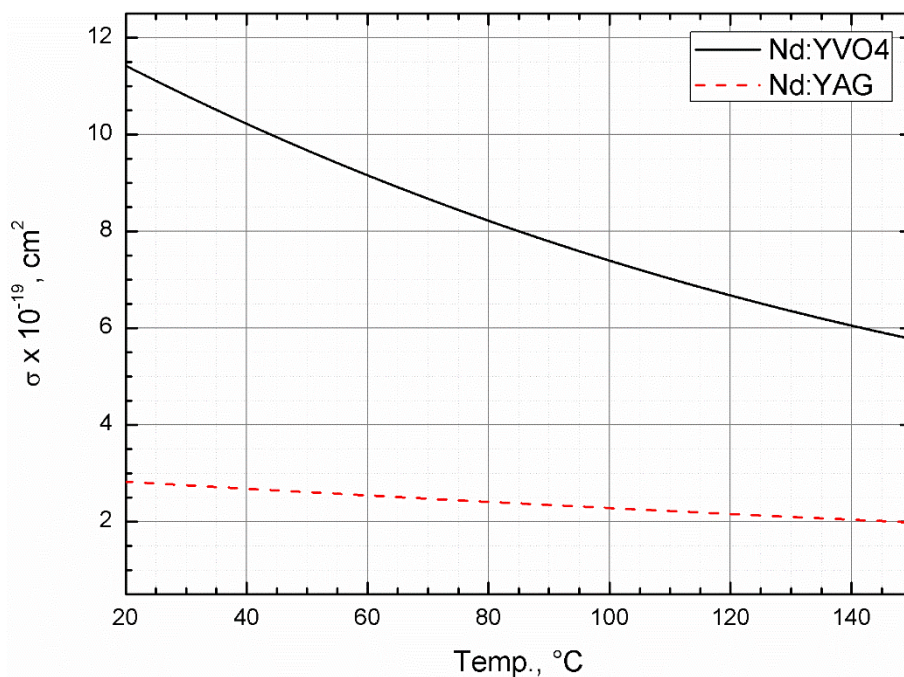
4 pav. Spektrinio pločio priklausomybė nuo temperatūros: Nd:YVO₄ (išštinė), Nd:YAG (brukšninė), $R_2 \rightarrow Y_3$ (brukšnis taškas), ir $R_1 \rightarrow Y_2$ (taškinė) Nd:YAG pereinimai atskirai.



5 pav. Centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo temperatūros: Nd:YVO4 (ištisinė), Nd:YAG (brukšninė), R₂→Y₃ (brukšnis taškas) ir R₁→Y₂ (taškinė) Nd:YAG perėjimai atskirai.

grafikuose modeliavimo rezultatai pateikiami tiek atskirai šuoliams iš R₁ ir R₂ polygmenių, tiek ir bendrai šiuos šuolius atitinkančiai linijai.

Kaip matyti iš 4 paveikslo, kylant temperatūrai tiek Nd:YVO₄, tiek Nd:YAG aktyviųjų teprių spektrai plinta. Nd:YAG spektras plinta daug lėčiau, tik apie



6 pav. Emisijos skerspjūvio (σ) priklausomybė nuo temperatūros: Nd:YVO4 (ištisinė), Nd:YAG (brukšninė)

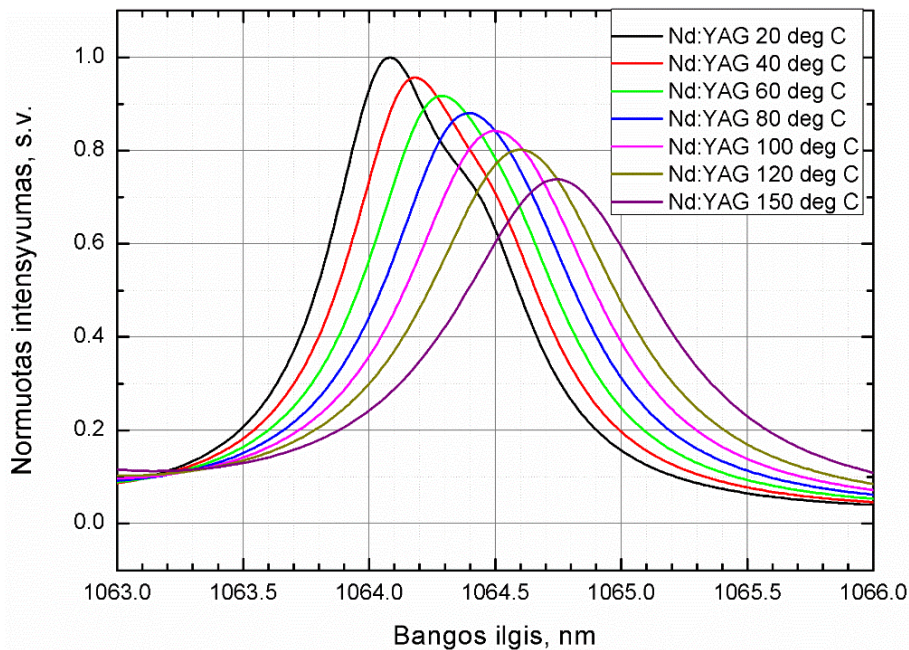
0,22 nm temperatūrai pakilus nuo 20 °C iki 150 °C. Nd:YVO₄, esant tam pačiam temperatūros pokyčiui, spektras išplinta 0,65 nm. Nd:YVO₄ spektro pločio priklausomybė nuo temperatūros nagrinėjamame temperatūrų diapazone yra artima tiesinei. Nd:YAG spektro pločio priklausomybės nuo temperatūros forma ženkliai skyriasi nuo tiesinės, nes, ją lemia dvi atskiros, skirtingus šuolius atitinkančios, linijos. R₁ ir R₂ linijų pločio priklausomybės nuo temperatūros yra skirtingos.

Atvirkščiai, centrinio bangos ilgio priklausomybė Nd:YAG yra žymesnė – apie 0,0042 nm/°C, Nd:YVO₄ – 0,0034 nm/°C. Pažymėtina, kad R₁ ir R₂ linijų centrinio bangos ilgio priklausomybės nuo temperatūros yra skirtingos.

Emisijos skerspjūvio priklausomybė nuo temperatūros taip pat yra žymiai ryškesnė Nd:YVO₄ aktyviajai terpei. Temperatūrai pakilus nuo 20 °C iki 150 °C šios medžiagos emisijos skerspjūvis sumažėja dvigubai, o Nd:YAG, esant toms pačioms sąlygoms, tik 1,4 karto.

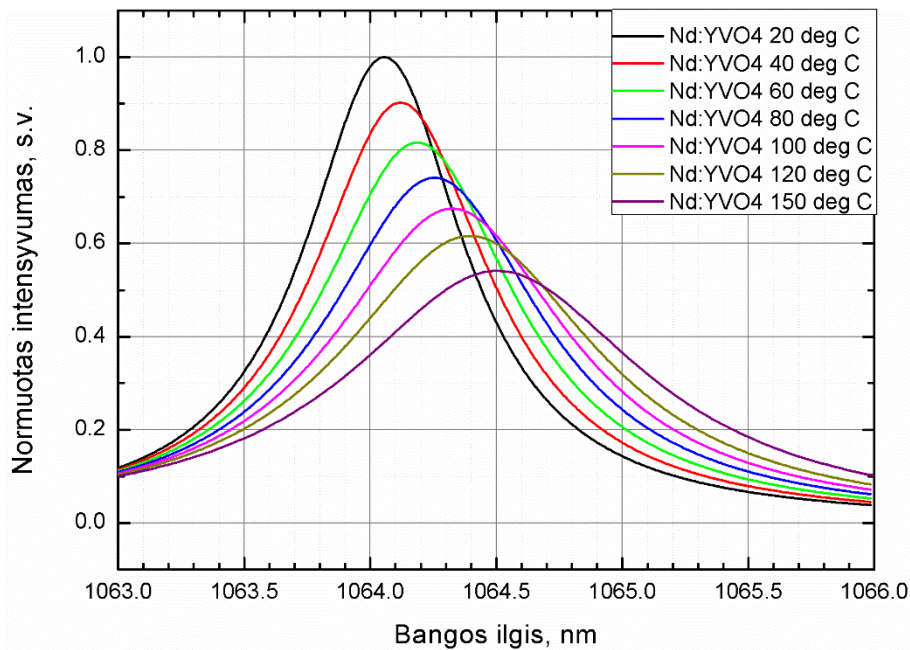
Sumodeliuotas spektro formos kitimas kylant Nd:YAG ir Nd:YVO₄ aktyviosios terpės temperatūrai yra parodytas atitinkamai 7 ir 8 paveiksluose. Nd:YAG atveju kambario temperatūroje spektras turi „kuprą“, dėl dviejų atskirų linijų sąveikos. Kylant temperatūrai spektro forma artėja prie Lorencio funkcijos, intensyvumas mažėja (~27 %, 20–150°C), o plotis ties pusės maksimumo lygiu didėja. Nd:YVO₄ spektras sąlygotas tik vienos spektro linijos, todėl pasižymi Lorencio funkcijos forma esant visoms modeliuotoms temperatūroms. Kylant temperatūrai, Nd:YVO₄ spektras kinta analogiškai Nd:YAG spektrui, bet pokyčiai yra ženklesni. Temperatūrai pakilus nuo 20 iki 150 °C, intensyvumas sumažėja ženkliu – ~46%. Kaip jau buvo minėta, spektras taip pat išplinta daugiau.

Modeliavimo, atlikto pagal [42] pateiktas formules, rezultatai skiriasi nuo dažniausiai žinyuose pateikiamų spektro pločio verčių Nd:YAG (0,6 nm) ir



7 pav. Sumodeliuotas emisijos spektro formos kitimas kylant Nd:YAG aktyviosios terpės temperatūrai.

Nd:YVO4 (1,0 nm), bet jie yra paremti eksperimentiniais matavimais. Reikia suprasti, kad matuojant emisijos juostos plotį, didelę įtaką daro matavimo sąlygos, nes jis labai priklauso nuo stiprinimo, kuris siaurina spektrą, ir nuo aktyviosios terpės temperatūros, kurią daugiausiai įtakoja kaupinimo vidutinė



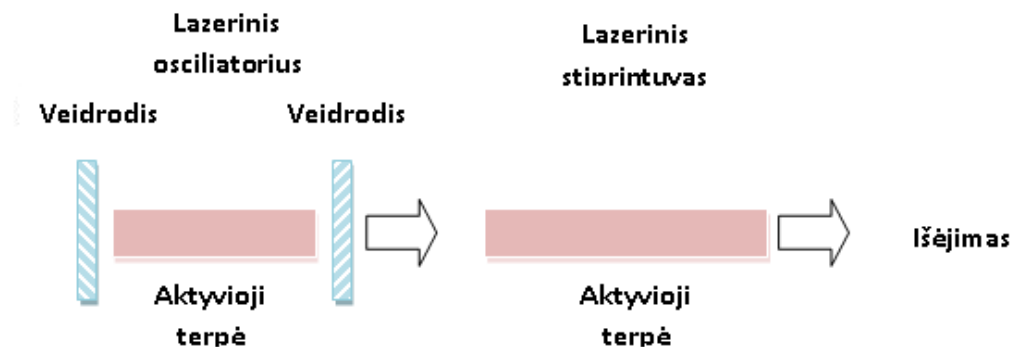
8 pav. Sumodeliuotas emisijos spektro formos kitimas kilant aktyviosios terpės temperatūrai Nd:YVO₄ terpei.

galia, bei kaupinimo ir šaldymo geometrijos. Taip pat emisijos skerspjūvis ir stiprinimo juostos plotis priklauso nuo neodimio koncentracijos aktyviojoje terpėje [44].

1.8. Šviesos impulsų stiprinimas kvantiniuose stiprintuvuose

Lazeriniai stiprintuvai yra naudojami spinduliuotės intensyvumui padidinti iki tiesiogiai lazeriuose nepasiekiamo lygio. Dažniausiai naudojami impulsinės veikos stiprintuvai. Jeigu stiprinamos spinduliuotės impulsas yra daug trumpesnis už aktyvios terpės fluorescencijos gyvavimo trukmę, spontaninės emisijos ir kaupinimo greičio poveikis užpildos apgražai stiprinimo metu yra nykstamai mažas, be to iš stiprintuvo išgaunama energija, kuri buvo sukaupta stiprinančioje terpėje prieš ateinant stiprinamam impulsui.

Didelės energijos impulsams gauti naudojama pirminio lazerinio osciliatoriaus ir galios stiprintuvo kombinacija (angl. *master oscillator, power amplifier* – MOPA) (9 pav.). Tokios sistemos impulso trukmė, pluošto skėstis ir spektro plotis labiausiai priklauso nuo pirminio osciliatoriaus, o impulsų energiją ir galią lemia stiprintuvas. Bet tam tikromis sąlygomis impulsų trukmės ir spektrines savybes galima valdyti ir stiprinimo sistemoje. Tai aprašyta 5 skyriuje „Čirpuotų impulsų stiprinimo eksperimentai“. Taigi tokioje sistemoje galima gauti arba didesnės energijos impulsą, nei pasiekiamas tik osciliatoriaus pagalba, arba tokios pat energijos, bet siauresnio spektro pločio spinduliuotę.



9 pav. Schemiškai pavaizduota osciliatoriaus ir stiprintuvo sistema

Klasikinė stiprintuvo teorija aprašyta Lee M. Frantz ir John S. Nodvick

straipsnyje „Theory of pulse propagation in a laser amplifier“ 1963 metais [45]. Pagrindinė šios teorijos vadinamoji Frantz-Nodvick formulė, aprašo aktyviosios lazerinės terpės stiprinimą [46]:

$$G = \frac{F_s}{F_0} \ln \left\{ 1 + G_0 \left[\exp \left(\frac{F_0}{F_s} \right) - 1 \right] \right\}, \quad (1)$$

čia G – stiprinimas, G_0 – silpno signalo vieno lėkio stiprinimas, F_0 – energijos srautas stiprintuvo įėjime, F_s – stiprinimą sotinantis energijos srautas.

$$F_s = \frac{h\nu_{21}}{\gamma\sigma_{21}}, \quad (2)$$

čia $h\nu_{21}$ – tarpas tarp darbinių energijos lygmenų, σ_{21} – emisijos skerspjūvis, o γ yra koeficientas, kuris keturių lygmenų sistemoje yra lygus vienetui. Mat, teoriškai tokioje sistemoje galima išgauti visą sukauptą energiją. Trijų lygmenų sistemoje šis koeficientas yra lygus $\gamma = 1 + g_2/g_1$ ir tik dalis energijos gali būti panaudota, nes, tuštėjant viršutiniam darbiniam lygmeniui, pildosi apatinis darbinis lygmuo.

Šią formulę galima pakeisti taip, kad joje būtų tiesiogiai matuojami dydžiai – įėjimo impulso energija ir išėjimo impulso energija [41]:

$$E_{out} = E_s \ln \left\{ 1 + \left[\exp \left(\frac{E_{in}}{E_s} \right) - 1 \right] \exp(g_0 l) \right\}, \quad (3)$$

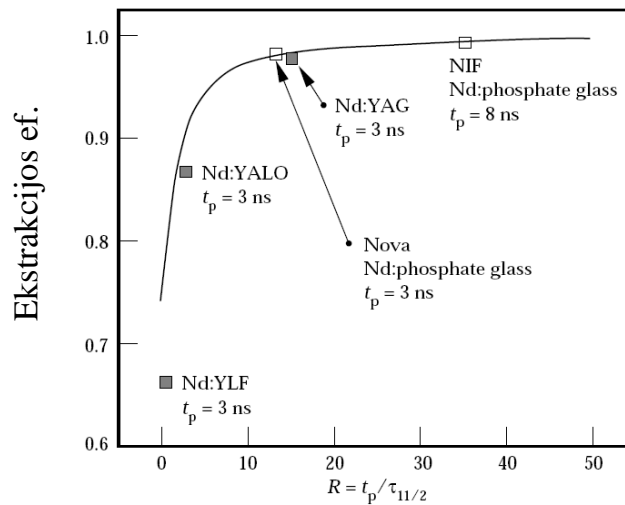
čia E_{out} yra išėjimo impulso energija, E_{in} – įėjimo impulso energija, o g_0 – silpno signalo stiprinimo koeficientas, kuris yra lygus emisijos skerspjūvio ir užpildos apgražos tankio sandaugai ($g_0 = n\sigma$). Skaičiuojant kelių lėkių sistemos išėjimo energiją, galima imti pirmo lėkio išėjimo energiją kaip sekančio lėkio įėjimo energiją, o silpno signalo vieno lėkio stiprinimą perskaičiuoti pagal formulę

$$g_0' = g_0(1 - \eta), \quad (4)$$

turint omenyje, kad užpildos apgražos ekstrakcijos efektyvumas η yra lygus:

$$\eta = (E_{out} - E_{in})/g_0 l E_s. \quad (5)$$

Silpno signalo stiprinimo koeficientas yra tiesiogiai proporcingas užpildos apgražai tarp viršutinio darbinio ${}^4F_{3/2}$ ir apatinio darbinio ${}^4I_{11/2}$ lygmenų. Lazerio



10 pav. Stiprinimo efektyvumo priklausomybė nuo stiprinamo impulso trukmės Nd legiruotose aktyviosiose terpėse. Ant horizontalios ašies atidėtas stiprinamo impulso ir apatinio lazerio lygmens gyvavimo trukmės santykis[40]

spinduliuotė bus stiprinama efektyviau, jei ${}^4I_{11/2}$ lygmuo liks neužpildytas. Priešingu atveju, kai stiprinamo impulso trukmė yra kur kas mažesnė už apatinio darbinio lygmens ${}^4I_{11/2}$ gyvavimo trukmę, lygmuo bus užpildytas. Dėl to stiprinimas bus mažiau efektyvus, nes gali susidaryti konkurencija tarp priverstinės spinduliuotės bei sugerties procesų ir galimas neodimio jonų iš ${}^4I_{11/2}$ lygmens pakartotinis sužadimas į ${}^4F_{3/2}$ lygmenį stiprinimo metu. Mažėjant stiprinamo impulso trukmei, mažėja stiprinimo efektyvumas. Todėl vertinant realios sistemos stiprinimą reikia silpno signalo stiprinimo koeficientą matuoti tokios pat trukmės impulsams, kaip ir projektuojamos stiprinimo sistemos.

Kaip pavyzdys pateikiama stiprinimo efektyvumo priklausomybė nuo stiprinamo impulso trukmės Nd legiruotose aktyviosiose terpėse (10 pav.).

1.9. Spinduliuotės saviveika aktyviosiose terpėse. B integralas

Labai trumpi impulsai, sklisdami per optines terpes, patiria fazinę moduliaciją dėl lūžio rodiklio priklausomybės nuo šviesos intensyvumo:

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (7)$$

čia n_0 – terpės tiesinis lūžio rodiklis, $I(t)$ – optinio intensyvumo skirstinys laike,

n_2 – netiesinis lūžio rodiklis [47]. Kiekybiniam tos sąveikos vertinimui naudojamas B integralo parametras. Šio parametro vertė skaičiuojama naudojant tokią formulę [39]:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz, \quad (8)$$

kur n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, kiekybiškai aprašantis Kero netiesiškumą, λ – spinduliuotės bangos ilgis, $I(z)$ – optinis intensyvumas išilgai z ašies.

B integralas parodo netiesinį ašinį fazės postūmį, sukauptą spinduliuotei sklindant per medžiagą. Dideliems optiniams intensyvumams B integralo reikšmė gali būti didesnė už 1. Reikšmėms, didesnėms už 3–5, yra tikimybė, kad pasireišk savaiminis pluošto fokusavimasis. B integralo vertė lygi 3 atitinka beveik viso bangos ilgio fazės postūmį. Netiesinio fokusavimosi reiškinys gali tapti toks stiprus, kad stiprinamas pluoštas susitrauks iki labai mažo skersmens, optinis intensyvumas dar labiau padidės. Tai gali lemti optinės pažaidos slenksčio viršijimą. Esant tokiam darbo režimui, vienas vienintelis impulsas gali sugadinti aktyviają terpę arba kitą sistemos komponentą. Kiti stebimi reiškiniai – ženklus spektro išplitimas, galimas sustiprinto impulso suirimas, pasiekiamo stiprinimo sumažėjimas, stiprus pluošto kokybės sumažėjimas.

Ribinė B integralo reikšmė, kai jau pasireiškia fokusavimasis, priklauso nuo išorinių sąlygų. Aukščiau pateiktos apytikrės B integralo vertės remiasi prielaida, kad tos reikšmės pasiekiamos mažesniame už Relėjaus ilgį atstume. Vadinasi difrakciniai reiškiniai yra nepakankamai stiprūs, kad stabilizuotų pluošto skersmens dydį. Regeneraciniame stiprintuve bendra B integralo reikšmė keliems lėkiamis per aktyviają terpę kartais gali stipriai viršyti 5 ir nesukelti fokusavimosi.

Fokusavimasis gali būti skirstomas į didelio masto, t. y. pluošto kaip visumos susitraukimą, ir mažo masto, kai fokusavimąsi patiria tik atskiros pluošto dalys.

Vienas paprasčiausių būdų kovoti su didelio masto fokusavimusi yra naudoti didelio diametro pluoštus ir besiskeičiančius pluoštus. Reikiamą geometrinę

pluošto skėstį (9)

$$\theta = \frac{F}{a}, \quad (9)$$

čia a – pluošto skerspjūvio spindulys, F – lęšio židinio nuotolis, galima rasti pasinaudojus tiesinio F_t ir netiesinio l_{dms} (10) židinio nuotolių

$$l_{dms} \approx \frac{ka^2}{\sqrt{\frac{P}{P_{kr}} - 1}}, \quad (10)$$

sumavimo formule (11)

$$F^{-1} = F_t^{-1} + l_{dms}^{-1}, \quad (11)$$

prilyginę gaunamo židinio nuotolio reikšmę begalybei gauname 12 formulę [48]:

$$\theta \approx \frac{\sqrt{\frac{P}{P_{kr}} - 1}}{(ka)}, \quad (12)$$

čia a – Gauso pluošto radiusas, $k = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n_0$, P_{kr} – kritinė Gauso pluošto fokusavimosi galia (13):

$$P_{kr} = \frac{c\lambda^2}{8\pi^2 n_2}, \quad (13)$$

čia c – šviesos greitis, λ – bangos ilgis, o n_2 – netiesinis lūžio rodiklis.

Tačiau pluošto susitraukimo prevencija nepašalina fazinių iškraipymų, darančių įtaką pluošto intensyvumo skirstiniui jam patiriant saviveiką. Fazės postūmio nevienalytiškumą skerspjūvyje galima sumažinti naudojant pluoštus su artimu stačiakampiam intensyvumo skirstiniu.

Paprasčiausias būdas apriboti mažo masto trikdžių vystymąsi yra mažinti aktyviosios terpės ilgį: tokiu būdu mažinama netiesinių reiškinių įtaka. Tačiau esant konkrečiam išėjimo pluošto intensyvumui aktyviosios terpės ilgį galima mažinti tik didinant stiprinimo koeficientą.

Yra metodų, susijusių su pradinių trikdžių pašalinimu. Susikaupiančius dėl mažo masto fokusavimosi trikdžius galima skirstyti į reguliarius ir atsitiktinius. Tarp reguliarių dažniausiai aptinkami difrakciniai trikdžiai. Su jais galima kovoti naudojant apodizaciją [49, 50] bei vaizdo pernešimo techniką [49], [51-53]. Efektyvus būdas atsikratyti užuomazginių trikdžių, galinčių lemti fokusavimąsi yra erdvinė filtracija [51], [53, 54].

Reikėtų pažymėti, kad pluošto difrakcija nuo erdvinio filtro diafragmos pati gali būti mažo masto trikdžių šaltinis. Šių trikdžių intensyvumą galima mažinti talpinant diafragmas taip, kad nuostoliai ant jų būtų nedideli.

Pagrindinė problema, kylanti naudojant erdvinį filtravimą, yra didelis energijos tankis lęšio židinyje. Todėl erdvinuose filtruose židinio plokštumoje esant reikalui reikėtų naudoti vakuuminės kiuvetes.

Dar vienas būdas, leidžiantis sumažinti spinduliuotės saviveiką, yra naudoti apskritiminę poliarizaciją: jai netiesinis lūžio rodiklis n_2 yra 1,5 karto mažesnis [51], [55, 56].

1.10. Šiluminiai reiškiniai aktyviojoje terpėje

Egzistuoja kelios priežastys, dėl kurių kaupinimo energija virsta ne tik naudinga lazerio spinduliuotės energija, bet ir nenaudinga šiluma. Skirtumas tarp kaupinimo fotono ir spinduliuojamo fotono vadinamas kvantiniu defektu. Jis yra vienas svarbiausių šilumos šaltinių kietojo kūno lazeriuose:

- Fotonų energijos skirtumas tarp kaupinimo juostos ir viršutinio darbinio lygmens perduodamas šilumos pavidalu aktyviajai terpei.
- Energijos skirtumas tarp apatinio darbinio lygmens ir pagrindinio sistemos lygmens termalizuojamas.

Be to, šiluma aktyviojoje terpėje išsiskiria nespindulinės relaksacijos iš viršutiniojo darbinio lygmens į pagrindinį sistemos lygmenį ir nespindulinės relaksacijos iš kaupinimo juostos į pagrindinį sistemos lygmenį metu.

Aukštų galių sistemoms labai svarbu tą perteklinę šilumą iš aktyviosios terpės pašalinti. Tam dažniausiai naudojamas šaldymas skysčiais. Šaldant aktyviają terpę, joje susiformuoja temperatūros gradientai. Cilindrinės formos aktyviosioms terpėms (kurios dažnai vadinamos strypais) jie aprašomi tokia išraiška [57]:

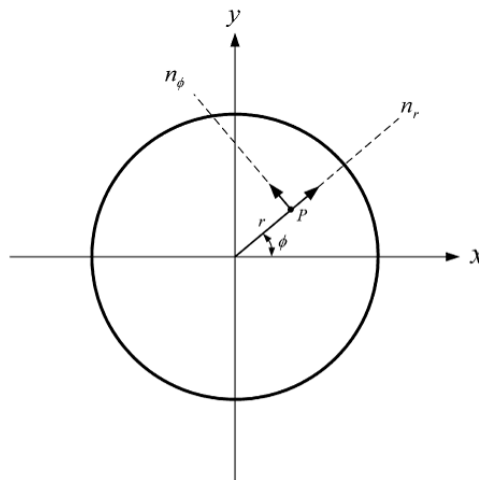
$$T(r) = T(r_0) + \left(\frac{Q}{4K}\right)(r_0^2 - r^2), \quad (12)$$

čia $T(r_0)$ – temperatūra strypo paviršiuje, r_0 – strypo skerspjūvio spindulys, Q – šilumos kiekis tūrio vienetu, K – šilumos laidumas.

$$Q = \frac{P_h}{\pi r_0^2 l}, \quad (14)$$

čia P_h – visa aktyviojoje terpėje išsklaidyta šiluma, l – aktyviosios terpės ilgis.

Dėl temperatūros gradientų strype susiformuoja mechaniniai įtempimai, kurie sąlygoja lokalius lūžio rodiklio pokyčius, kartu ir pluošto depoliarizaciją, bei lemia šiluminio lęšio susiformavimą aktyviojoje terpėje.



11 pav. Radialiojo ir tangentinio lūžio rodiklių orientacija termiškai įtemptoje Nd:YAG strypo pavidalo aktyviojoje terpėje (plokštumoje, statmenoje strypo ašiai) [57]

Dėl fotoelastinio reiškinių lokaliai pasikeičia aktyviosios terpės lūžio rodiklis. Fotoelastinį reiškinį sukelia mechaniniai įtempimai, susiję su temperatūros

gradientais. Lūžio rodiklių tangentinį ir radialinį dedamųjų orientacija Nd:YAG stiprintuvo aktyviojoje terpėje, statmenoje strypo ašiai plokštumoje, gali būti pavaizduota taip, kaip tai parodyta 11 paveiksle.

Šie lūžio rodiklio pokyčiai cilindrinėje koordinačių sistemoje gali būti išreikšti tokiomis formulėmis:

$$\Delta n_r = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q_h}{K} C_r r^2, \quad (15)$$

$$\Delta n_\varphi = -\frac{1}{2} n_0^3 \frac{\alpha Q_h}{K} C_\varphi r^2, \quad (16)$$

čia n_0 – lūžio rodiklis strypo centre, α – tiesinio plėtimosi koeficientas, Q_h – šilumos kiekis tūrio vienetu, K – šilumos laidumas, C_r ir C_φ – aktyviosios terpės fotoelastinių koeficientų funkcijos. Fazės pokytis, sąlygotas šilumos indukuoto dvejopo lūžimo, aprašomas tokia išraiška [50]:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l (\Delta n_\varphi - \Delta n_r) = \frac{\pi}{\lambda} n_0^3 l \frac{\alpha Q_h}{K} (C_r - C_\varphi) r^2, \quad (17)$$

čia λ – stiprinamos spinduliuotės bangos ilgis vakuume, l – Nd:YAG aktyviosios terpės ilgis.

Turint omenyje, kad Q_h proporcingas stiprintuvo kaupinimo šaltinio energijai E_{in} , fazės pokytis φ gali būti perrašytas taip [57]:

$$\varphi = \gamma E_{in} r^2. \quad (18)$$

Impulso sklidimo aktyviuosiuose elementuose skaičiavimams taikant ABCD matricas dvejopo lūžimo indėlis gali būti įskaičiuotas naudojantis Džonso matrica [50]:

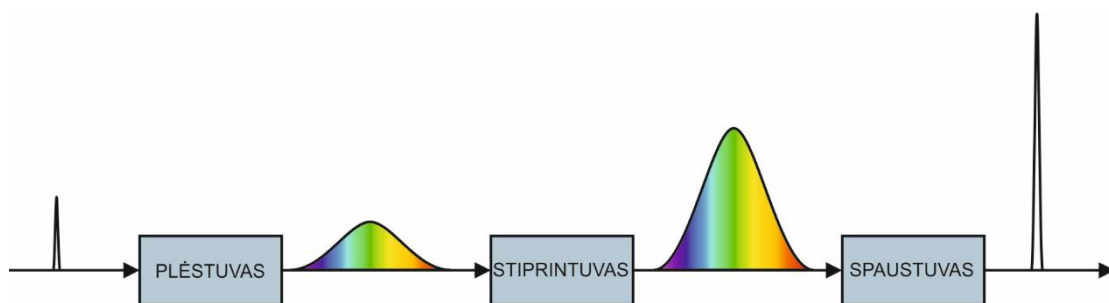
$$G = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\gamma E_{in} r^2} \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Teoriškai šiluminio lęšio židinio nuotolio reikšmę galima apskaičiuoti taip [57]:

$$f = \frac{K\pi r^2}{P_a} \left(\frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\varphi} n_0^3 + \alpha r \frac{n_0 - 1}{L} \right)^{-1}, \quad (20)$$

čia K_c – šilumos laidumas, r – aktyviosios terpės skerspjūvio spindulys, P_a – sugertoji galia, α – šiluminio plėtimosi koeficientas, $C_{r,\varphi}$ – radialusis ir tangentinis fotoelastiniai koeficientai, n_0 – lūžio rodiklis, dn/dT – lūžio rodiklio priklausomybės nuo temperatūros konstanta, L – aktyviosios terpės ilgis. Jeigu aktyviosios terpės fotoelastiniai koeficientai radialiajai ir tangentinei poliarizacijų dedamosioms skiriasi, tai, kaip matyti iš 20 formulės, šiluminio lęšio židinio nuotolis radialiajai ir tangentinei poliarizacijos dedamosioms irgi skirsis. Pavyzdžiui, Nd:YAG terpėje, tas skirtumas yra 1,2 karto [41]. Šis faktas apsunkina šiluminio lęšio kompensaciją ir teisingos erdvinio filtro diafragmos padėties pasirinkimą.

1.11. Čirpuotų impulsų stiprinimas (CPA)



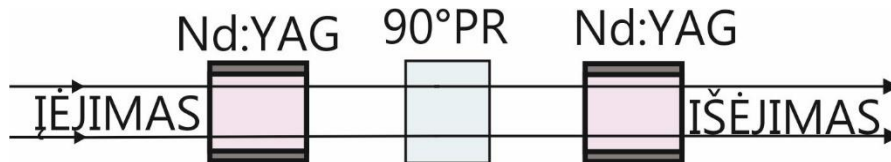
12 pav. Principinė čirpuotų impulsų stiprinimo schema

Ultratrumpųjų šviesos impulsų stiprintuvuose smailiniai optiniai intensyvumai gali pasiekti labai dideles reikšmes: tokias, kad pradėtų reikštis netiesiniai impulso iškraipymai (erdviniai, laikiniai ar spektro) arba net tokias, kad būtų pažeisti optiniai stiprintuvo elementai. Efektyvus būdas to išvengti yra pasinaudoti išplėstų laike (čirpuotų) impulsų stiprinimo metodika (12 pav.). Prieš stiprinimą aktyviojoje stiprintuvo terpėje impulsai yra išplečiami laike iki daug ilgesnių trukmių naudojant didelės dispersijos elementą - plėstuvą (pvz., gardelių porą, čirpuotą Brego gardelę, stiklo prizmes). Taip smailinė galia yra sumažinama iki tokio lygio, kad dar nesireikštų neigiami saviveikos ir optinės pažaidos reiškiniai. Po stiprinimo aktyviojoje stiprintuvo terpėje impulsai suspaudžiami naudojant priešingo dispersijos ženklo nei plėstuvą dispersinį elementą (pvz., gardelių porą). Taip pašalinama fazinė moduliacija ir impulso trukmė yra sumažinama iki panašios į pradinę impulso trukmę. Smailinė galia

kompresoriuje tampa labai didelė, todėl pluoštų skersmuo ant kompresoriaus elementų turi būti didelis.

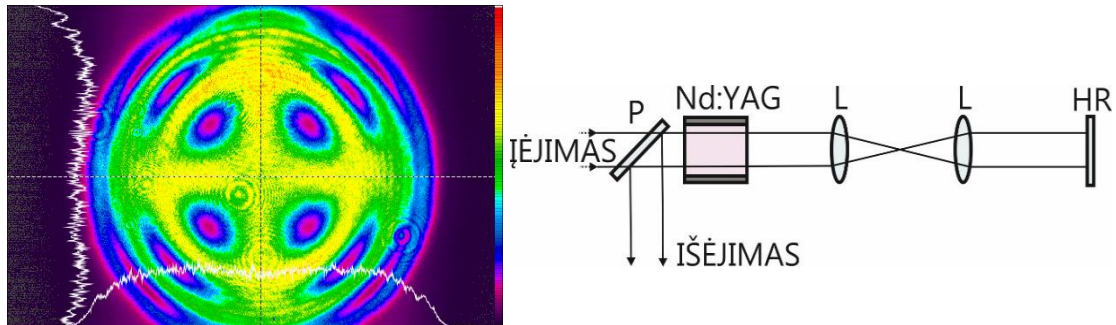
OPCPA technologija yra CPA technologijos evoliucija. Skirtumas tarp šių dviejų technologijų iš esmės yra stiprinimo mechanizmas. Skirtingai negu CPA, kurioje yra naudojami kvantiniai stiprintuvai, OPCPA stiprinimas vyksta parametrinės sąveikos metu netiesiniuose kristaluose. Dėl to OPCPA stiprintuvai neišsiskiria ženkliais parazitiniiais šiluminiais reiškiniais, nes energija nėra kaupiama terpėje, o stiprinimas yra momentinis veiksmas. Parametriniai stiprintuvai turi beveik neribotą stiprinimo juostos plotį. Jeigu vienas kristalas negali pastiprinti viso reikalingo bangų ruožo, galima pasirinkti kelis skirtingus kristalus, kurių kiekvienas stiprintų tam tikrą spektro dalį. CPA, savo ruožtu, turi pakankamai ribotą stiprinimo juostą, apibrėžtą kvantinio stiprintuvo aktyviosios terpės stiprinimo juostos pločio. Taigi ir sustiprintų impulsų mažiausia įmanoma trukmė CPA atveju bus didesnė nei OPCPA. Tačiau CPA atveju kaupinimo šaltiniai gali būti tokie pat, kaip ir tradicinio stiprinimo atveju (lazeriniai diodai, lempos, kai kuriais atvejais nanosekundiniai lazeriai). OPCPA technologija kelia aukštus reikalavimus kaupinimo šaltiniui, tai būna pakankamai sudėtingos lazerinės sistemos, tarp jų ir pagamintos pagal CPA technologiją.

2. Optinės grandinės skirtos pikosekundinių impulsų stiprinimui ir šiluminių reiškinių kompensavimui tyrimas



13 pav. Tradicinė depoliarizacijos kompensacijos schema. 90°PR – 90 laipsnių poliarizacijos rotatorius

Vienas reiškinių, ribojančių stiprinimą lazeriniuose stiprintuvuose, yra spinduliuotės depoliarizacija. Tradicinė depoliarizacijos kompensavimo schema yra vieno lėkio per du vienodus stiprinimo modulius, tarp kurių yra 90° poliarizacijos rotatorius (13 pav.). Tokia schema efektyviai kompensuoja depoliarizaciją, tačiau tuo atveju kai tokia schema nėra rezonatoriaus viduje, nėra efektyviai panaudojama sukaupta stiprinimo moduliuose užpildos apgraža. Nebent tai yra lempomis kaupinami stiprinimo moduliai pasižymintys dideliu stiprinimu, ir / arba, į schemos įėjimą paduodamas signalas, kuris yra pakankamai didelės energijos, kad išotintų stiprintuvus.

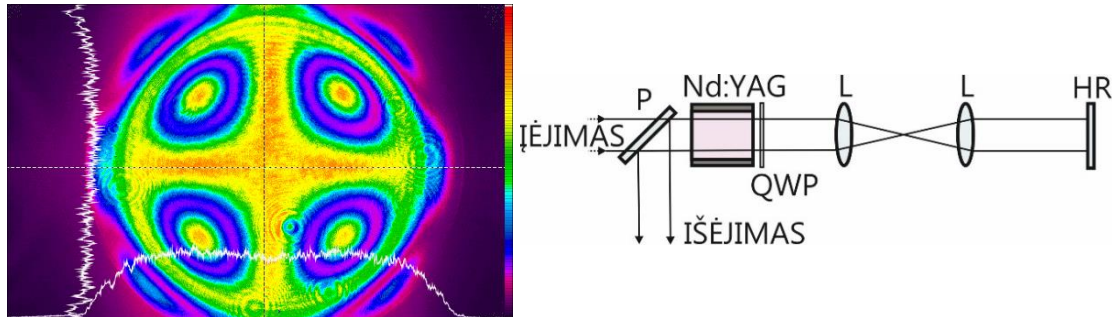


14 pav. Referencinis intensyvumo skirstinys, gautas nenaudojant jokių depoliarizacijos kompensavimo būdų (kairėje). Eksperimento schema (dešinėje).

P – poliarizatorius, L – lęšis, HR – didelio atspindžio veidrodinis.

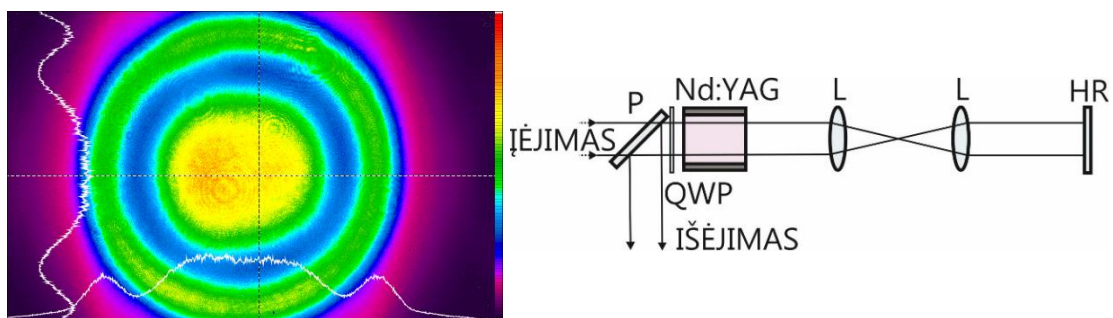
Šio reiškinio įtakai nustatyti buvo surinkta dviejų lėkių per vieną stiprinimo modulį schema. Eksperimentas atliktas su suformuotu supergausinio intensyvumo skirstinio pluoštu. Naudotas Northrop Grumman Corporation Cutting Edge Optronics (CEO) gamybos stiprinimo modulis su 5 mm skersmens Nd:YAG aktyviaja terpe. Stiprinimo modulis eksperimento metu veikė

impulsiniu režimu esant maksimaliai kaupinimo srovei – 145 A, o kaupinimo impulso trukmė buvo 200 μ s. Esant tokiems parametrams stiprinimo modulio kaupinimo vidutinė galia buvo apie 1,2 kW.



15 pav. Intensyvumo skirstinys, gautas įdėjus fazinę plokštelę tarp stiprintuvo modulio ir vaizdo pernešimo teleskopo (kairėje). Eksperimento schema (dešinėje). QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė

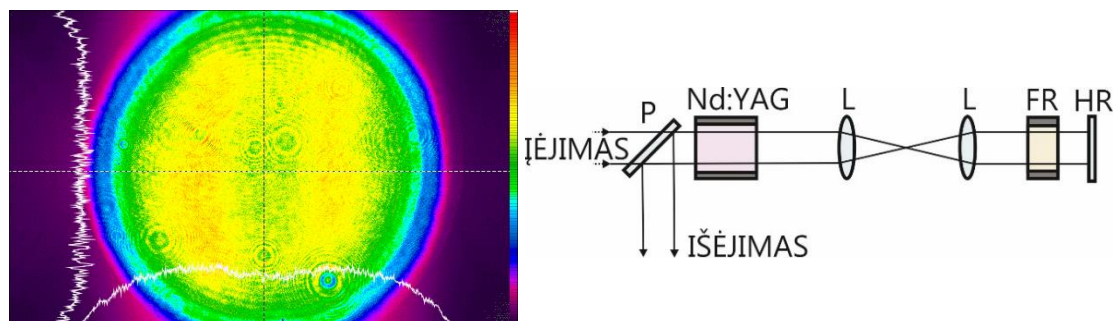
Pirmiausia depoliarizacijai kompensuoti buvo bandoma naudoti $\lambda/4$ fazinę plokštelę, dedant ją dviejose skirtingose schemas vietose: tarp aktyvios terpės bei vaizdo pernešimo teleskopo ir tarp aktyviosios terpės bei poliarizatoriaus. Tokia depoliarizacijos kompensavimo schema yra pigiausia ir neblogai veikia mažos vidutinės galios lazerinėse sistemose. Kaip matyti iš 15 ir 16 paveikslų, pluoštų intensyvumo skirstiniuose yra intensyvumo minimumų, sąlygotų to, kad šviesos poliarizacijos kryptis tose pluošto vietose skiriasi nuo poliarizacijos krypties likusiame pluošte. Mūsų atveju depoliarizacijos mąstas yra pernelyg didelis tokiai depoliarizacijos kompensavimo schemai.



16 pav. Intensyvumo skirstinys, gautas įdėjus fazinę plokštelę tarp stiprintuvo modulio ir poliarizatoriaus (kairėje). Eksperimento schema (dešinėje).

Kaip matoma iš gautų intensyvumo skirstinių nė viena šių schemų negali efektyviai kompensuoti depoliarizacijos. Taip yra dėl to, kad ketvirčio bangos ilgio fazinės plokštelės poveikis priklauso nuo į ją krintančios spinduliuotės poliarizacijos orientacijos, o aktyvioji terpė dėl šiluminių reiškinių pati veikia

kaip nevienalytė fazinė plokštelė, kurios fazės vėlinimas priklauso nuo to į kurią jos vietą pataiko skirtingos pluošto dalys. Taigi perėjusiame per aktyviają terpę pluošte yra skirtingų poliarizacijos būsenų rinkinys ir fazės vėlinimas įnešamas ketvirčio bangos plokštelės visoms joms yra skirtingas.



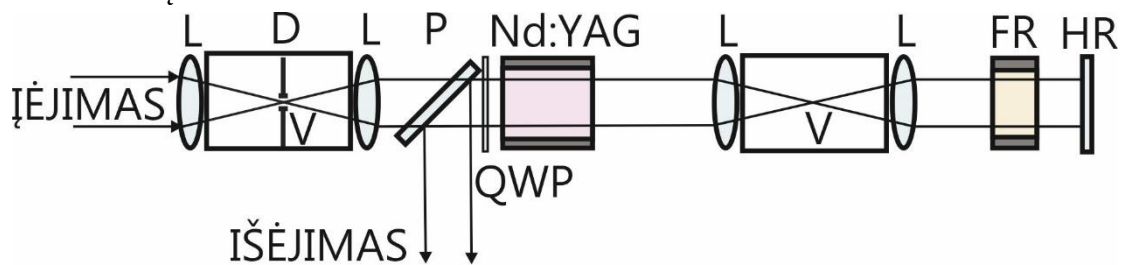
17 pav. Intensyvumo skirstinys, įdėjus Faradėjaus poliarizacijos rotatorių tarp vaizdo pernešimo teleskopo ir galinio veidrodžio (kairėje). Eksperimento schema (dešinėje). FR – Faradėjaus poliarizacijos rotatorius

Skirtingai nuo fazinės plokštelės, Faradėjaus rotatorius visas poliarizacijos orientacijas (jeigu jos yra to paties bangos ilgio) pereinančias per jį pasuka vienodai. Vadinasi jis kur kas geriau tinka mūsų situacijai, kai šiluminiai reiškiniai yra labai ženkliūs (~30% energijos nuostoliai dėl depoliarizacijos). Kaip matyti iš 17 paveiksle pateikto vaizdo, schemeje naudojant 45° Faradėjaus rotatorių galima daug geriau kompensuoti depoliarizaciją: gerai suderintoje schemeje tik keli procentai energijos yra prarandami dėl depoliarizacijos. Taip vyksta dėl to, kad pluoštui dukart prasklidus per Faradėjaus poliarizacijos rotatorių visos poliarizacijos orientacijos yra pasukamos 90°. Tokiu būdu tangentinė ir radialioji poliarizacijų dedamosios susikeičia vietomis prieš antrą perėjimą per tą pačią aktyviają terpę ir sumoje per du lėkius per aktyviają terpę nusklinda tą patį optinį kelią ir patiria vienodą poveikį. Vaizdo pernešimas leidžia užtikrinti kuo geresnį optinių kelių sutapimą, jei ant grąžinančio veidrodžio krinta kolimuotas pluoštas. Taip pat vaizdo pernešimas padeda išsaugoti norimą intensyvumo skirstinį stiprinant supergausinį pluoštą. Nd:YAG terpėje šiluminio lęšio laužiamoji geba tangentinei ir radialinei poliarizacijos dedamosioms yra skirtinga, idealaus kolimavimo ir idealaus kompensavimo gauti nepavyksta, galima gauti tik artimą kolimuotam pluoštą. Tačiau šioje schemeje, po dvejų lėkių per aktyviają terpę šiluminio lęšio skirtingos

laužiamosios gebos poveikis yra kompensuojamas.

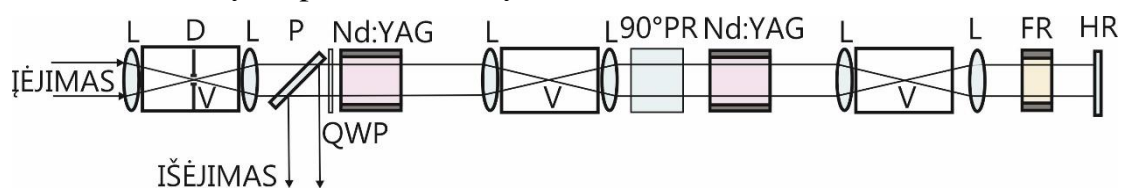
Nors ketvirčio bangos ilgio plokštelė ir negali kompensuoti depoliarizacijos, ji gali būti labai naudinga stiprinimo scheme: įstačius ją prieš stiprinimo modulį, tiesinė poliarizacija yra paverčiama apskritimine abiejų lėkių per stiprinimo terpę metu, o išėjime iš dviejų lėkių pakopos vėl virsta tiesine. Apskritiminė poliarizacija patiria 1,5 karto mažesnę ašinių fazės postūmį dėl netiesinės sąveikos su medžiaga [56]. Todėl galima turėti 1,5 karto daugiau energijos iš fiksuoto diametro aktyviosios terpės, nesusiduriant su netiesiniais reiškiniiais, kaip kad šviesos fokusavimasis dėl Kero lęšio. Pateikta 16 paveiksle schema galėtų būti pigus ir efektyvus sprendimas mažos vidutinės galios lazerinėje stiprinimo sistemoje su didele impulso energija (mažo pasikartojimo dažnio sistema).

Taigi atlikus eksperimentus pasirinkta optimali stiprinimo pakopos schema (18 pav.). Palyginti su tradiciškai naudojama schema, kurioje naudojamas vienas perėjimas per du vienodus stiprinimo modulius, tarp kurių yra įstatytas 90° poliarizacijos rotatorius, ši schema yra pranašesnė tuo, kad efektyviau panaudojama aktyviojoje terpėje esanti užpildos apgrąža. Tarp atskirų pakopų vykdomas vaizdo pernešimas, leidžiantis išsaugoti norimą intensyvumo skirstinį, kuris taip pat naudojamas ir kaip erdvinis filtravimas, padedantis išvalyti pluoštą nuo trikdžių, kurie galėtų išsivystyti ir lemti lokalų pluošto fokusavimąsi.



18 pav. Optimalios dviejų lėkių stiprinimo pakopos schema. L – lęšis, D – diafragma, V – vakuuminė kiuvetė, P – poliarizatorius, QWP – ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė, Nd:YAG – šoninio kaupinimo stiprinimo modulis su Nd:YAG aktyviaja terpe, FR – Faradėjaus poliarizacijos rotatorius, HR – grąžinantis veidrodis.

Faradėjaus rotatoriaus naudojimas turi ir neigiamą bruožą: tai yra pakankamai didelio ilgio optinis elementas su panašios į Nd:YAG eilės netiesiniu lūžio rodikliu. Taigi jame vyksta šviesos ir medžiagos netiesinė sąveika ir tokiu būdu jis prisideda prie netiesinio fazės postūmio kaupimosi sistemoje. Nors ir nedaug, bet jis sugeria lazerio spinduliuotę, todėl kaista. Medžiagos Verde (pran. *Verdet*) konstanta priklauso, ne tik nuo bangos ilgio, bet ir nuo temperatūros. Vadinasi didelės vidutinės galios sistemose poliarizacijos kompensavimas pablogėja. Be to, rotatoriuje gali būti generuojamas ir šiluminis lęšis. Tokiais atvejais gali būti panaudota mūsų siūlomos poliarizacijos kompensavimo schemos variacija – du lėkiai per du stiprinimo modulius vienoje pakopoje (19 pav.), o ne dvi atskiros stiprinimo pakopos po du lėkius per stiprinimo modulį. Viename iš optinės grandinės stiprinimo modulių naudojama didesnio diametro aktyvioji terpė (pirmame stiprinimo modulyje, schemoje parodytame kairiau). Tarp dviejų stiprinimo modulių naudojamas 90° kvarcinis rotatorius arba dvi ortogonaliai išstatytos pusės bangos ilgio plokštelės. Tokiu būdu sumažinama vidutinė galia ant Faradėjaus rotatoriaus, gaunant tą pačią išėjimo galią. Taip pat sumažinamas sukaupiamas netiesinis fazės postūmis, patiriamas spinduliuotės sklidimo per stiprinimo schemą metu. Tokia schema buvo panaudota kuriant ELI-ALPS SYLOS lazerinę kaupinimo sistemą [58].



19 pav. Stiprinimo schema skirta sumažinti šiluminę apkrovą Faradėjaus rotatoriuje didelės vidutinės galios stiprinimo sistemoje. 90° PR – 90° poliarizacijos rotatorius arba 2 ortogonaliai išstatytos pusės bangos ilgio plokštelės

2.1. Išvados

1. Depoliarizacijos kompensavimas dviejų lėkių per vieną stiprinimo modulį schemoje, naudojant ketvirčio bangos ilgio plokštelę, nėra tinkamas didelės vidutinės kaupinimo galios stiprinimo modulius naudojančioms lazerinėms sistemoms, kuriose naudojamos aktyviosios

terpės neturi natūralaus dvejopo šviesos lūžimo savybės.

2. Dviejų lėkių per vieną stiprinimo modulį schema su vaizdo pernešimu tarp aktyviosios terpės bei gražinančio veidrodžio ir 45° laipsnių Faradėjaus poliarizacijos rotatoriumi yra gerai tinkama depoliarizacijai kompensuoti stiprinimo schemose su didelės vidutinės kaupinimo galios stiprinimo moduliais, naudojančiais aktyvias terpes kurios neturi natūralaus dvejopo šviesos lūžimo savybės. Taip pat naudojant šią schemą kompensuojamas skirtingos šiluminio lęšio laužiamosios gebos tangentinei ir radialiajai poliarizacijos dedamosioms poveikis. Tokia schema leidžia sumažinti energijos nuostolius iki kelių procentų eilės. Ji yra efektyvesnė sukauptos užpildos apgrąžos panaudojimo atžvilgiu už tradicinę vieno lėkio per du stiprinimo modulius schemą, kai yra naudojamos vienodomis sąlygomis veikiančios aktyviosios terpės.
3. Efektyviai depoliarizaciją kompensuoti ir šiluminę Faradėjaus rotatoriaus apkrovą bei spinduliuotės sukauptą netiesinį fazės postūmį sumažinti galima naudojant kitą schemos variaciją. Joje vienas po kitos vyksta spinduliuotės lėkiai vienoje pakopoje per du stiprinimo modulius su 90° poliarizacijos rotatoriumi bei dviem vaizdo pernešimais tarp jų ir tarp antro stiprinimo modulio bei gražinančio veidrodžio. Faradėjaus rotatorius yra įstatomas tarp antro stiprinimo modulio ir gražinančio veidrodžio.

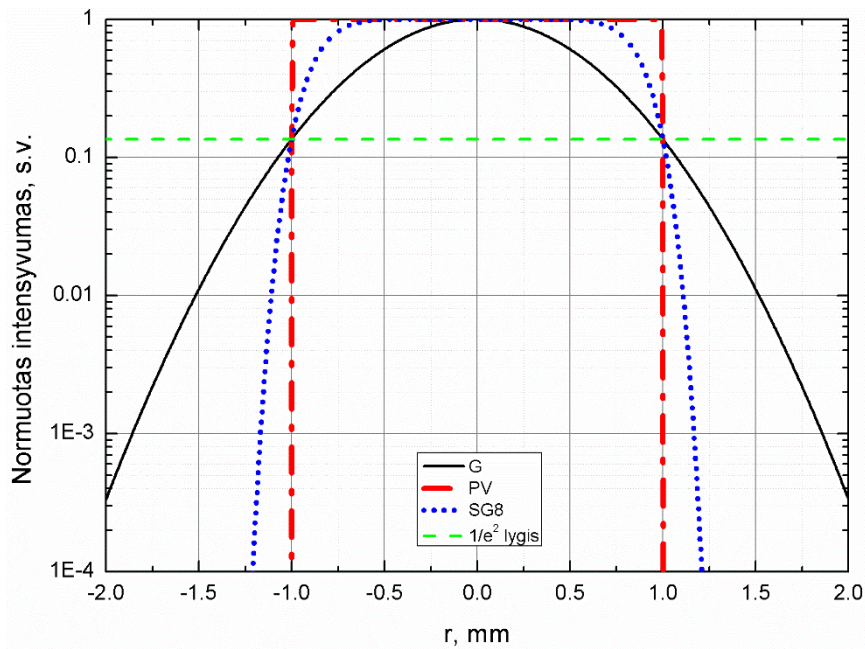
3. Plokščios viršūnės pluošto formavimas lazeriniuose stiprintuvuose

3.1. Kam reikalingas pluošto formavimas

Geriausiai pluošto formavimo naudą iliustruoja 20 paveikslas. Paimkime vienetinio spindulio (pagal $1/e^2$ intensyvumo lygį, 20 pav. brūkšninė kreivė) gausinio intensyvumo skirstinio pluoštą (20 pav. ištisinė kreivė). Norėdami sustiprinti tokį pluoštą ir išvengti intensyvumo skirstinio moduliacijos dėl difrakcijos nuo aktyviosios terpės krašto, turėtume paimti aktyviają terpę tokio skersmens, per kurį mūsų pluoštas pereitų nekliudydamas krašto bent jau 10^{-3} intensyvumo lygyje. Ši sąlyga gauta iš skaitmeninio modeliavimo, stebint intensyvumo skirstinio moduliaciją pluoštui laisvai sklindant erdvėje. Esant tokiam pluošto skersmeniui intensyvumo skirstinio moduliacija su apertūra ir be jos yra vienoda. Kaip matome, mūsų atveju tas aktyviosios terpės skersmuo būtų beveik dvigubai didesnis už paties pluošto skersmenį (1,86 mm x 2). Tokiu atveju mūsų vadinamasis užpildos faktorius (angl. *fill factor*), kuris šoninio kaupinimo atveju, yra lygus pluošto ir aktyviosios terpės skerspjūvių plotų santykiui, būtų ~28,9 %. Palyginimui paimkime tokio pat skersmens ($1/e^2$) idealų plokščios viršūnės intensyvumo skirstinio pluoštą (20 pav. linija iš brūkšnių ir taškų). Toks pluoštas nekliudydamas krašto pagal 10^{-3} intensyvumo lygį pereitų per 2 mm diametro aktyviają terpę, t. y. 100 % užpildymas. Sklisdamas, dėl difrakcijos, toks pluoštas pradės labai greitai transformuotis ir elgsis lyg difragavęs ant kietos apertūros. Todėl paimkime 1 mm spindulio ($1/e^2$) pluoštą, kurio intensyvumo skirstinys apibūdinamas 8-osios eilės supergausine funkcija ($N = 8$):

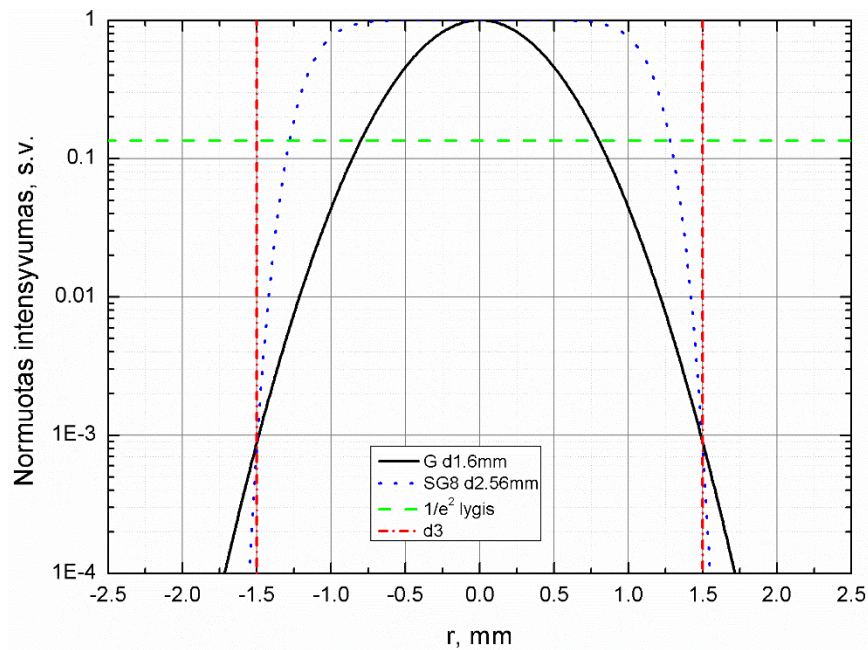
$$I(r, w) = I_0 \exp \left[-2 \left(\frac{r}{w} \right)^N \right]. \quad (21)$$

Tokį pluoštą įmanoma gauti naudojant tradicinius pluošto formavimo būdus. Jis 10^{-3} lygyje nekliudytų 1,17 x 2 mm skersmens strypo krašto ir leistų pasiekti 73,1 % aktyviosios terpės užpildymą.



20 pav. Vienodo spindulio ($1/e^2$) pluoštų su skirtingomis intensyvumo skirstinio funkcijomis palyginimas. G – Gauso intensyvumo skirstinys, PV – plokščios viršūnės intensyvumo skirstinys, SG8 – 8-osios eilės supergausinys intensyvumo skirstinys, r – skersinė pluošto koordinatė

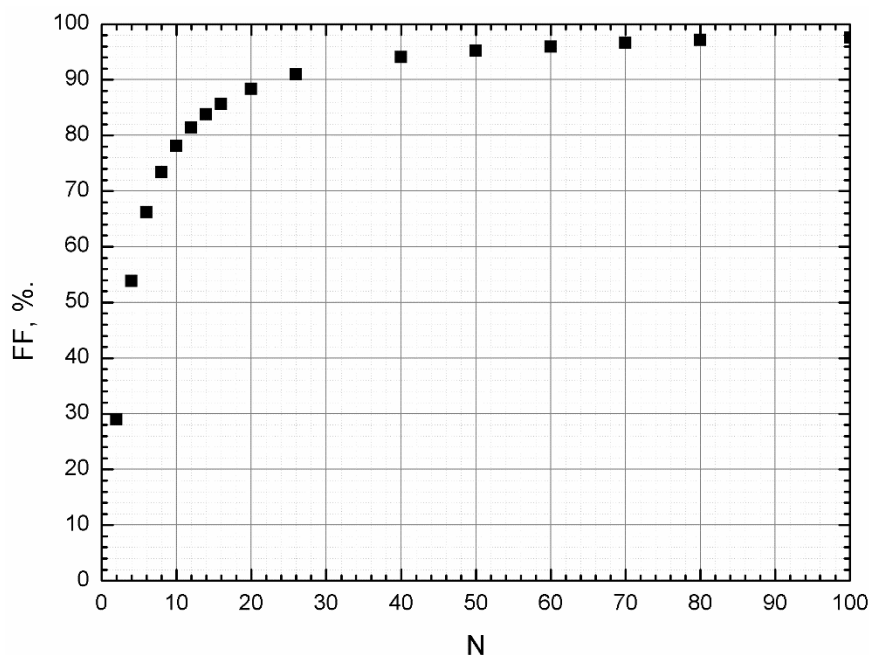
Panagrinėkime labiau praktinį pavyzdį. Tarkime, turime 3 mm skersmens aktyviają terpę ir norime joje sustiprinti maksimalaus skersmens, nekliudančio aktyviosios terpės krašto ties intensyvumo lygiu 10^{-3} , pluoštą. Jeigu stiprintume



21 pav. Maksimalaus skersmens (3 mm skersmens aktyviajai terpei) intensyvumo skirstinių palyginimas. G d1.6 mm – 1,6 mm skersmens Gauso pluoštas, SG8 d 2,56 – 2,56 mm skersmens 8-osios eilės supergausinys pluoštas, r – skersinė pluošto koordinatė, d3 – 3 mm skersmens aktyviosios terpės kraštai

Gauso intensyvumo skirstinio pluoštą, tai pluošto patenkinančio ankstesnę sąlygą skersmuo ($1/e^2$) būtų 1,6 mm. Aktyvioji terpė šiuo atveju būtų užpildyta 28,4 %. Anksčiau minėto 8-osios eilės supergausinio intensyvumo skirstinio pluoštas galėtų būti 2,56 mm diametro (72,8 % užpildymas),(21 pav.).

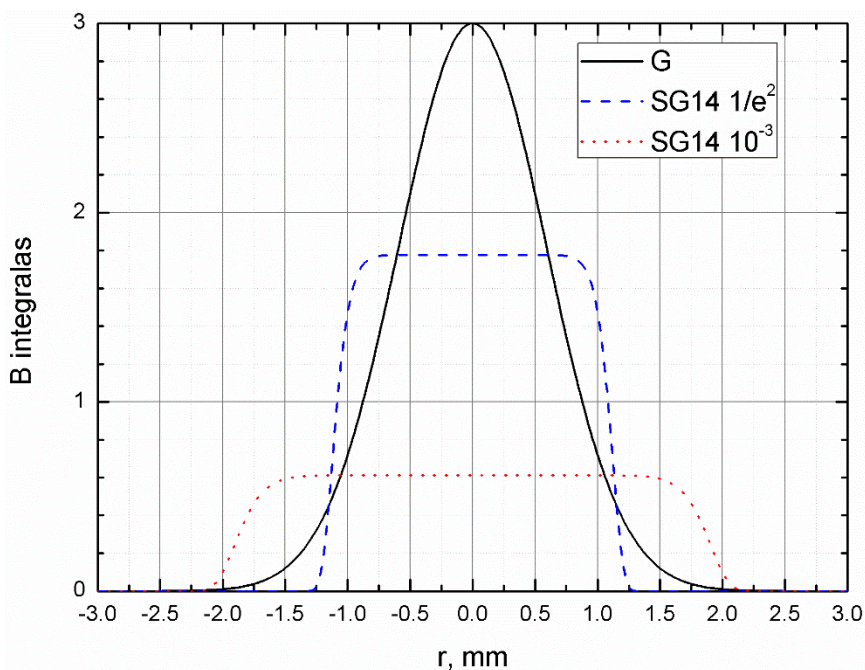
Sumodeliuota maksimaliai pasiekiamo užpildymo priklausomybė nuo supergausinės funkcijos eilės pateikta 22 paveiksle. Nurodytos užpildymo vertės nepriklauso nuo aktyviosios terpės skersmens.



22 pav. Pasiekiamo aktyviosios terpės užpildymo (FF) priklausomybė nuo supergausinės funkcijos eilės (N)

Didesnis aktyviosios terpės užpildymas lemia efektyvesnę užpildos apgrąžos, sukauptos aktyviojoje terpėje, panaudojimą. Homogeniškesnis intensyvumo skirstinys, taip pat, yra mažiau jautrus pluošto savaiminiam fokusavimuisi dėl netiesinės sąveikos. Kaip galima matyti iš 23 paveikslo, kur pavaizduotas sumodeliuotas B integralo skirstinys per pluošto skerspjūvį Gauso pluoštui ir keliems 14-osios eilės supergausinę funkciją atitinkantiems skirstiniams, susirenka mažesnis ašinio fazės postūmio skirtumas tarp pluošto centro ir kraštų. Visais pateiktais atvejais impulso energija yra vienoda (27,6 mJ), ji buvo parinkta tokia, kad per 76 mm ilgio Nd:YAG elementą be stiprinimo nusklidęs Gauso skirstinio pluoštas, kurio impulso trukmė yra 150 ps surinktų smailinį ašinį fazės postūmį atitinkanti B integralo vertė, lygią 3. Ją mes laikome saugia

riba, kai dar nepasireiškia savaiminis pluošto fokusavimasis. Gauso pluošto skersmuo yra toks, kad nekliudytų 5 mm skersmens apertūros iki 10^{-3} intensyvumo lygio. Kai supergausinio pluošto diametras yra lygus Gauso pluošto diametru pagal $1/e^2$ intensyvumo lygį (brūkšninė kreivė), dėl mažesnio smailinio intensyvumo (esant tai pačiai impulso energijai) B integralo vertė sumažėja $\sim 1,7$ karto. Kitu atveju (taškinė kreivė), pasinaudojama tuo, kad supergausinio pluošto nekliudančio 5 mm skersmens apertūros skersmuo yra 1,7 karto didesnis nei Gauso. Tokio pluošto surenkamas smailinis ašinis fazės postūmis yra net 4,9 karto mažesnis. Iš šio modeliavimo rezultatų galima daryti išvadą, kad supergausinis pluoštas leidžia padidinti stiprintuvo išėjimo impulso energiją 4,9 karto.



23 pav. Sumodeliuoti ašinio netiesinio fazės postūmio erdviniai skirstiniai: Gauso pluošto (G), lygaus jam pagal $1/e^2$ intensyvumo lygį 14-osios eilės supergausinio pluošto (SG 14 $1/e^2$) ir $\sim 1,7$ karto didesnio skersmens pagal $1/e^2$ intensyvumo lygį 14-osios eilės supergausinio pluošto (SG14 10^{-3}), r – skersinė pluošto koordinatė

Homogeniškas intensyvumo skirstinys taip pat yra naudingas kai kuriems lazerinių stiprintuvų taikymams, susijusiems su parametrine sąveika (pvz., OPCPA)

3.2. Pluošto formavimo būdai

Pluošto formuotuvai gali būti bendrai apibūdinti kaip optiniai elementai kurių

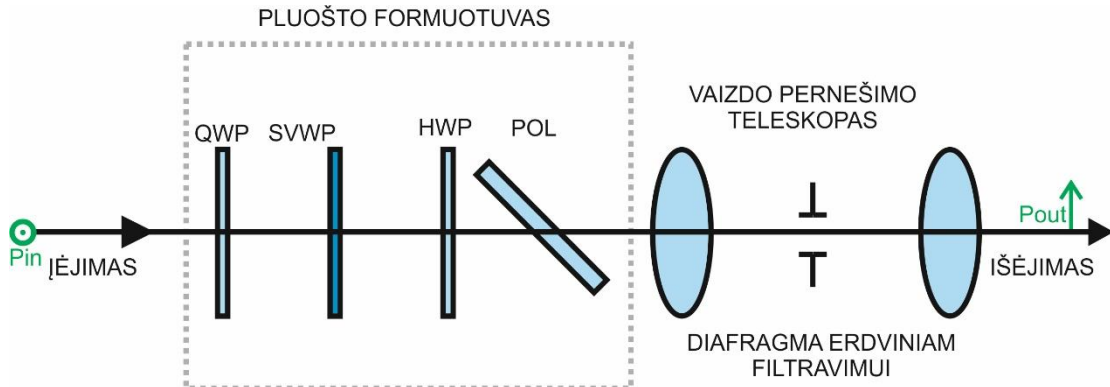
viena iš optinių savybių yra erdviškai kintama. Tai gali būti sugertis, atspindys, difrakcija, refrakcija arba poliarizacijos kontrolė. Pagrindinis reikalavimas formuotuvams, skirtiems didelės vidutinės galios lazerinėms sistemoms, yra gebėjimas atlaikyti aukštą galią. Kitos svarbios formuotuvų savybės yra: efektyvumas (turimas omenyje formuotuvo sistemos energinis pralaidumas), išstatymo lengvumas, jautrumas išderinimui, ilgalaikis stabilumas, galimybė prireikus lanksčiai paderinti išėjimo pluošto profilį. Lazeriniais diodais kaupinamoms sistemoms labai aktualus yra efektyvumas, nes standartinių diodais kaupinamų modulių (su šoniniu kaupinimu) stiprinimas yra gana menkas. Tipinis tokių modulių vieno lėkio stiprinimas yra 3–5 kartų eilės. Vadinasi prarastą formavimo metu galią reikia kompensuoti pridedant papildomas stiprinimo pakopas. Dėl to didėja sistemos kompleksškumas ir kaina, didėja pluošto iškraipymai dėl papildomų aberacijų, taip pat kyla papildomi reikalavimai aušinimo įrangai.

Atsižvelgiant į sistemos vidutinę galią, impulso energiją ar šviesos intensyvumą, gali būti naudojami skirtingi pluošto formavimo būdai. Vidutinio galingumo sistemoms gali būti naudojamos skystųjų kristalų matricos [59] arba sugeriantys apodizuojantys filtrai [60]. Didelės energijos, bet mažos vidutinės galios sistemoms dažniausiai yra naudojamos dantytos apodizuojančios apertūros [50]. Tačiau jų demonstruojamas efektyvumas yra labai žemas (~10 % eilės), nes tik nedidelė centrinė gausinio pluošto dalis yra panaudojama plokščios viršūnės intensyvumo skirstinio formavimui. Dideliu efektyvumu ir dideliu optiniu atsparumu išsiskiria formavimo būdas pasitelkiant porą asferinių lęšių [61, 62] arba gradientinio lūžio rodiklio (angl. *graded-index*) lęšių [63]. Šie formavimo būdai taip pat leidžia išlaikyti bangos fronto kreivumą. Tačiau jie reikalauja pakankamai tikslaus gamybos proceso, precizinio mazgo surinkimo ir tikslaus justiravimo eksperimentinėje sistemoje. Dar vienas jų minusas yra tai, kad jos yra suprojektuojamos konkrečiam įėjimo pluošto skersmeniui ir konkrečiam išėjimo pluošto intensyvumui. Kitas lazerio pluošto profilio formavimo būdas yra erdviškai kintamą poliarizacijos konverterį panaudoti poroje su

poliarizatoriumi. Šių elementų kombinacija drauge dirba kaip erdviškai kintamas atenuatorius, o reikiamo profilio suformavimo galimybė priklauso nuo galimybės sukurti reikalingą erdviškai kintamą poliarizacijos konverterį. Vienas tokio konverterio variantų yra lęšis, pagamintas iš dvejojo lūžimo medžiagos, pavyzdžiui, kristalinio kvarco [64, 65]. Taigi pluoštas patiria radialiai kintamą fazės poslinkį ir radialiai kintamą poliarizacijos transformaciją. Poliarizacijos konverteris veikia kaip optinis lęšis, todėl bangos fronto kreivumo spindulio išsaugojimui naudojamas kompensuojantis lydyto kvarco lęšis, optiškai kontaktuojantis su konverteriu. Idealiai geometriškai atitinkančių vienas kitą lęšių gamybos procesas yra technologinis iššūkis. Taip pat dvejojo lūžimo elemento storis turi būti parinktas labai tiksliai. Dėl sferinės poliarizacijos konverterio formos tokio formuotuvo galimi išėjimo intensyvumo skirstinių variantai yra pakankamai riboti, tačiau naudojant du dvejojo lūžimo lęšius galima formuoti ir įmantresnius pluoštus [65]. Dar viena galimybė – stiprinamo pluošto intensyvumo skirstinį formuoti naudojant radialiai kintamą stiprintuvo aktyviosios terpės stiprinimą. Bet tai bet koku atveju reikalauja išankstinio formavimo [66, 67]. Toks formavimo būdas buvo panaudotas šios disertacijos 4 skyriuje aprašomuose eksperimentuose.

Galiausiai egzistuoja mūsų pasiūlytas pluošto formavimo būdas naudojant nanogardelių įrašymą kvarciniame stikle. Tokiu būdu suformuotos nanogardelės išsiskiria dvejoju šviesos lūžimu. Šia technologija gali būti pagamintas erdviškai kintamas poliarizacijos konverteris. Kartu su poliarizatoriumi gaunamas erdviškai kintamas atenuatorius – formuotovas. Pageidaujamas profilis įrašomas femtosekundiniais impulsais kvarciniame stikle pagal tam tikrą technologiją.

3.3. Pluošto formavimas naudojant erdviškai kintamą fazinę plokštelę

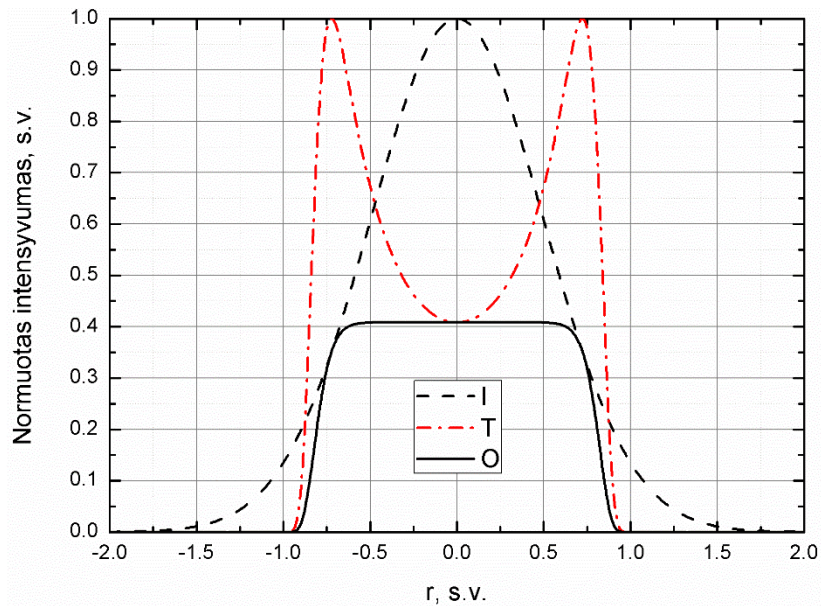


24 pav. Formuotuvo optinė schema. QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė, SVWP – erdviškai kintama fazinė plokštelė, HWP – pusės bangos ilgio plokštelė, POL – poliarizatorius. Parodytos poliarizacijos kryptis įėjime ir išėjime

Taikant nanogardelių įrašymo kvarciniame stikle technologiją, galima įrašyti norimą fazės vėlinimą ir norimą lėtosios ašies orientaciją (dvejopas lūžimas) reikalingoje šio optinio elemento vietoje. Tie parametrai yra įrašomi taškas po taško, taigi kiekviename taške parametrai gali skirtis. Tokiu būdu galima įrašyti funkciją, kuri reikiamai paveiktų skirtingų pluošto dalių poliarizaciją.

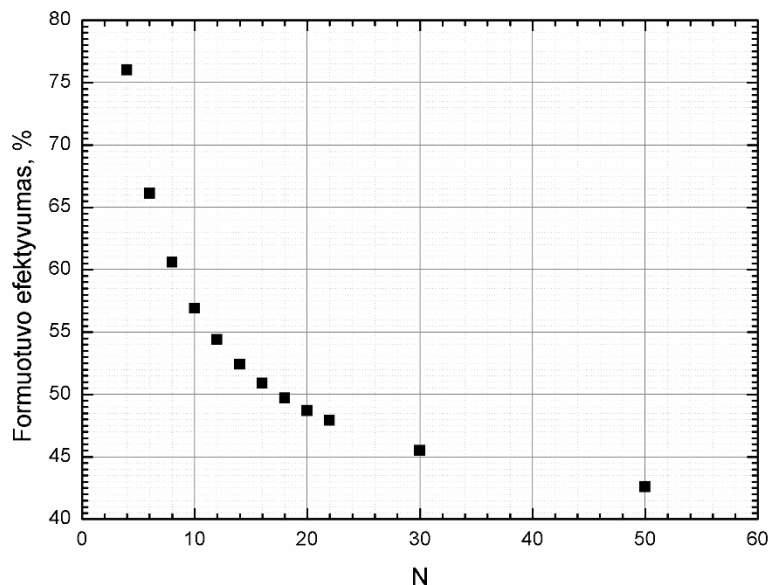
Mūsų atveju įrašytas vėlinimas per visą plotą buvo vienodas – lygus ketvirčiui bangos ilgio, keičiama tik lėtosios ašies orientacija. Taigi naudojant ketvirčio bangos ilgio plokštelę ir poliarizaciją analizuojantį optinį elementą galima buvo formuoti pluošto intensyvumo skirstinį. Reikiamam pluošto intensyvumui transliuoti į stiprintuvą buvo naudojamas vaizdo pernešimo teleskopas. Teleskopo židinyje buvo patalpinama diafragma, skirta nufiltruoti sklaidą nuo nanogardelių. Papildomai prieš poliarizatorių galima (bet nebūtina) įstatyti pusės bangos ilgio plokštelę, kuri leistų valdyti išėjimo intensyvumo skirstinį (platesnis aprašymas pateiktas toliau). Formuotuvo optinė schema parodyta 24 paveiksle. Pagrindinis formuotuvo optinis elementas erdviškai kintanti fazinė plokštelė (angl. *Spatially Variable Wave Plate* – SVWP) [68] pagamintas Altechna R&D.

Formuotuvo veikimo principas grafiškai parodytas 25 paveiksle. Į formuotuvą



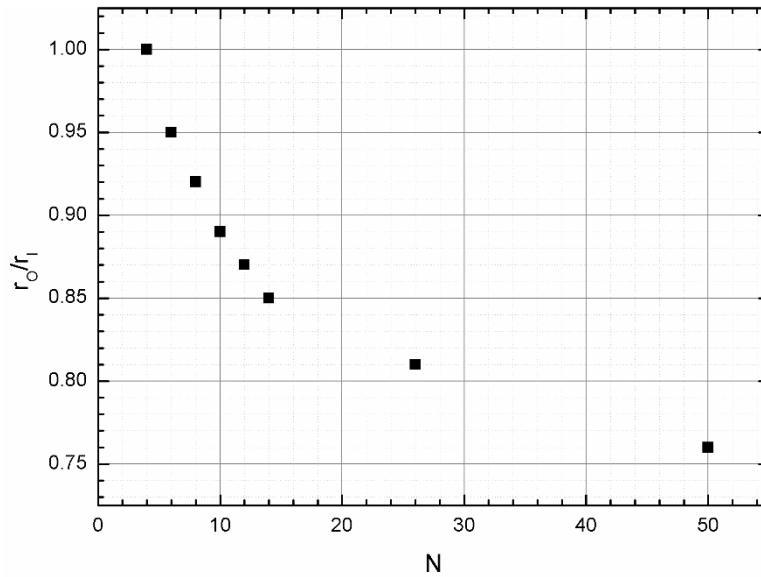
25 pav. Formuotuvo veikimo principo teorinė demonstracija. I – pradinis gausinis pluoštas, T – pralaidumo funkcija, O – 14-osios eilės supergausinis pluoštas formuotuvo išėjime, r – skersinė pluošto koordinatė

leidžiamas konkretaus (iš anksto numatyto) skersmens gausinis pluoštas. SVWP yra įrašyta iš anksto sumodeliuota lėtųjų ašių krypčių funkcija, kuri kartu su ketvirčio bangos ilgio plokštele ir poliarizatoriumi duoda reikiamą pralaidumo funkciją ir išėjimo intensyvumo skirstinį. Tokio formuotuvo teorinis energetinis efektyvumas (neįskaitant sklaidos ir filtravimo nuostolių), atsižvelgiant į supergausinės funkcijos eilę (26 pav.) gali siekti ~76 % (4-osios eilės supergausinė funkcija). Mūsų atveju (14-osios eilės supergausinė funkcija)



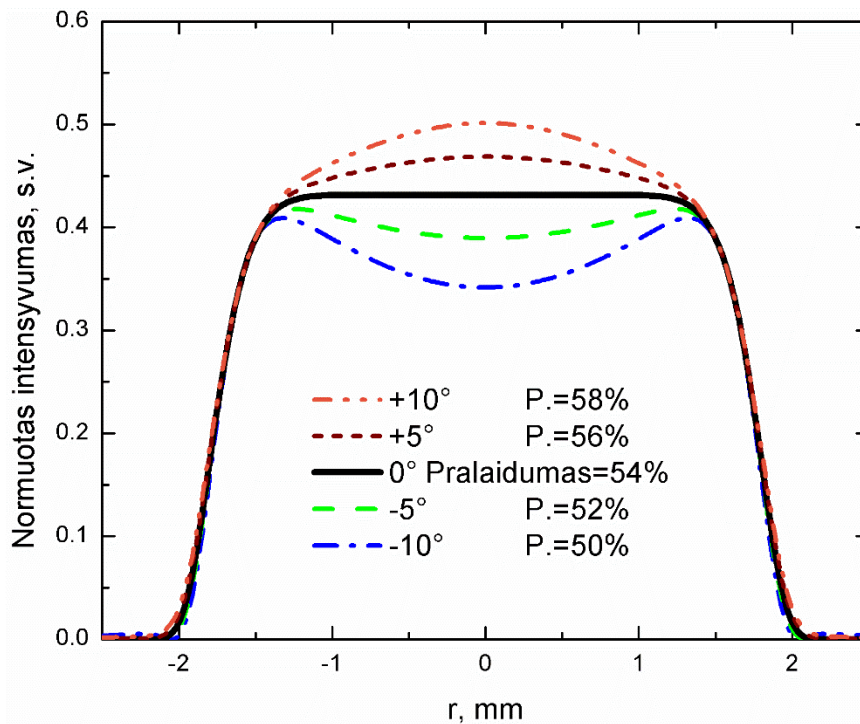
26 pav. Formuotuvo energinio pralaidumo (efektyvumo) teorinė priklausomybė nuo supergausinės funkcijos eilės (N), neįskaitant sklaidos ir erdvinio filtravimo nuostolių

pralaidumas buvo apie 52 %.



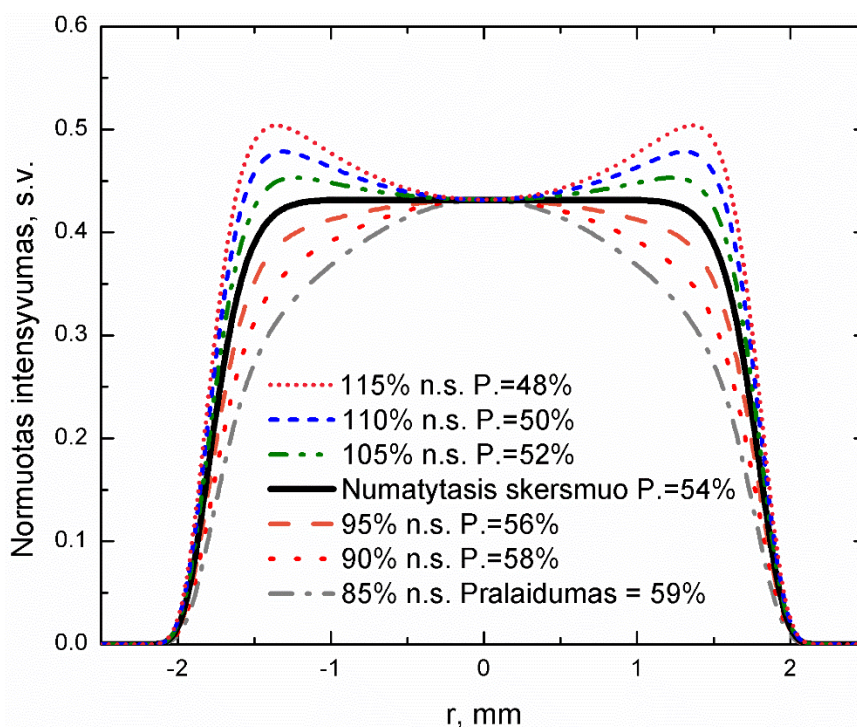
27 pav. Geriausiam energetiniam formuotuvo efektyvumui pasiekti reikalingo išėjimo ir įėjimo pluošto spindulių (skersmenų) santykio (r_o/r_1) teorinė priklausomybė nuo supergausinės funkcijos eilės

Norint pasiekti maksimalų formuotuvo efektyvumą, jis turi būti suprojektuotas idealiam išėjimo ir įėjimo pluoštų spindulių (skersmenų) santykiui, kuris taip pat priklauso nuo supergausinės funkcijos eilės (27 pav.).



28 pav. Teorinė išėjimo impulso intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo pusės bangos ilgio fazinės plokštelės pasukimo kampo.

Jau buvo paminėta galimybė papildoma pusės bangos ilgio plokštele koreguoti formuotuvo išėjimo intensyvumo skirstinį. Sukant ją, galima varijuoti intensyvumo skirstinį, nuo skirstinio su stačiais šlaitais ir įdubimu iki skirstinio su stačias šlaitais su iškilimu pluošto centre (28 pav.). Tai yra naudinga turint stiprinimo modulį, kuriame stiprinimas nėra homogeniškas per visą aktyviosios terpės skerspjūvį, t. y. stiprinimas didesnis per centrą arba, priešingai, periferijoje. Beveik visi stiprinimo moduliai su šoniniu kaupinimu (dėl temperatūros skirtumo tarp centro ir krašto stumiasi stiprinimo juostos centras) išsiskiria stiprinimo netolygumu, kurį galima nesunkiai kompensuoti. Nevienodo stiprinimo poveikį stiprintuvo išėjimo pluošto intensyvumo skirstiniui galima kompensuoti stiprinant pluoštą su įdubimu. Tai tinka, kai naudojamas aktyviosios terpės stiprinimo modulis kuriame geriau stiprinasi centras (su iškilimu, jei geriau stiprinama periferija). Tuomet išėjime gaunamas plokščios viršūnės intensyvumo skirstinys.



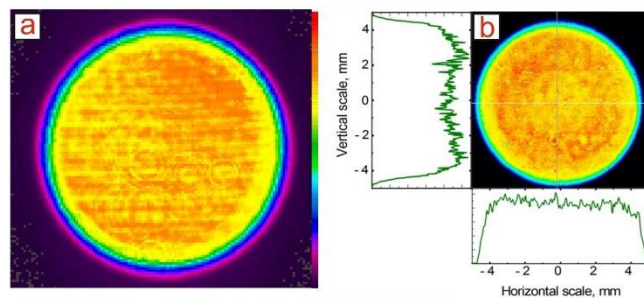
29 pav. Teorinė išėjimo impulso intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo gausinio pluošto, krintančio ant SVWP skersmens. Skersmuo nurodytas procentais nuo numatytojo skersmens (n.s.).

Galima ir kitaip valdyti išėjimo profilį – keičiant gausinio pluošto, krintančio ant SVWP elemento, skersmenį. Kaip pasikeičia formuotuvo išėjimo intensyvumo skirstinys, kintant gausinio pluošto skersmeniui parodyta 29 paveiksle.

Palyginimui pateiktas intensyvumo skirstinys numatytojo skersmens atveju (kuriam buvo suprojektuotas formuotuvas).

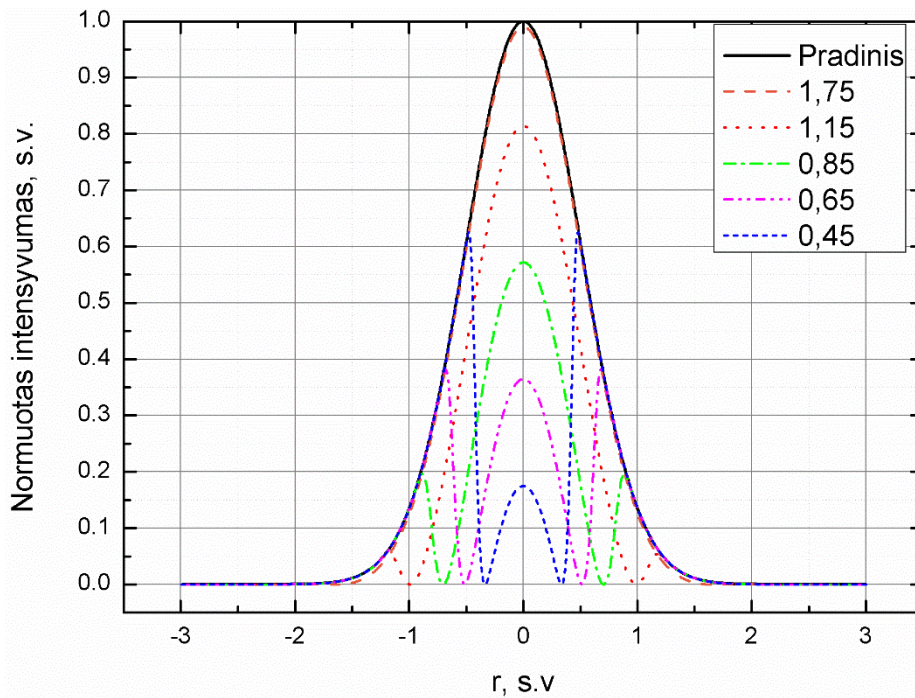
Šių dviejų formuotuvo valdymo galimybių dėka jis tolerantiškas pradinio gausinio pluošto skersmeniui. Formuotuvo išėjimo intensyvumo skirstinio pokytį, dėl įėjimo gausinio profilio neatitikimo numatytajam skersmeniui galima kompensuoti pusės bangos ilgio plokštelės pasukimu. Tai yra pakankamai svarbi ir patogi savybė, nes kartais būna sudėtinga turėti tikslaus reikiamo skersmens lazerio spinduliuotės pluoštą. Kai gausinio pluošto skersmuo yra 105 % nuo numatytojo, pasukus pusės bangos ilgio plokštelę į vieną pusę $\sim 4,9^\circ$, galima gauti identišką spinduliuotės išėjimo profilį, kaip ir numatytojo skersmens gausinio pluošto atveju. Kai gausinio pluošto skersmuo yra 95 % nuo numatytojo, pusės bangos ilgio plokštelę reikia pasukti $\sim 4,4^\circ$ į priešingą pusę. Gaunamas profilis atitinka numatytąjį, tačiau yra šiek tiek mažesnio skersmens. Pralaidumo pokytis šiais atvejais neviršija 1 % nuo numatytojo diametro atveju.

Realioje sistemoje pritaikius tokį formavimo būdą gaunami intensyvumo skirstiniai yra parodyti 30 paveiksle.



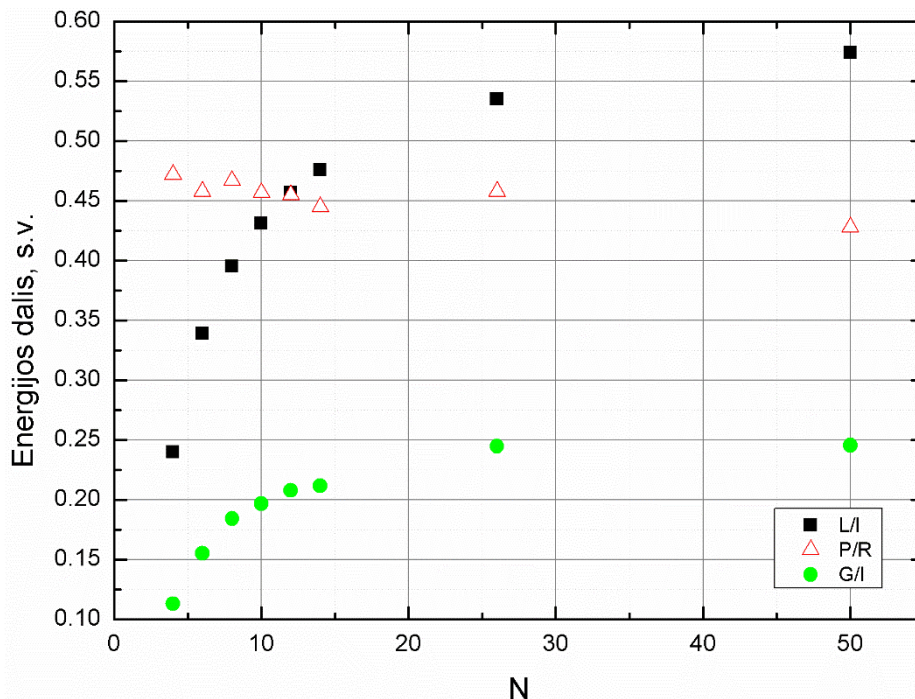
30 pav. a) Intensyvumo skirstinys realios sistemos įėjime po formuotuvo, be erdvinės filtracijos (matomi taškas po taško įrašymo netolygumai). b) Intensyvumo skirstinys realios sistemos išėjime po antrosios harmonikos generacijos (532 nm)

Egzistuoja dar viena papildoma formuotuvo efektyvumo pagerinimo galimybė. OPCPA sistemose pirmoje didžiausio stiprinimo pakopoje naudojami mažo diametro pluoštai, todėl patogu jose naudoti gausinio intensyvumo skirstinio kaupinimo pluoštą [69], nes mažo diametro supergausinis pluošto intensyvumo skirstinys modifikuojasi nusklidęs erdvėje labai mažus atstumus. Dėl šios priežasties OPCPA kaupinimo sistemose dažnai naudojamas atskiras gausinio intensyvumo skirstinio kanalas su savo atskiru regeneraciniu stiprintuvu. Tačiau



31 pav. Išmetamos iš 14-osios eilės supergausinio formuotuvo spinduliuotės intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo išėjimo ir įėjimo pluošto spindulių (skersmenų) santykio. Palyginimui pateiktas pradinio gausinio pluošto intensyvumo skirstinys

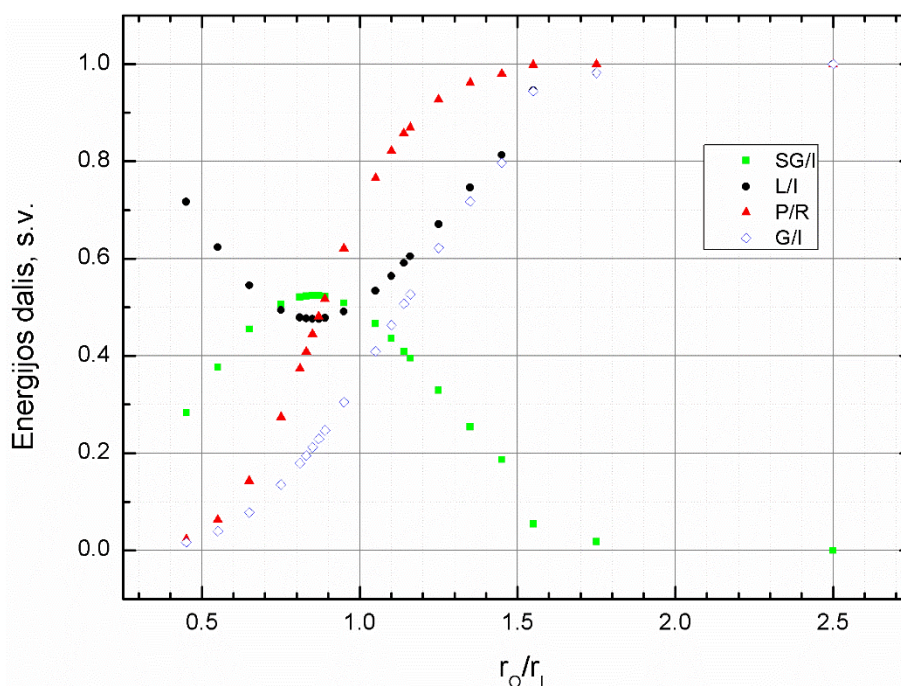
galima būtų nedaryti atskiro gausinio intensyvumo skirstinio kanalo, o vietoj to



32 pav. Didžiausiam energiniam pralaidumui suprojektuoto formuotuvo išmetamos energijos santykio su įėjimo energija (L/I), gausinės smailės bei žiedo energijų santykio (P/R) ir gausinio pluošto nufiltruoto iš išmetamos spinduliuotės galimos energijos santykio su įėjimo energija (G/I) teorinės priklausomybės nuo formuotuvo eilės

panaudoti formuotuvo išmetamą lauk spinduliuotę (formavimo nuostolius), kurios intensyvumo skirstinys yra gausinis su žiedu (31 pav.). Žiedą galima būtų nufiltruoti kieta apertūra, arba erdviu filtru. Reikia pažymėti, kad tai yra tik idėja ir ji nebuvo eksperimentiškai išbandyta. Todėl sunku pasakyti, kokia reali dalis pradinio pluošto energijos liktų tokiu būdu gautame gausiniame pluošte, tačiau tai galima pabandyti įvertinti modeliuojant. Teorinis įvertinimas galimos taip gauto gausinio pluošto energijos santykis su į formuotuvą paduodama energija pateiktas 32 paveiksle.

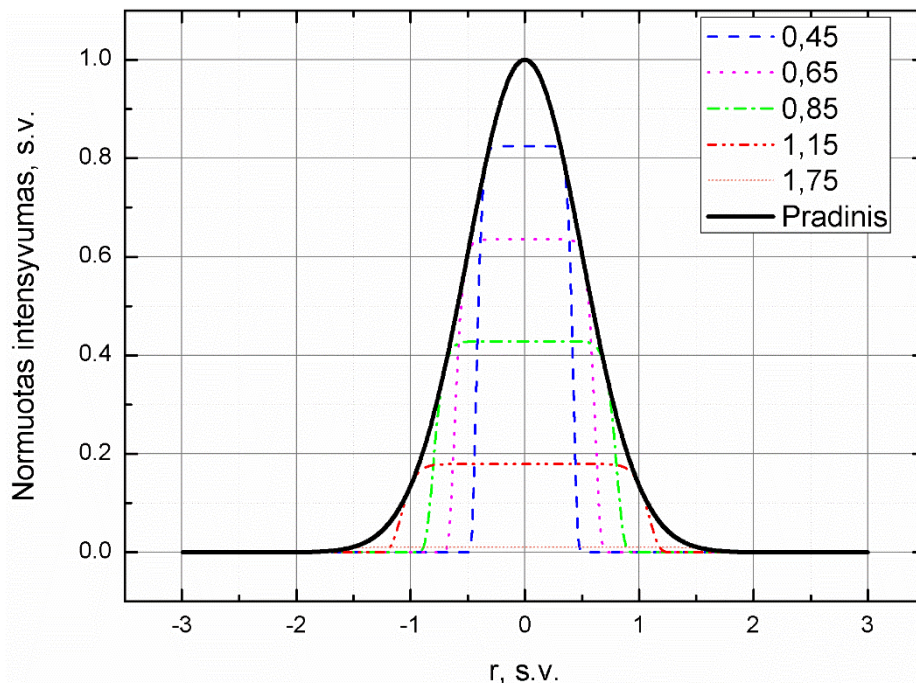
Kaip matyti, formuotuvo, pagaminto didžiausiam energetiniam efektyvumui atveju, toks gausinis pluoštas galėtų turėti iki ketvirčio pradinės energijos. Jo energija priklauso nuo supergausinio pluošto eilės. Mat didėjant supergausinės funkcijos eilei, didėja išmetama energija, o smailės ir žiedo santykis nuo formuojamo supergausinio pluošto eilės ryškios priklausomybės neturi. Tačiau, kaip matyti iš 33 paveikslo, projektuojant formuotuvą galima pasirinkti



33 pav. 14-osios eilės supergauso funkcijos formuotuvo teorinė visų parametru priklausomybė nuo išėjimo ir įėjimo pluoštų spindulių (skersmenų) santykio. SG/I – supergausinio pluošto ir įėjimo energijų santykis, L/I – formuotuvo išmetamos spinduliuotės ir įėjimo energijų santykis, P/R – smailės ir žiedo energijų santykis, G/I – galimos Gauso ir įėjimo energijos santykis, r_o/r_i – išėjimo ir įėjimo pluošto skersmenų santykis

kompromisinį išėjimo bei įėjimo pluoštų santykį, ir prarandant dalį suformuoto pluošto energijos padidinti smailės ir žiedo energinį santykį. Kartu padidinama galima gauti gausinio pluošto energija.

Kaip kinta išmetamos iš formuotuvo spinduliuotės intensyvumo skirstinys ir kaip pasikeičia dalis gausinio pluošto iš kurios suformuojamas supergausinis skirstinys kintant santykiui tarp išėjimo ir įėjimo pluošto diametrų galima pamatyti 31 ir 34 paveiksluose.



34 pav. Suformuoto 14-os eilės supergausinio intensyvumo skirstinio priklausomybė nuo išėjimo ir įėjimo pluošto spindulių (skersmenų) santykio. Palyginimui pateiktas pradinio gausinio pluošto intensyvumo skirstinys

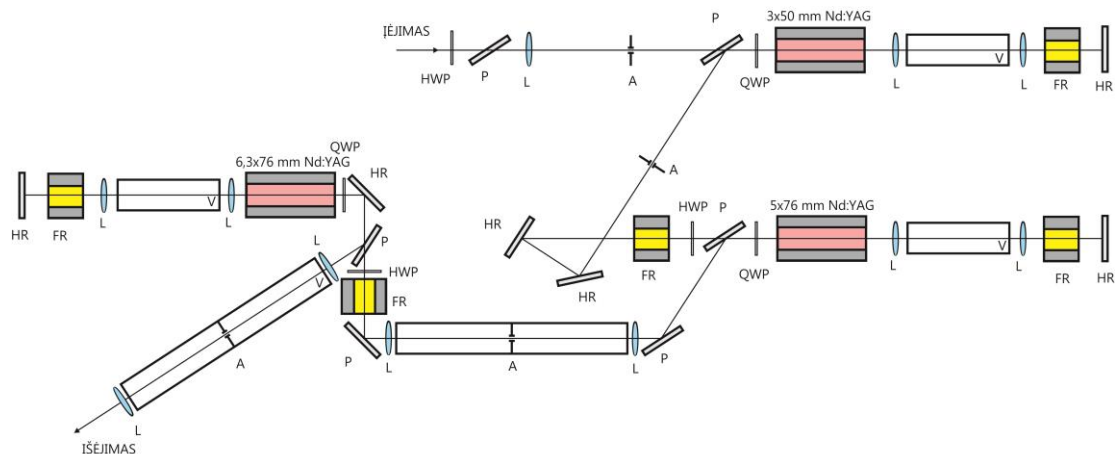
3.4. Išvados

1. Intensyvumo skirstinio su statesniais už gausinio intensyvumo skirstinio šlaitais ir plokštesne už gausinio intensyvumo skirstinio viršūne formavimas padeda didinti aktyviosios terpės užpildymą išvengiant difrakcijos ant aktyviosios terpės kraštų. Taip padidinamas sukauptos aktyviojoje terpėje užpildos apgražos panaudojimo efektyvumas, išvengiant intensyvumo skirstinio moduliacijos.

2. Pasiūlytas pluošto formavimo būdas, naudojantis femtosekundiniais impulsais kvarciniame stikle suformuojamų nanogardelių savybės yra efektyvus (iki 50 % energinis efektyvumas), lengvai orientuojamas ir išsiskiriantis lankstumu. Pluoštui formuoti naudojami optiniai elementai yra atsparūs tiek vidutinei, tiek smailinei galiai. Tokio supergausinio intensyvumo skirstinio pluošto formavimo būdo taikymas buvo pademonstruotas realiose didelės vidutinės galios 1 kHz pasikartojimo dažnio lazerinėse stiprinimo sistemose.
3. Pasiūlyto pluošto formavimo būdo naudojantis femtosekundiniais impulsais kvarciniame stikle suformuojamų nanogardelių savybėmis energinis efektyvumas gali būti padidintas, jei sistemoje yra reikalingas gausinio intensyvumo skirstinio kanalas. Tai gali būti padaryta formuojant iš formotuvo išmetamos spinduliuotės gausinio skirstinio intensyvumo pluoštą. Tokiu būdu gautos spinduliuotės su erdvinio gausiniu intensyvumo skirstiniu impulso energija gali siekti iki 25 % nuo pradinės impulso energijos, jei formotuvas buvo pagamintas siekiant maksimalios suformuoto supergausinio intensyvumo skirstinio pluošto impulso energijos. Projektavimo metu, paaukojant formotuvo energinį efektyvumą supergausinio pluošto atžvilgiu, gali būti pasiektas bet koks supergausinio ir gausinio pluoštų energijų santykis.

4. Pikosekundinių šviesos impulsų stiprintuvas (nečirpuoti impulsai)

Kaip buvo minėta įvade, OPCPA sistemoms reikalingi kaupinimo lazeriai, kurie generuotų ~50–100 ps trukmės impulsus. Tokių parametrų sistema buvo išbandyta stiprinant 1 mJ nečirpuotus ~50 ps trukmės impulsus, generuojamus UAB EKSPĻA komercinio lazerio „Foxtrot“ 1 kHz pasikartojimo dažniu. Buvo surinkta stiprinimo sistema, kurią sudarė trys 2 skyriuje apie depoliarizacijos kompensavimą aprašytos stiprinimo pakopos (35 pav.). Schemoje panaudoti Monocrom (Ispanija) gamybos ~0,9 kW smailinės kaupinimo galios stiprinimo modulis su 3 mm skersmens aktyviaja terpe ir du Northrop Grumman CEO (JAV) gamybos moduliai, galintys generuoti apie 6 kW smailinės kaupinimo galios spinduliuotę 5 mm ir 6,3 mm skersmens aktyviosiose terpėse. Visuose moduluose buvo naudojamos Nd:YAG aktyviosios terpės. Tarp atskirų pakopų buvo vykdomas erdvinis filtravimas (naudotos MACOR keraminės diafragmos), taip mažinant užuomazginius trikdžius, kurių išsivystymas gali lemti pluošto fokusavimąsi. Kartu erdvinis filtravimas nežymiai pagerina pluošto kokybę. Teleskopai buvo naudojami erdviniam filtravimui ir pluošto skersmens padidinimui, taip priderinant jį prie didėjančių aktyviųjų terpių skersmenų.

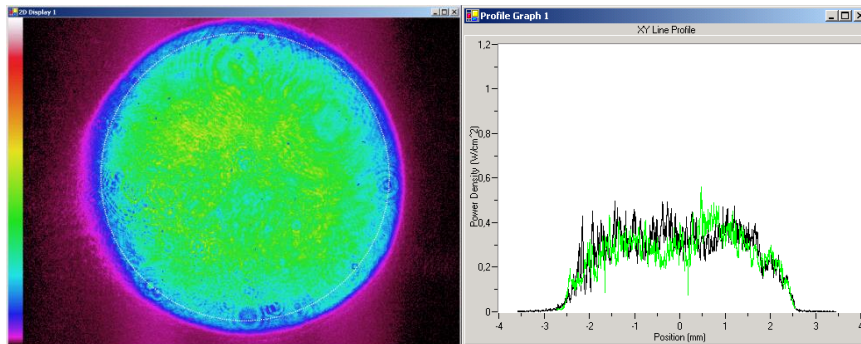


35 pav. Trijų stiprinimo pakopų stiprinimo sistemos schema. HWP – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, L – lęšis, A – diafragma, P – poliarizatorius, QWP – ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė, V – vakuuminė kiuvetė, FR – Faradėjaus poliarizacijos rotatorius, HR – didelio atspindžio veidrodis

Teleskopai buvo suderinti taip, kad pluoštas po jų sklido besiskėsdamas, taip buvo iš dalies kompensuojamas šiluminis lęšis. Nemažiau svarbi šių teleskopų paskirtis buvo pernešti vaizdą iš vienos stiprinimo pakopos į kitą, taip išsaugant norimą intensyvumo skirstinį. Tai mūsų naudoto, supergausinio intensyvumo skirstinio pluošto atveju yra neįmanoma laisvai jam sklindant erdvėje.

4.1. Išmatuoti stiprinimo sistemos parametrai stiprinant 50 ps trukmės impulsus

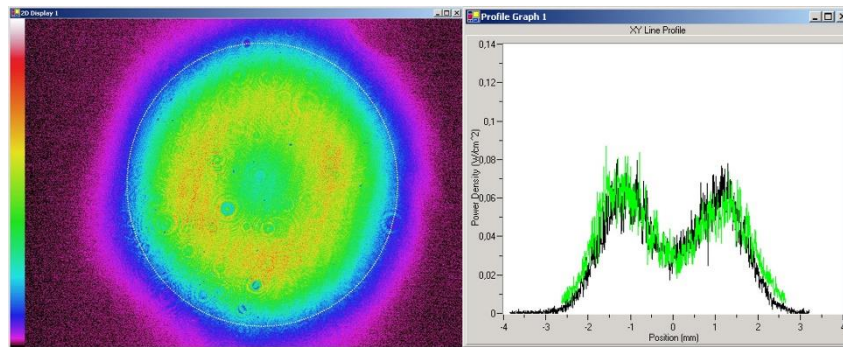
Į stiprinimo schemas įėjimą injektuojant 1 mJ 50 ps impulsą, sistemos išėjime gauta ~80 mJ impulso energija. Pluošto intensyvumo skirstinys (36 pav.) buvo pakankamai homogeniškas ir geriausiai atitiko 6-osios eilės supergausinį skirstinį, t. y. skirstinį atitinkantį pasiskirstymą, kuris aprašomas (21) išraiška, kai $N = 6$.



36 pav. Sistemos išėjimo pluošto intensyvumo skirstinys esant maksimaliai ~80 mJ išėjimo impulso energijai

Toks intensyvumo skirstinys sistemoje suformuotas pasitelkiant radialiai kintantį stiprinimo modulių stiprinimą ir paruošiamąjį formavimą: galingesni schemas stiprinimo moduliai (5 ir 6,3 mm) išsiskyrė stiprinimu, mažėjančiu nuo aktyviosios terpės centro link krašto. Todėl pasirinkus diafragmos dydį erdviniame filtre tarp pirmosios ir antrosios stiprinimo pakopų buvo formuojamas įdubęs intensyvumo skirstinio centre pluoštas (37 pav.). Stiprinimo metu įdubimas išsilygindavo su pluošto kraštu. Reikia pažymėti, kad tokiam pluošto formavimo būdai svarbu turėti pluoštą su mažomis aberacijomis, kad jo intensyvumo skirstinys Furjė plokštumoje būtų simetriškas, o centrinė zona nebūtų susilieję su difrakciniais žiedais. Tirotoje stiprinimo sistemoje po

pirmosios stiprinimo pakopos pluoštas atitiko ši reikalavimą.

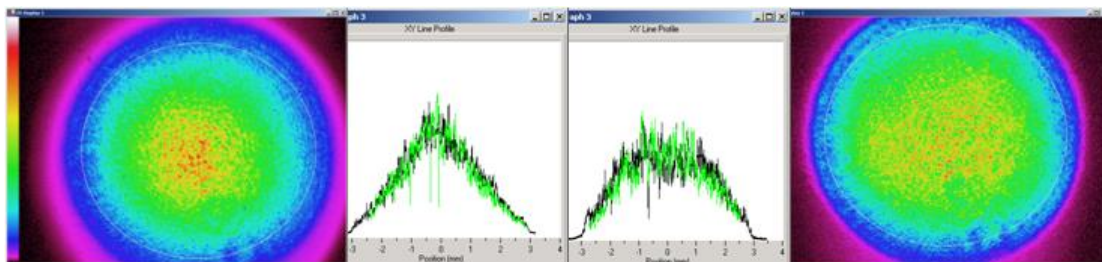


37 pav. Intensyvumo skirstinys su įdubimu centre suformuotas parenkant erdvinio filtravimo diafragmos dydį tarp pirmosios ir antrosios stiprinimo pakopų.

Aprašomoje sistemoje pavyko puikiai kompensuoti parazitinius šiluminius reiškinius: depoliarizuotos šviesos energija tesiekė ~3 % nuo visos išėjimo impulso energijos.

Išmatuotas pluošto erdvinis stabilumas (angl. *beam pointing stability*) yra parametras, parodantis, kiek stabili yra iš lazerio išeinančio pluošto kryptis. Horizontalia kryptimi vidutinis kvadratinis nuokrypis buvo 27,3 μ rad, o vertikalia – 49,3 μ rad.

Taip pat buvo išmatuota pluošto M^2 reikšmė. Horizontalia ir vertikalia pluošto ašimis ji atitinkamai buvo 6,25 ir 6,18.



38 pav. Intensyvumo skirstinių palyginimas po dviejų lėkių per 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulį. Kairėje – Gausinis pluoštas, dešinėje – formuojant hyper Gausinį pasiskirstymą

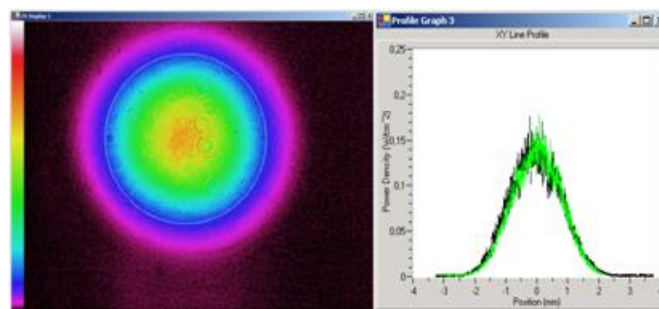
4.2. Bandymai pagerinti stiprinimo sistemos pluošto kokybę

4.2.1. Artimo Gauso intensyvumo skirstiniui pluošto stiprinimas

Gauto pluošto fokusuojamumas (kuris vertinamas M^2 parametru) buvo žymiai blogesnis už idealaus 6-osios eilės supergausinio pluošto. Naudojantis

formulėmis iš [70] apskaičiuota tokio pluošto minimali M^2 vertė yra lygi $\sim 1,3$. Kai kuriems taikymams, nesusijusiems su parametrinių stiprintuvų kaupinimu, reikalingas geras pluošto M^2 , todėl buvo nuspręsta pabandyti išsiaiškinti, ar galima būtų toje pačioje scheme gauti pluoštą, kurio $M^2 < 1,5$.

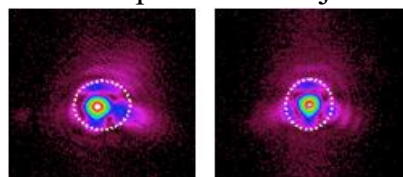
Kaip buvo minėta, eksperimente supergausinis spinduliuotės profilis buvo formuojamas erdvinio filtro diafragmos, esančios prieš 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulį ir stiprinimo modulių netolydaus stiprinimo pagalba. Siekiant patikrinti kaip pasikeis M^2 reikšmė neformuojant supergausinio



39 pav. Pluošto intensyvumo skirstinys prieš 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulį filtruojant iki artimo Gauso skirstiniui pavidalo

intensyvumo profilio, bet tiesiog atlikus erdvinį pluošto filtravimą iki artimo Gauso pluošto skirstiniui (39 pav.), tos diafragmos dydis atitinkamai sumažintas. Taip suformuotas pluoštas sustiprintas 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulyje. Prieš 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulį M^2 reikšmė buvo 1,2.

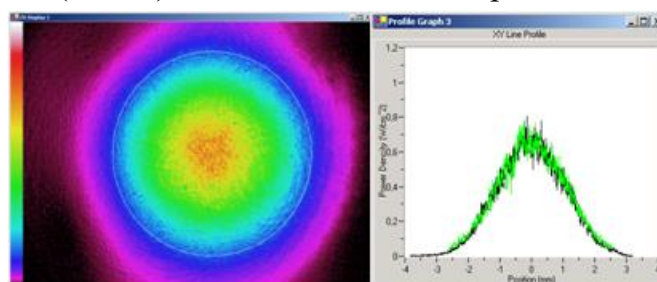
Abiem atvejais gausinio ir supergausinio intensyvumo skirstinių pluoštams išmatuotos M^2 vertės po dviejų lėkių per 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulį. Gausiniam pluošto skirstiniui ji buvo lygi 3,59; supergausiniam – 3,40. M^2 vertės sutapo matavimo paklaidų ribose. Šie rezultatai parodė, kad nuo pluošto intensyvumo skirstinio profilio tirtoje sistemoje fokusuojamumas



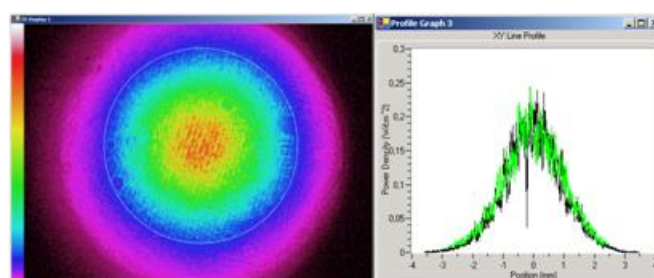
40 pav. Intensyvumo skirstinių tolimajame lauke palyginimas. Kairėje – artimas Gausui pluoštas, dešinėje – supergausinis

priklauso mažai. Tiesa, reikia pastebėti, kad Gauso pluošto skersmuo nebuvo sumažintas iki 53,8 % nuo aktyviosios terpės diametro. Taigi nebuvo užtikrinta, kad pluoštas nekliudytų aktyviosios terpės kraštų iki 10^{-3} intensyvumo lygio. Todėl šiek tiek fokusuojamumą neigiamai galėjo veikti apertūrinis reiškiny. Tačiau lyginant tolimojo lauko intensyvumo skirstinius abiem atvejais (40 pav.), iš jų panašumo galima daryti išvadą, kad labiausiai fokusuojamumą veikia šiluminio lęšio aberacija.

Sustiprintas 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulio stiprinimo pakopoje, pluoštas buvo vėl nufiltruotas iki artimo Gauso intensyvumo skirstiniui profilio (41 pav.). Išmatuotas šio pluošto M^2 parametras buvo geresnis nei prieš filtravimą – $1,59 (\pm 0,30)$. Tačiau erdvinio filtro pralaidumas tesiekė 50%.

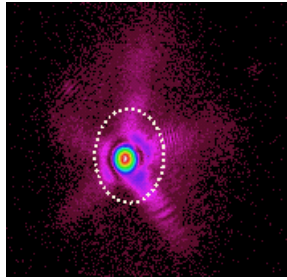


41 pav. Intensyvumo skirstinys po stiprinimo 5 mm skersmens aktyviosios terpės modulyje ir erdvinės filtracijos, siekiant gauti artima gausiniam intensyvumo skirstinį. Toks pluoštas, kurio M^2 lygus 1,59 (41 pav.), buvo sustiprintas 6,3 mm skersmens aktyviosios terpės stiprinimo pakopoje. Intensyvumo skirstinys po stiprinimo pateiktas 42 paveiksle.



42 pav. Intensyvumo skirstinys stiprinant artimą gausiniam pluoštą 6,3 mm skersmens aktyviosios terpės modulyje (2 lėkiai)

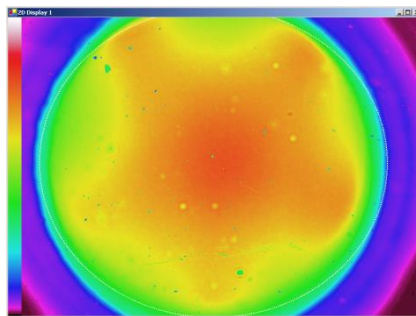
Išmatuotas šio pluošto M^2 parametras. Jo reikšmė – $3,97 (\pm 0,97)$. Tai yra geresnis rezultatas, nei tomis pačiomis sąlygomis išmatuota supergausinio pluošto M^2 reikšmė, kuri buvo $6,08 (\pm 0,35)$. Tačiau vėl stebėtas ženklus pluošto kokybės pablogėjimas po stiprinimo lazeriniame modulyje. Tolimojo lauko



43 pav. Tolimojo lauko intensyvumo skirstinys po stiprinimo 6,3 mm skersmens aktyviosios terpės modulio stiprinimo pakopoje.

intensyvumo skirstinyje (43 pav.) vėl buvo matomas neigiamas šiluminio lęšio aberacijų poveikis pluošto profiliui: intensyvumo skirstinys įgijo žvaigždės su penkiais spinduliais formą. Tai atitiko stiprinimo modulio kaupinimo geometriją, o centrinė zona susiliejo su artimiausiu žiedu.

Iš eksperimento rezultatų buvo padaryta išvada, kad supergausinis pluoštas turi šiek tiek blogesnę fokusuojamumą. Tačiau taip pat galima teigti, kad labiau nei intensyvumo skirstinio pavidalas pluošto kokybei kenkia šiluminio lęšio aberacijos, kurioms įtaką daro kaupinimo geometrija. Jų neigiamą poveikį galima stebėti tolimajame lauke (43 pav.), kur intensyvumo skirstinys turi aiškiai matomą penkialypės žvaigždės formą. Kaupinimo geometrijos ypatybes galima pamatyti ir stebint vaizdo pernešimą nuo aktyviosios terpės galinio paviršiaus esant įjungtam kaupinimui, bet nepaduodant signalo į stiprintuvo įėjimą. Nufiltravus išsklaidytą kaupinimo diodų šviesą, galima stebėti aktyviosios terpės liuminescenciją (44 pav.).

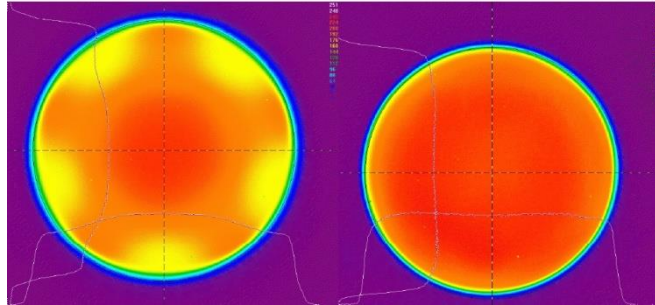


44 pav. 6,3 mm skersmens aktyviosios terpės modulio liuminescencijos intensyvumo skirstinys. Vaizdo pernešimas nuo aktyviosios terpės paviršiaus.

Tai pat galima daryti išvadą, kad erdvinis filtravimas gali būti naudojamas pluošto kokybei gerinti, tačiau didelių šiluminio lęšio aberacijų atveju yra labai

nuostolingas. Be to, norint tokiu būdu gerinti pluošto fokusuojamumą reikia labai atsparios medžiagos diafragmoms gaminti.

Northrop Grumann firma, gaminanti stiprinimo modulius, kurie naudojami mūsų sistemoje (5 ir 6,3 mm skersmens aktyviųjų terpių moduliai), atkreipė dėmesį į šio eksperimento rezultatus ir pradėjo siūlyti naujo dizaino stiprinimo modulius su tolygesniu kaupinimo pasiskirstymu aktyviojoje terpėje (45 pav.).



45 pav. Modifikuotų modulių fluorescencijos intensyvumo skirstinio (dėšinėje) palyginimas su senosios konstrukcijos (tokios, kaip naudojama mūsų sistemoje) modulių fluorescencijos intensyvumo skirstiniu. Paimta iš CEO reklaminės prezentacijos

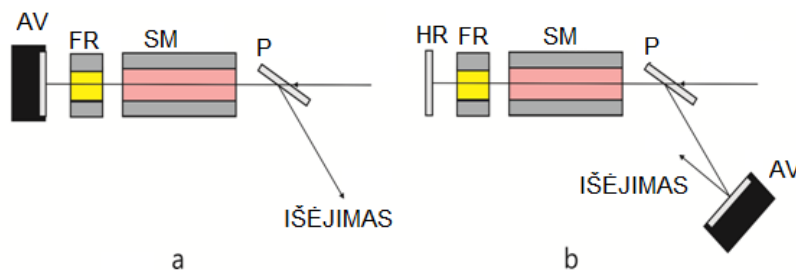
4.2.2. Bandymai pagerinti pluošto fokusuojamumą naudojant adaptyvųjį veidrodį

Pluošto kokybės gerinimas naudojant erdvinį filtravimą pasirodė pernelyg nuostolingas, todėl buvo nuspręsta išbandyti kitą pluošto fokusuojamumo pagerinimo būdą: panaudoti adaptyviają optiką [71].

Buvo atlikti bandymai su adaptyviuoju veidrodžiu, pagamintu Flexible Optical B.V. Naudotas 37 kanalų 15 mm skersmens metalizuotas ir dielektrine danga padengtas veidrodis MMDM37 su elektrostatiniais aktuatoriais [72]. Veidrodis buvo testuojamas trijų stiprinimo pakopų sistemoje, po du stiprinamos spinduliuotės lėkšius (35 pav.). Optimizavimas buvo atliekamas automatiškai, kompiuterine programa kaitaliojant įtampą ant aktuatorių. Grįžtamajam ryšiui naudojama nedidelė išėjimo pluošto energijos dalis, atskelta dviem UVFS stiklo plokštelėmis ir fokusuojama lęšiu, kurio židinyje buvo įdėta CMOS kamera. Algoritmo tikslas – surasti tokias įtampas, kad dėmės ryškis CCD-kameros plokštumoje būtų didžiausias, o dėmės dydis mažiausias. Kita CCD-kamera

buvo plokštumoje, atitinkančioje plokštumą, naudojamą optimizavimui, taip leisdamas registruoti intensyvumo skirstinį sąsmaukoje tomis pačiomis sąlygomis.

Pirmieji bandymai buvo atliekami adaptyvioju veidrodžiu, keičiant paskutinės (trečiosios) stiprinimo pakopos grąžinantį veidrodį (46 pav., a). Siekiant kuo geriau panaudoti darbinę adaptyvaus veidrodžio zoną (~12 mm), teleskopas, esantis už 6,3 mm skersmens modulio, paprastai pernešantis vaizdą 1:1, buvo pakeistas į du kartus didinantį teleskopą. Todėl pluošto skersmuo ties adaptyvioju veidrodžiu siekė ~11 mm.

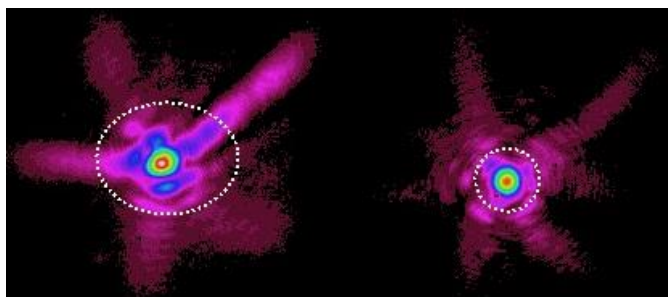


46 pav. Supaprastintos eksperimento su adaptyvioju veidrodžių schemas. AV – adaptyvusis veidrodis, FR – Faradėjaus rotatorius, P – poliarizatorius, SM – stiprintuvo modulis, HR – didelio atspindžio veidrodis

Naudojantis šią schemą gautas pluošto kokybės parametro (M^2) pagerėjimas iki atitinkamai 5,3 ir 5,2 horizontaliai ir vertikalčiai pluošto ašims, kai į sistemos įėjimą buvo injektuojamas mažos energijos impulsas. Tačiau įjungus adaptyviojo veidrodžio optimizavimo algoritmo veiklą, ir sistemai pradėjus veikti visa galia, buvo pažeista stiprinimo modulio aktyvioji terpė: susiformavo trekas. Buvo nuspręsta, kad tai lėmė „karštojo“ taško susiformavimas vykstant optimizacijos procesui, dėl to įvyko pluošto mažo masto fokusavimasis toje vietoje.

Siekiant išvengti aktyviosios terpės pakartotinių pažaidų, buvo nuspręsta adaptyvųjį veidrodį statyti sistemos išėjime mažu kampu į išėjimo pluoštą, vaizdo pernešimo teleskopo (taip pat pakeisto iš 1:1 į 1:2) atvaizdo plokštumoje (46 pav., b). Tokia veidrodžio padėtis šiek tiek riboja jo veikimo diapazoną horizontalia kryptimi, tačiau leido išvengti sistemos optinių elementų pažaidų.

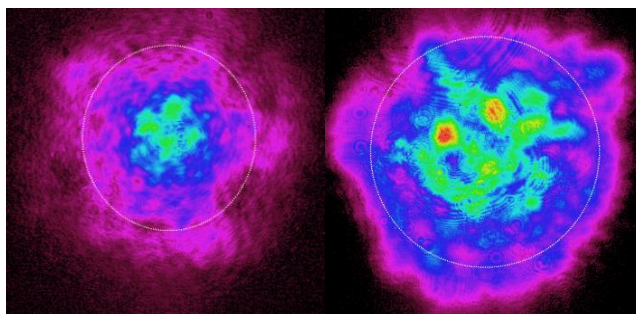
Esant išjungtam adaptyviajam veidrodžiui, gautos išmatuotos M^2 reikšmės buvo



47 pav. Intensyvumo skirstiniai sąsmaukoje išjungto adaptatyviojo veidrodžio atveju (kairėje) ir esant optimalioms įtampoms ant veidrodžio. Brūkšninė linija atitinka 4σ energijos lygmenį pagal kuri ISO standarte numatyta matuoti pluošto skersmenį M^2 parametro matavimo metu

6,25 ir 6,18 horizontaliai ir vertikaliai pluošto ašims atitinkamai. Veidrodį valdant automatinio algoritmo rastomis optimaliomis įtampomis, M^2 reikšmės sumažėjo iki 4,31 ir 4,15. Vizualiai vertinant gautus sąsmaukoje intensyvumo profilius, pagėrėjimas taip pat yra akivaizdus (47 pav.). Tačiau M^2 vertė vis dar kelis kartus viršijo idealaus 6-osios eilės supergausinio pluošto teorinę M^2 vertę.

Pastebėta ir neigiama adaptatyvaus veidrodžio naudojimo pasekmė: yra sudarkomas pluošto skirstinys tarp artimojo ir tolimojo laukų. Gaunami keisti intensyvumo skirstiniai su „karštaisiais taškais“ (48 pav.).



48 pav. Pluošto vidutiniojo lauko intensyvumo skirstinių naudojant adaptatyvųjį veidrodį pavyzdžiai

Taigi galima daryti išvadą, kad pluošto korekciją naudojant adaptyviąją optiką geriau daryti pagal visos sistemos išėjimo spinduliuotės parametrus (po OPCPA pakopos), nes tada bus visiškai aišku, kokie pluošto parametrai yra reikalingi sąsmaukoje. Keisdami kaupinimo lazerio pluošto parametrus, mes nesame įsitikinę, kokį poveikį tai turės tolimesniam sistemos darbui. Be to, korekcija sistemos išėjime padėtų išvengti galimos optinių elementų pažeidimo, o korekcijos efektyvumas neturėtų labai kisti.

4.3. Išvados

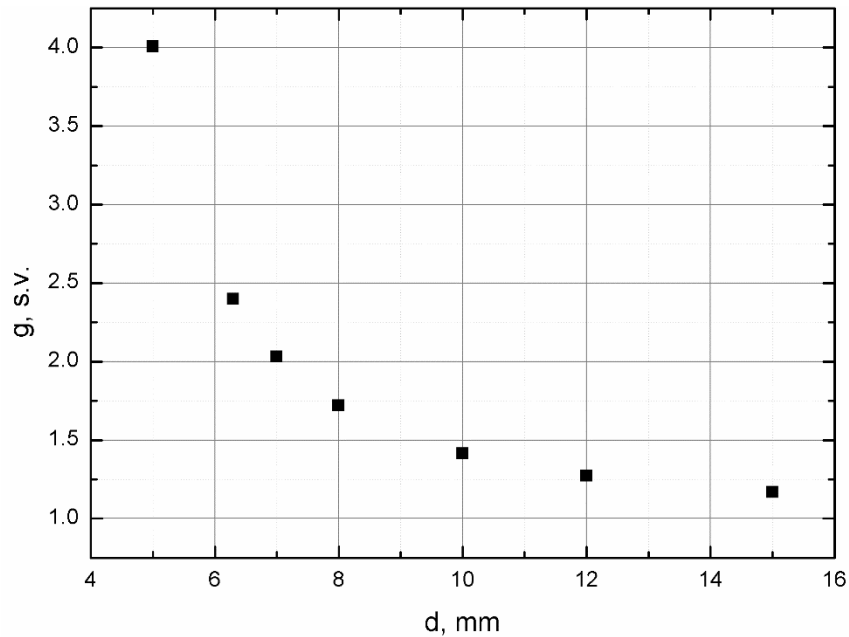
1. Taikant tris dviejų lėkių stiprinimo pakopas, kuriose depoliarizacija kompensuojama naudojant vaizdo pernešimą ir 45° Faradėjaus poliarizacijos rotatorių, galima 1 mJ 50 ps trukmės impulsus sustiprinti iki 80 mJ impulso energijos ir gauti pakankamai homogenišką, gerai tinkamą OPCPA sistemoms kaupinti intensyvumo skirstinį sistemos, dirbančios 1 kHz pasikartojimo dažniu išėjime.
2. Naudojant šoninio kaupinimo didelės vidutinės galios stiprinimo modulius, sistemos išėjimo pluošto fokusuojamumas (išreikštas M^2 parametru) mažai priklauso nuo stiprinamo pluošto intensyvumo skirstinio, bet stipriai priklauso nuo šiluminio lęšio aberacijų, kurioms didžiausią įtaką daro stiprinimo modulio kaupinimo geometrija.
3. Didelės vidutinės kaupinimo galios lazerinėse stiprinimo sistemose, išsiskiriančiose didelės laužiamosios gebos stipriai aberuotu šiluminiu lęšiu, pluošto fokusuojamumui gerinti erdvinis filtravimas dėl didelių energinių nuostolių tinka prastai.
4. Didelės vidutinės kaupinimo galios lazerinėse stiprinimo sistemose, išsiskiriančiose didelės laužiamosios gebos stipriai aberuotu šiluminiu lęšiu, siekiant pagerinti pluošto fokusuojamumą adaptyviaja optika ypač gerų rezultatų nepavyksta gauti. Be to, pasireiškia neigiamas pašalinis poveikis pluošto sklidimui per lazerinę sistemą.

5. Čirpuotų impulsų stiprinimo eksperimentai

Kaip buvo minėta šio darbo įvade, yra kelios OPCPA sistemų konstravimo galimybės skirtingos trukmės kaupinimo šaltiniams. Jeigu kalbėsime apie pikosekundinių impulsų kaupinimo šaltinius, tai yra labai trumpų ~1 ps eilės impulsų kaupinimo lazeriai, generuojantys labai intensyvius impulsus, leidžiančius naudoti trumpus parametrinius kristalus, bet reikalaujantys labai gero sinchronizacijos laikinio stabilumo, ir pakankamai ilgus ~50 – 100 ps trukmės mažiau intensyvius impulsus generuojantys kaupinimo lazeriai, mažiau jautrūs sinchronizacijos išderinimui. Tačiau taip pat egzistuoja labai įdomus pagal trukmes diapazonas, kuris yra kompromisas tarp dviejų aukščiau minėtų, tai yra ~10 – 20 ps trukmės kaupinimo impulsus formuojančios sistemos. Tokios trukmės impulsus galėtų palaikyti neodimiu legiruotos kaupinimo terpės, tokios kaip Nd:YAG ir Nd:YVO₄. Taigi buvo nuspręsta pabandyti sukurti tokių parametru stiprinimo sistemą, siekiant išbandyti technologijas, kurių gali prireikti ELI ALPS SYLOS lazerinės sistemos tobulinimui iki SYLOS 2 užsibrėžtų parametru [25].

5.1. Čirpuotų impulsų stiprinimo technologijos pranašumai

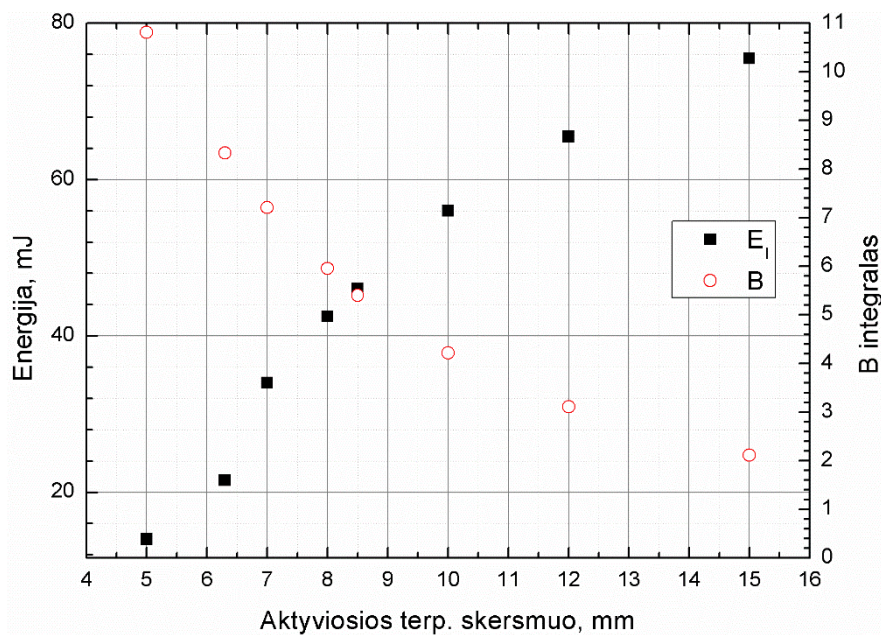
Pasvarstykime ką galima gauti tiesiogiai stiprinant 20 ps impulsus. Pradžiai tarkime, kad galime į mūsų naudojamus stiprinimo modulius įdėti bet kokio diametro aktyviają terpę, aktyviosios terpės ilgis lieka tas pats – 76 mm, ir kaupinimo galia žinoma nepasikeičia. Didinant aktyviosios terpės diametrą mažėja vieno lėkio silpno signalo stiprinimas (49 pav.). Atliktas modeliavimas, kurio tikslas buvo išsiaiškinti kokios įėjimo impulso energijos reikia, norint, dviejų lėkių stiprinimo pakopos, su depoliarizacijos kompensacija Faradėjaus rotatoriaus pagalba, išėjime gauti 100 mJ energijos impulsus ir kokia šiuo atveju būtų B integralo vertė. Iš grafiko pateikto 50 paveiksle matyti, kad geriausias kompromisas tarp reikalingos įėjimo impulso energijos ir sukaupto B integralo yra maždaug taške, atitinkančiame 8,5 mm aktyviosios terpės skersmenį. Ir net



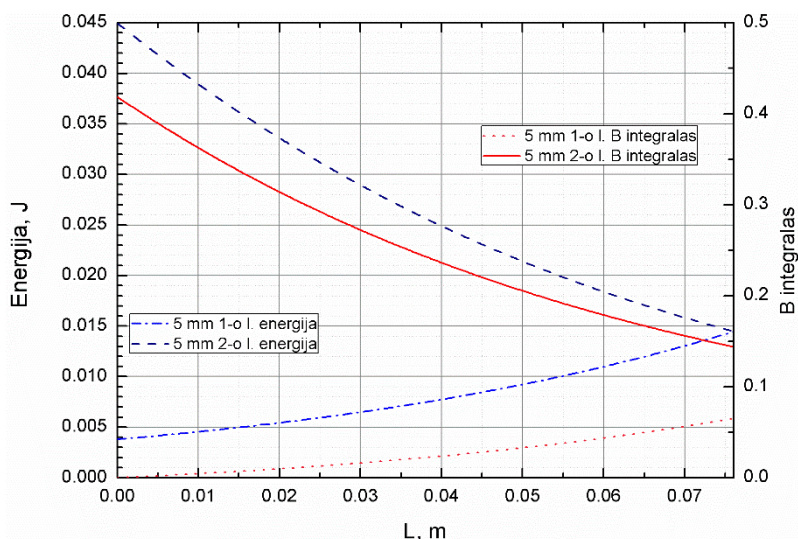
49 pav. Vieno lėkio silpno signalo stiprinimo (g) priklausomybė nuo aktyviosios terpės skersmens (d), esant fiksuotai stiprinimo modulio galiai

šituo atveju ir B integralo vertė gerokai viršytų saugią ribą, o reikalingai 42,5 mJ įėjimo impulso energijai pasiekti prireiktų dar vienos ar net kelių stiprinimo pakopų, kuriose bendras sistemos B integralas tik augtų. Mažinant aktyviosios terpės diametrą augtų B-integralas, o didinant aktyviosios terpės diametrą augtų reikalinga įėjimo impulso energija.

Iš šio modeliavimo rezultatų galima daryti išvadą, kad 20 ps impulsams stiprinti



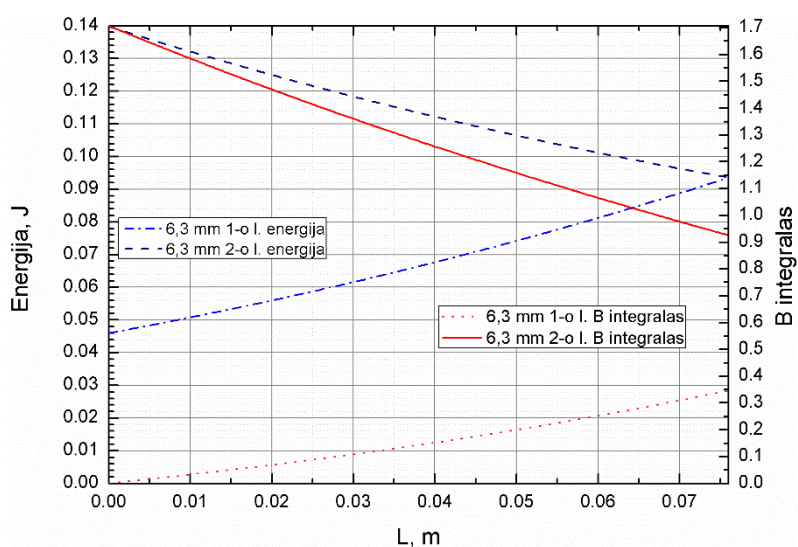
50 pav. Įėjimo impulso energijos (E_1) reikalingos pasiekti 100 mJ ir B integralo (B) priklausomybės nuo aktyviosios terpės skersmens (d) stiprinant 20 ps trukmės impulsus



51 pav. Teorinis B integralo vertinimas 1-oje galios stiprintuvo pakopoje (5 mm diametro Nd:YAG) po 1-o ir 2-o lėkių, stiprinant 150 ps trukmės impulsus. L – išilginė aktyviosios terpės koordinatė

reikėtų stiprinimo modulio su galingesniu kaupinimu. Jeigu turėtume stiprinimo modulį su 3 kartus galingesniu kaupinimu ir jei toks kaupinimo galios į ilgio vienetą tankis nebūtų per didelis 76 mm strypo ilgiui (riba – ~100 W/cm), tada gautume artimesnius realybei skaičius: 5,1 mJ įėjimo impulso energiją ir 2,755 B integralo vertę. Pažymėtina, kad modeliavimas neįskaito to, kad dėl mažesnės trukmės 20 ps impulsams vieno lėkio silpno signalo stiprinimas būtų šiek tiek prastesnis nei ilgesniems impulsams.

Naudojantis CPA technologija ir prieš stiprinimą išplečiant impulsus iki 150 ps



52 pav. Teorinis B integralo vertinimas 2-oje galios stiprintuvo pakopoje (6,3 mm skersmens Nd:YAG) po 1-o ir 2-o lėkių, stiprinant 150 ps trukmės impulsus. L – išilginė aktyviosios terpės koordinatė

viskas vyksta kur kas paprasčiau. Dviejų pakopų stiprinimo sistemos su 5 mm ir 6,3 mm skersmens aktyviosiomis terpėmis B integralo augimas (tai pat ir išėjimo energijos) nuo aktyviosios terpės išilginės koordinatės parodytas 51 ir 52 paveiksluose. Sudėjus B integralus gaunamus pirmoje stiprinimo pakopoje (0,420), Faradėjaus izoliatoriuje tarp pakopų (0,111), ir antroje stiprinimo pakopoje (1,707), bendras sistemos B integralas tẽra 2,238, o sistemos išėjimo impulso energija yra 140 mJ. Pasiẽkti užsibrẽžtą 100 mJ impulso energiją galima bũtų ir turint ne geriausio efektyvumo gardeles, ~92 %. Tokia išėjimo impulso energija pasiekiamiama turint 4 mJ įėjimo impulso energiją.

5 lentelẽ. Sukauptos užpildos apgrąžos panaudojimo efektyvumo modeliavimo rezultatai stiprinant skirtingų trukmių impulsus dviejų lẽkių stiprinimo pakopoje su kelių realių stiprinimo modulių parametrais. D – aktyviosios terpės skersmuo, L – aktyviosios terpės ilgis, τ – impulso trukmẽ, E_{lim} – saugi saviveikos atžvilgiu išėjimo impulso energija, E_{in} – įėjimo impulso energija, reikalinga pasiekti saugią išėjimo impulso energiją, E_{inv} – sukaupta aktyviojoje terpėje užpildos apgrąžos energija, η – panaudotos užpildos apgrąžos santykis su visa sukaupta užpildos apgrąža

D x L, mm	τ, ps	E_{lim}, mJ	E_{in}, mJ	E_{inv}, mJ	η
3x50	20	13	2,42	45	0,235
3x50	150	59	27,76	45	0,383
3x50	300	103	69,56	45	0,743
5x76	20	37	2,98	181	0,188
5x76	150	157	39,18	181	0,651
5x76	300	245	111,68	181	0,737
6,3x76	20	42	8,78	181	0,183
6,3x76	150	212	93,5	181	0,655
6,3x76	300	364	230	181	0,740

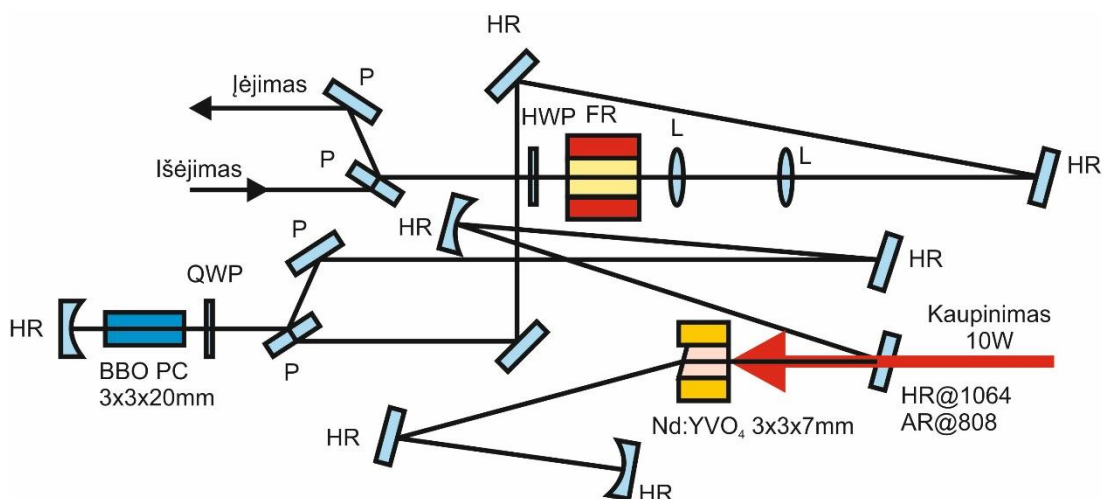
Iš modeliavimo rezultatų matyti, kad stiprinant ilgesnius impulsus galima panaudoti didesnę užpildos apgrąžos energijos dalį. Tačiau reikia pažymėti, kad šio modeliavimo pobũdis yra tik iliustratyvus, nes norint pasiekti didžiąją dalį pateiktų įėjimo impulso energijų reikẽtų dar vienos ar net dviejų stiprinimo pakopų. Šiuo atveju bendras sistemos netiesinis fazės postũmis papildomai augtų.

Taip pat čirpuotų impulsų stiprinimas gali pagerinti sukauptos stiprinimo modulyje inversijos panaudojimo efektyvumą dviejų lėkių stiprinimo pakopoje su realiu stiprinimo moduliu turinčiu fiksuotą aktyviosios terpės skersmenį ir fiksuotą stiprinimo galią. Paskaičiuotos saugios išėjimo impulso energijos vertės keliems realiems stiprinimo moduliams su skirtingų diametrų aktyviosiomis terpėmis pasirinkus B integralo vertę lygią 3 kaip saugią ribą,. Modeliavimo rezultatai pateikti 5 lentelėje.

5.2. Eksperimentai su -2000 ps/nm plėstuvu

Eksperimentams su čirpuotų impulsų stiprinimu buvo naudojami naujesnio dizaino CEO gamybos stiprinimo moduliai, išsiskiriantys homogeniškesniu kaupinimo pasiskirstymu aktyviojoje terpėje (45 pav., dešinėje) ir išsiskiriantys apie 1,8 karto didesnę kaupinimo galią.

Užkrato šaltiniu buvo Yb legiruotų lydyto kvarco šviesolaidžių pagrindu sukurtas šviesolaidinis osciliatorius su dviem išėjimais ties skirtingais bangos ilgiais: 1030 nm ir 1064 nm. Vienas šių išėjimų ties 1030 nm bangos ilgiu generavo plačiajuosčius femtosekundinius impulsus ir galėtų būti naudojamas OPCPA sistemos signalinės šakos užkratui, o 1064 nm išėjimas, generavęs kelių pikosekundžių trukmės spektriškai ribotus impulsus, buvo naudojamas kaip

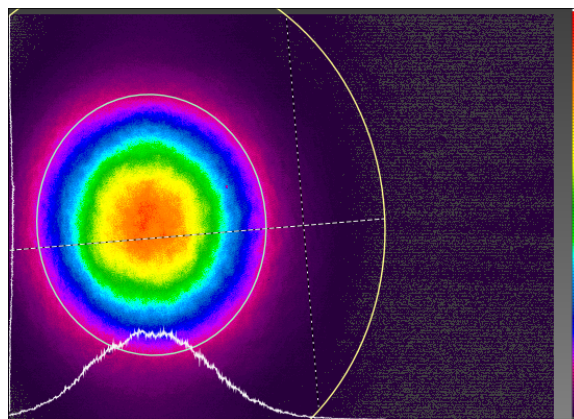


53 pav. Regeneracinio stiprintuvo schema. P – poliarizatorius, HR – didelio atspindžio veidrodis, HWP – pusės bangos ilgio plokštelė, L – lęšis, FR – Faradėjaus poliarizacijos rotatorius, QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė, BBO PC – Pokelso narvelis

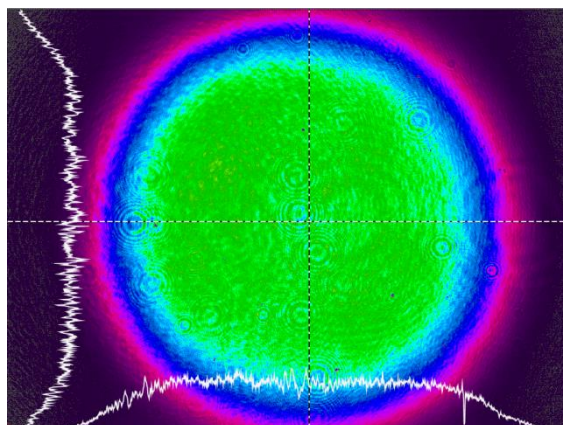
šiam darbe aprašomos kaupimo sistemos užkratas. Panaudojus tokį osciliatorių kaip OPCPA sistemos užkrata, jos kaupimo ir signalo kanalai būtų automatiškai optiškai sinchronizuoti, nes startuotų nuo vieno užkrato šaltinio.

Osciliatoriaus išėjimo spinduliuotė buvo plečiama laike naudojant šviesolaidyje įrašytą -2000 ps/nm dispersijos čirpuotą Brego gardelę. Tai labai paprasta ir patogi plėstuvo konfigūracija. Osciliatoriaus impulsai buvo išplečiami laike iki ~ 600 ps trukmės.

Siekiant pakelti užkrato energiją nuo kelių nanodžaulių eilės iki galios stiprintuvui reikalingos milidžaulių eilės, Nd:YVO₄ aktyviosios terpės pagrindu buvo sukonstruotas iš galo kaupinamas 15 mJ energijos lazerinio diodo spinduliuotę regeneracinis stiprintuvas (53 pav.). Kaupinimo impulsų trukmė atitiko viršutinio lazerinio lygmens gyvavimo trukmę – 100 μ s. Nd:YVO₄ terpė buvo pasirinkta dėl platesnės už Nd:YAG stiprinimo juostos. Taip buvo siekiama išlaikyti kuo platesnį stiprinamos spinduliuotės spektrą. Čirpuotų impulsų atveju spektrinės komponentės yra pasiskirsčiusios laike, todėl platesnis spektras atitinka ir ilgesnę impulso trukmę. Toks regeneracinis stiprintuvas generavo ~ 3 mJ energijos išėjimo impulsus veikdamas 1 kHz pasikartojimo dažniu. Dėl spektro siaurinimo stiprinimo metu impulso trukmė po regeneracinio stiprintuvo sumažėjo iki ~ 300 ps.

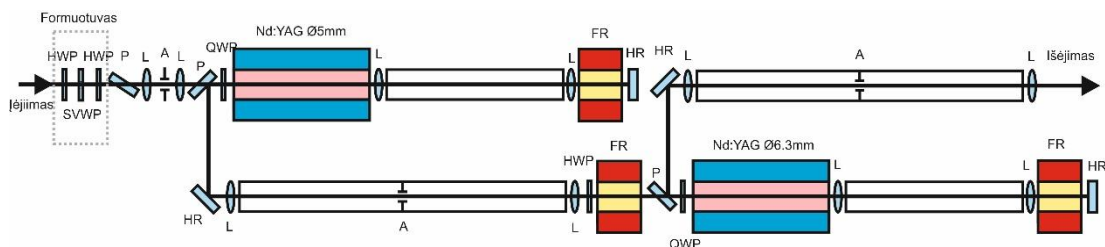


54 pav. Regeneracinio stiprintuvo išėjimo pluošto skirstinys



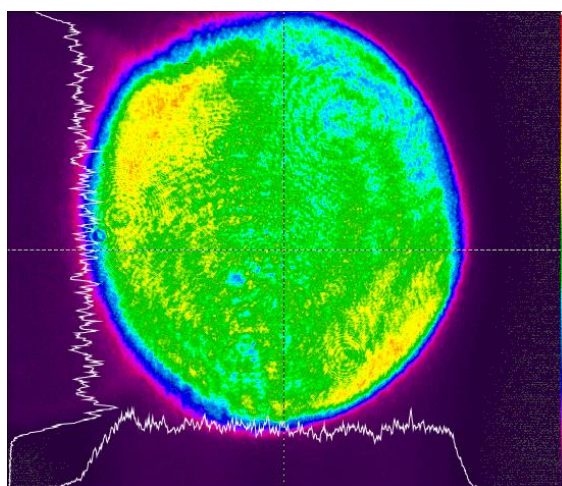
55 pav. Po formavimo gautas 6-osios eilės supergausinio pluošto skirstinys Regeneracinio stiprintuvo generuojamas artimo Gauso funkcijai intensyvumo skirstinio pluoštas (54 pav.) erdviškai kintamos fazinės plokštelės pagrindu veikiančio pluošto formuotuvu buvo konvertuojamas į pluoštą, kurio intensyvumo skirstinys atitiko 6-osios eilės supergausinę funkciją (55 pav.). Tokio intensyvumo skirstinio formavimo efektyvumas buvo ~56 %.

Surinkta dviejų pakopų po du lėkius stiprinimo schema (galios stiprintuvas), panaudojant stiprinimo modulius su 5 ir 6,3 mm skersmens aktyviosiomis terpėmis (56 pav.). Šio galios stiprintuvo išėjime gauta ~125 mJ impulso energija. Intensyvumo skirstinys pateiktas 57 paveiksle.



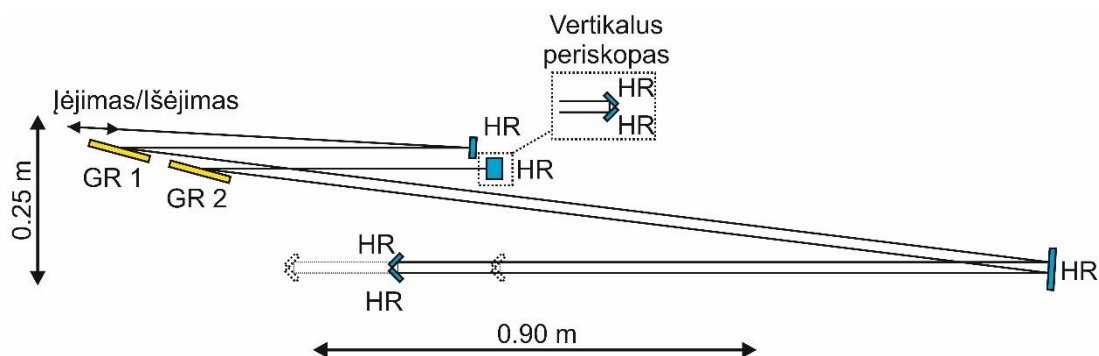
56 pav. Dviejų dvigubo lėkio pakopų galios stiprintuvo schema. HWP – pusės bangos ilgio plokštelė, SVWP – erdviškai kintama fazinė plokštelė, P – poliarizatorius, L – lęšis, A – diafragma, QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė, FR – Faradėjaus poliarizacijos rotatorius, HR – didelio atspindžio veidrodis

Impulsams po stiprinimo suspausti buvo naudojamas dviejų daugiasluoksnių dielektrinių gardelių su 550 nm periodu (Fraunhofer IOF) kompresorius (58 pav.). Jų matmenys buvo 30 mm x 90 mm, kur mažesnis matmuo yra vertikalus, lygiagretus su gardelių rėžiais. Gardelės dirbo apie $\sim 3^\circ$ didesniu nei Litrou (angl. *Litrow*) kampu, kritimo kampas buvo apie 79° . Nuo kiekvienos iš gardelių pluoštas atsispindėjo po du kartus, išskyrimas tarp įėjimo ir išėjimo pluoštų buvo



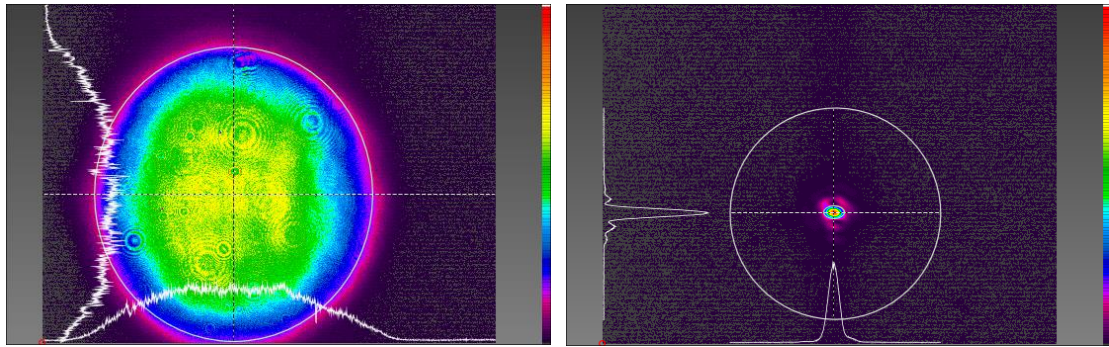
57 pav. Galios stiprintuvo išėjimo pluošto intensyvumo skirstinys esant maksimaliai išėjimo impulso energijai – 125 mJ

realizuojamas keliant pluoštą vertikalia 90° veidrodžių sistema (periskopu) 1 cm aukščiau prieš antrą lėkį per kompresorių. Vėlinimo derinimui buvo naudojama horizontali 90° veidrodžių sistema uždėta ant pavažėlės. Keičiant atstumą tarp gardelių, buvo keičiama kompresoriaus dispersija. Teoriškai idealus atstumas tarp gardelių, reikalingas kompensuoti plėstuvo įnešamą -2000 ps/nm dispersiją, siekė apie 3 m, t. y. visas kompresoriaus ilgis turėjo būti apie 6 m. Kompresorius buvo sulenktas naudojant didelės apertūros didelio atspindžio veidrodį, siekiant sumažinti jo fizinius matmenis.



58 pav. Dvigubo lėkio dviejų gardelių kompresoriaus schema. GR1, GR2 – difrakcinės gardelės, HR – didelio atspindžio veidrodis

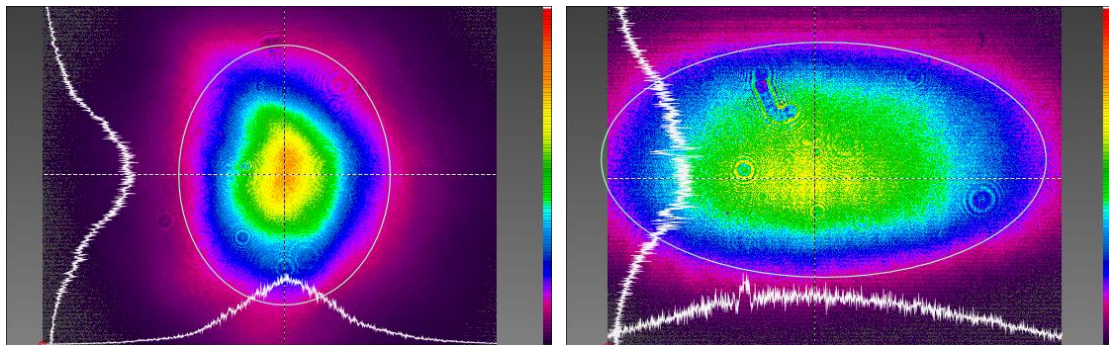
Kompresorius buvo labai ilgas, o pluoštas kompresoriuje sklido laisvai, be vaizdo pernešimo (kompresoriaus viduje vaizdo pernešimo realizuoti negalima nes, įdėjus lęšius kistų spindulių eiga sistemoje ir kartų kistų kompresoriaus dispersija). Nusklidęs iki kompresoriaus pluoštas nebebuvo supergausinio intensyvumo skirstinio pavidalo. Buvo pastebėta, kad jis tampa keistos į L raidę panašios formos. Tai matyt susiję su stiprinimo modulių šiluminių lęšių



59 pav. Sistemos išėjimo pluošto intensyvumo skirstinys pernešant vaizdą nuo aktyviosios terpės vidurio (kairėje) ir tolimajame lauke (dešinėje)

aberacijomis. Tapo aišku, kad toks pluoštas nesugebės nusklisti 6 m per kompresorių nesubyrėjęs. Po pirmos stiprinimo pakopos pluoštas dar pakankamai gerai sklido erdvėje, todėl buvo nuspręsta patikrinti impulsų spaudimą po pirmosios stiprinimo pakopos, t. y. spaudžiant ~ 30 mJ energijos impulsus.

Norint pasiekti kuo didesnę sistemos išėjimo energiją, buvo nuspręsta pakelti impulso energiją prieš pirmą galios stiprintuvo pakopą surinkus vieno lėkio stiprintuvą su išilginiu kaupinimu. Tokie stiprintuvai įneša mažiau aberacijų. Šiam stiprintuvui buvo panaudota Nd:YVO4 terpė, išsiskirianti dideliu vieno lėkio silpno signalo stiprinimu ir nereikalaujanti depoliarizacijos kompensavimo. Kaupinimui panaudoti du diodai, generuojantys kiekvienas po ~ 25 mJ. Kaupinimas buvo vykdomas iš priešingų aktyviosios terpės galų. Nuostoliams sumažinti buvo atsisakyta pluošto formavimo – sistemoje buvo stiprinamas kvazigausinio intensyvumo skirstinio pluoštas. Tokiu būdu į priešstiprintuvį buvo leidžiami apie 3 mJ energijos impulsai, kurie buvo sustiprinami iki ~ 10 mJ, o vienoje galios stiprintuvo pakopoje impulso energija



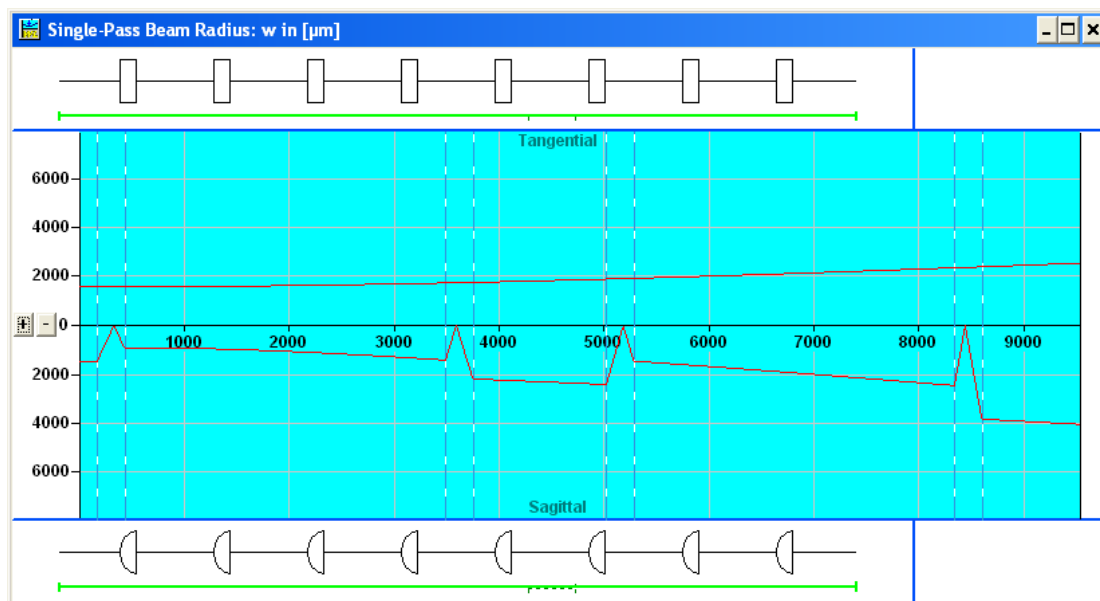
60 pav. Intensyvumo skirstinys kompresoriaus įėjime, pluoštui iš sistemos laisvai nusklidus iki jo (kairėje), ir kompresoriaus išėjime (dešinėje)

padidėjo iki ~63,5 mJ. Sistemos išėjimo intensyvumo skirstinys buvo kvazigausinio pavidalo. Kaip matyti iš 59 paveikslo, pernešant vaizdą nuo aktyviosios terpės vidurio, dėl stiprinimo jo viršūnė buvo šiek tiek plokštesnė, tačiau laisvai sklisdamas iki kompresoriaus įėjimo jis įgaudavo artimesnę Gauso funkcijai (60 pav.) intensyvumo skirstinį. Būdamas tokio pavidalo jis nusklisdavo visą kompresoriaus ilgį.

Išėjime iš kompresoriaus pluoštas buvo elipsinės formos. Tai gali būti lengvai paaiškinta: pluošto, difragavusio nuo pirmos gardelės, matmuo susiaurėja pagal horizontalę dėl to, kad į gardelę pluoštas patenka skirtingu nuo Litrou sąlygos kampu, todėl kritimo kampas α ir difrakcijos kampas β skiriasi. Tokių darbinių sąlygų poveikį pluošto horizontaliam matmeniui galima apskaičiuoti pagal formulę:

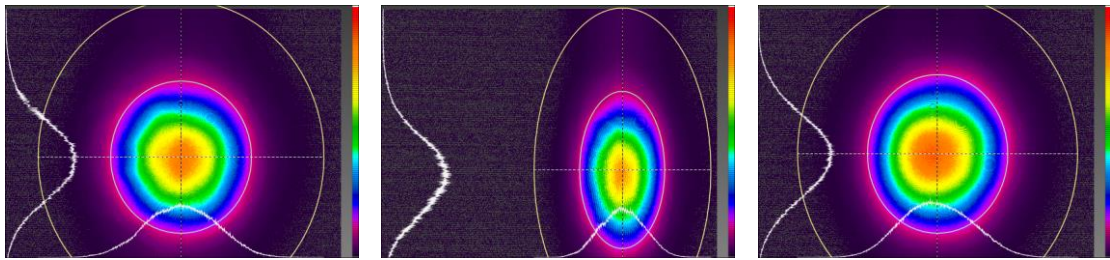
$$d_2 = d_1 \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \quad (2)$$

Mažesnio matmens koordinatė patiria didesnę difrakcijos poveikį sklindant erdve, todėl nusklidęs tam tikrą atstumą pluoštas vėl tampa apskritas, tačiau mūsų kompresoriuje tas atstumas sutampa su vieta, kurioje yra antra difrakcinė gardelė. Nuo jos atsispindėjusio pluošto matmuo pagal horizontalią koordinatę dėl tos pačios priežasties padidėja. Tas pats vyksta ir antro lėkio per kompresorių



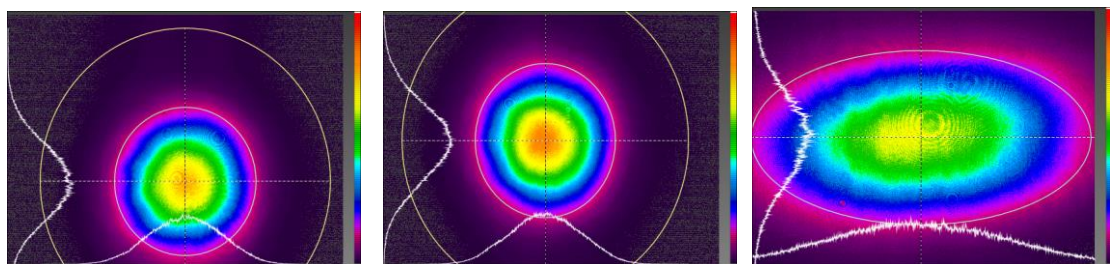
61 pav. WinLase programos apskaičiuotas pluošto sklindimas, kai atitinkamose vietose kinta horizontalus pluošto matmuo

metu. Pluoštas prieš pat antrąjį atspindį nuo pirmosios difrakcinės gardelės būna apvalus, tačiau po atspindžio nuo gardelės jo horizontali koordinatė padidėja. Šis procesas pademonstruotas 61 paveiksle, naudojant ABCD matricų metodu pluošto sklaidimą skaičiuojančią programinę įrangą WinLase. Tam tikslui, kiekviena gardelė buvo pakeista atitinkamai mažinančiu arba didinančiu cilindrinį lęšių teleskopu. Iš skaitmeninio modeliavimo rezultatų galima matyti, kad viena pluošto koordinatė, perėjusi per tokią sistemą, tampa didesnė už kitą.



62 pav. Pluošto intensyvumo skirstinys prieš pirmą atspindį nuo pirmosios kompresoriaus difrakcinės gardelės (kairėje), iškart po atspindžio (viduryje) ir nusklidęs 85 cm po atspindžio (dešinėje)

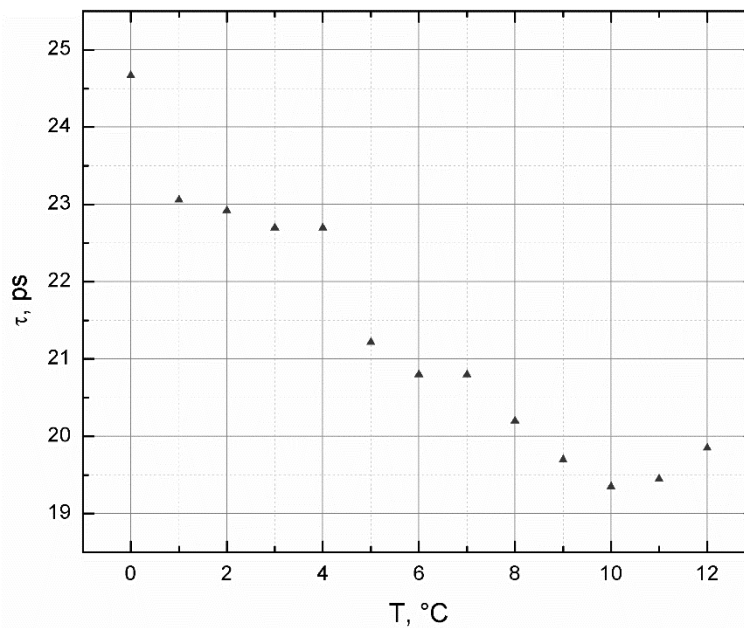
Pateiktos 62 ir 63 paveiksluose iliustracijos demonstruoja realaus pluošto horizontalios koordinatės matmens kitimą. Iš šių iliustracijų galima daryti išvadą, kad, galbūt po kompresoriaus nusklidęs tam tikrą atstumą erdvėje pluoštas vėl pasidarys apvalus.



63 pav. Pluošto intensyvumo skirstinys prieš antrą kartą atsispindint nuo pirmosios kompresoriaus difrakcinės gardelės vietoje, atitinkančioje gardelės paviršių (kairėje); jeigu nusklidėtų dar 45 cm tolyn nuo vietos atitinkančios gardelės paviršių, bet nuo jos neatsispindėtų (viduryje) ir atsispindėtų nuo gardelės paviršiaus (dešinėje).

Pluošto horizontalios koordinatės matmens padidėjimas prieš kompresorių (iki konkretaus reikalingo dydžio) galėtų padėti išvengti pluošto elipsiškumo kompresoriaus išėjime (prieškompensavimas). Tuo tarpu padidinus viso pluošto matmenis (diametrą) prieš kompresorių galima būtų sumažinti difrakcijos poveikį pluoštui ir tokiu būdu sumažinti pluošto elipsiškumą išėjime.

Be kompresoriaus vėlinimo linijos padėties derinimo, mūsų sistemoje taip pat buvo galimybė derinti osciliatoriaus Brego gardelės (vienas iš rezonatoriaus galinių veidrodžių) temperatūrą. Taip galėjo būti derinamas osciliatoriaus centrinis bangos ilgis. Taip pat galima buvo derinti plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės (angl. *Chirped Fiber Bragg Grating* – CFBG) temperatūrą. Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad centrinis osciliatoriaus bangos ilgis geriausiai sutampa su centriniu plėstuvo bangos ilgiu tada, kai osciliatoriaus temperatūra yra 10° didesnė. Taigi šių mazgų temperatūra buvo

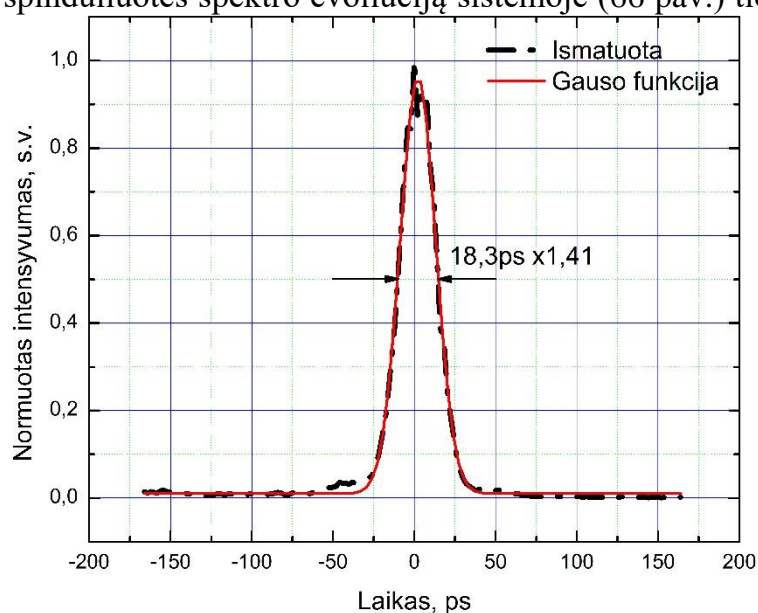


64 pav. Suspausto impulso trukmės priklausomybė (τ) nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės temperatūrų (T). Ant horizontalios grafiko ašies 0 atitinka 55 °C osciliatoriaus gardelės temperatūra, arba 45 °C plėstuvo gardelės temperatūra

derinama taip, kad visą laiką būtų išlaikytas optimalus temperatūrų skirtumas. Šių mazgų temperatūrų derinimas leidžia žymiai tiksliau derinti kompresoriaus dispersiją, kadangi raudonesni bangos ilgiai difraguoja stipriau, o mėlynesni atitinkamai silpniau. Impulso trukmės po kompresoriaus priklausomybė nuo osciliatoriaus ir plėstuvo Brego gardelių temperatūrų geriausioje pagal suspaustų impulsų trukmę vėlinimo linijos padėtyje, pateikta 64 paveiksle. Grafikas prasideda nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir CFBG temperatūrų atitinkamai 55°C ir 45°C. Ant grafiko horizontalios ašies šios temperatūros pažymėtos 0. Horizontalioje grafiko ašyje atidėta koks vienodas skaičius laipsnių yra

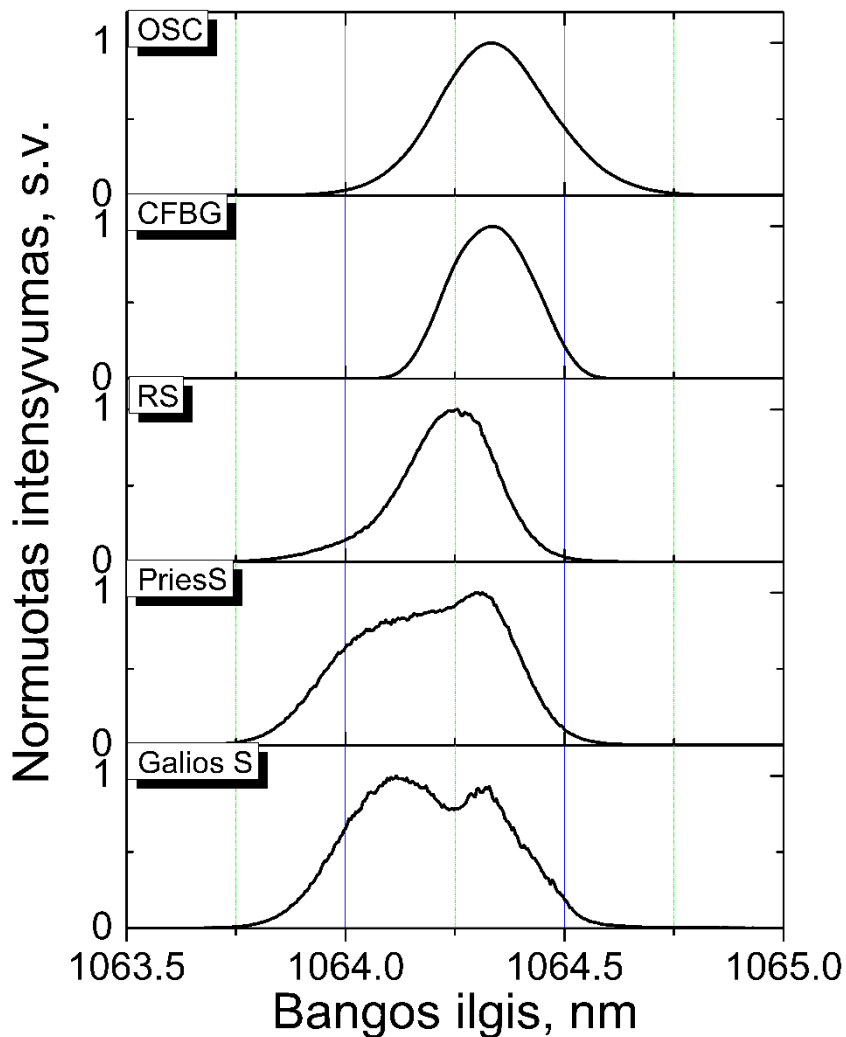
pridedamas prie šių pradinių temperaturų. Pavyzdžiui, horizontalios ašies reikšmė 1 atitinka osciliatoriaus Brego gardelės temperatūrą $55 \pm 1^\circ\text{C}$ ir CFBG temperatūrą $45 \pm 1^\circ\text{C}$. Impulso trukmės matuotos antros eilės autokoreliatoriumi. Geriausiai impulsą suspausti pavyko ties 65°C osciliatoriaus Brego gardelės temperatūra ir 55°C plėstuvo gardelės temperatūra. Išmatuota impulso trukmė buvo 19,7 ps. Apskritai mažiausia gauta impulso trukmė, mechaniškai paderinus kompresorių, esant toms pačioms temperatūroms buvo 18,3 ps. Išmatuota autokoreliacijos funkcija pateikta 65 paveiksle.

Išmatavus spinduliuotės spektro evoliuciją sistemoje (66 pav.) ties trumpiausią



65 pav. Mažiausios išmatuotos trukmės impulso autokoreliacinė funkcija suspaustą impulsą atitikusiomis osciliatoriaus gardelės ir plėstuvo gardelės temperatūromis, paaiškėjo, kad Brego gardelių temperatūrų derinimas turėjo įtakos ne tik kompresoriaus dispersijai (raudonesni spektro komponentai esant tam pačiam kompresoriaus ilgiui patiria didesnę dispersiją), bet ir spinduliuotės spektro pločiui stiprinimo sistemos išėjime. Pastebėtas ryškus spektro plitimas (nuo $\sim 0,12$ nm iki $0,22$ nm) vieno lėkio Nd:YVO_4 priešstiprintuvyje. Šis plitimas, kaip manoma, yra susijęs su tuo, kad išeinančios iš regeneracinio stiprintuvo spinduliuotės centrinis bangos ilgis buvo pastumtas į raudonąją spektro sritį nuo priešstiprintuvio stiprinimo juostos centro. Taigi mėlynesnė spektro sritis buvo efektyviau stiprinama. Tokiu būdu buvo dalinai kompensuotas tipiškas čirpuotų impulsų stiprinimui centrinio bangos ilgio

slinkimas į raudonąją sritį. Šis reiškinys yra sąlygotas tuo, kad raudonos spektro dedamosios pasiekia stiprintuvą anksčiau, kai užpildos apgrąža jame būna dar nenuskurdinta. O mėlynesnės spektro dedamosios, ateinančios į stiprintuvą vėlesniu laiko momentu, pasiekia stiprintuvą tada, kai užpildos apgrąža jau būna nuskurdinta raudonųjų spektro dedamųjų. Dėl to, raudonos dedamosios yra



66 pav. Stiprinimo sistemos spektro evoliucija. OSC – osciliatorius, CFBG – čirpuota šviesolaidinė Brego gardelė, RS – regeneracinis stiprintuvas, PriesS – priešstiprintuvis, Galios S – galios stiprintuvas

stiprinamos geriau. Jeigu palygintume spektrą iš regeneracinio stiprintuvo su spektru iš priešstiprintuvio, pamatytume, kad spektro smailė iš tikrųjų pasistumia į raudonąją dalį, o dėl geresnės mėlynosios spektro srities sutapties su stiprinimo juostos centru spektras stipriai išplinta į mėlynąją sritį. Galios stiprintuvas toliau geriau stiprino mėlynąją dalį spektro.

Teorinis kompresoriaus energinis pralaidumas turėjo siekti 85 % (keturi atspindžiai nuo ~96 % efektyvumo gardelių). Tačiau realiai eksperimentiškai gauta išėjimo impulso energija po kompresoriaus tesiekė ~38 mJ iš 62 mJ paleidžiamų į kompresorių, t. y. 61 %. Pastebėta, kad vietomis kompresoriuje neužteko naudojamos optikos apertūrų, dėl to nuostoliai buvo didesni nei teoriniai. Taip pat tam galėjo turėti įtakos ir gaunamai ilgesnei už spektriškai ribotą impulso trukmei.

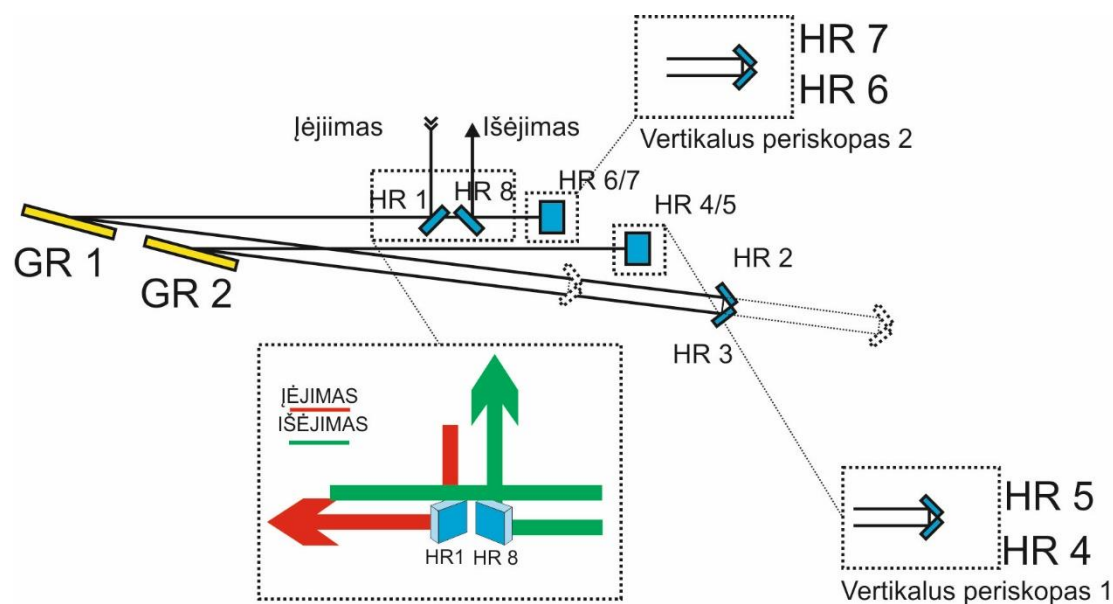
5.3. CPA grandinės optimizavimas

Remiantis sukaupta patirtimi aprašyta aukštesniame skyriuje, buvo suprojektuota sistema, kuri leistų išėjime turėti ~100 mJ eilės išėjimo energiją ir mažesnę už 20 ps impulso trukmę. Taip pat jos išėjime būtų generuojamas kuo homogeniškesnis supergausinis erdvinis intensyvumo skirstinys.

Šiems tikslams pasiekti buvo reikalingas kompleksinis sprendimas. Norint įveikti prasto pluošto sklaidimo erdvėje po stiprinimo dviejuose šoninio kaupinimo stiprinimo moduluose problemą, pluošto skersiniai matmenys buvo didinami iki tokio diametro, kad difrakcijos poveikis nuotolyje, reikiamame nusklusti per kompresorių, nebūtų ženklus. Siekiant sugeneruoti supergausinį intensyvumo skirstinį, pluoštas buvo formuojamas po regeneracinio stiprintuvo, o formavimo nuostoliai buvo kompensuojami vieno lėkio Nd:YVO₄ priešstiprintuvyje. Supergausiniam intensyvumo skirstiniui išsaugoti po kompresoriaus (sistemos išėjime), buvo naudojami vaizdo pernešimai. Tam, kad reikalingi vaizdo pernešimo fiziniai matmenys būtų mažesni, vaizdo pernešimas buvo vykdomas į kompresoriaus vidurį, o ne į įėjimą, ir vėliau iš kompresoriaus vidurio į sistemos išėjimą. Taip pat, atlikus modeliavimą, buvo nustatyta, kad užtektų sistemos įėjime impulsus išplėsti ne iki 300 ps trukmės, o iki 150 ps, taigi vietoje -2000 ps/nm dispersijos plėstuvo buvo naudojamas -1000 ps/nm plėstuvas. Tai sumažino atsargą pagal B integralą, tačiau tokiu būdu buvo dvigubai sumažintas atstumas tarp kompresoriaus gardelių, reikalingas impulsams suspausti.

Modeliuojant paaiškėjo: kad pluoštas nepatirtų ryškių intensyvumo skirstinio modifikacijų dėl difrakcijos poveikio sklindant spinduliuotei reikiama atstumą kompresoriuje, reikia pluošto matmenis sistemos išėjime padidinti iki ~20 mm diametro pagal $1/e^2$ lygį. Taip pat buvo paskaičiuota, kad tokių matmenų pluoštui suspausti reikalingos 60 mm x 150 mm dydžio gardelės. Čia mažesnis matmuo atitinka vertikalią, lygiagrečią su gardelės režiais koordinatę. Atitinkamai buvo paskaičiuoti reikalingi kitų kompresoriaus optinių elementų (veidrodžių) matmenys. Kompresoriaus geometrija (67 pav.) liko tokia pat, kaip ir aukščiau aprašytuose eksperimentuose, tik dėl sumažėjusio atstumo tarp gardelių nebereikėjo sulankstančiojo veidrodžio.

Difrakcinių gardelių periodas liko toks pat, kaip ir aukščiau aprašytuose eksperimentuose – 550 nm (režių tankis ~1818 linijų/mm). Tokio dydžio ir reikalingo periodo gardeles su mūsų užsibrėžtu > 95 % difrakciniu efektyvumu pagamino Fraunhofer IOF. Deja, dėl didelių gardelių matmenų gardele, kurios vidutinis difrakcinis efektyvumas per visą plotą siektų 95 % jiems pavyko pagaminti tik vieną. Antros gardelės vidutinis difrakcinis efektyvumas per visą plotą siekė 92 %, tačiau ji buvo nehomogeniška, su vienu prastu kampu, kuriame efektyvumas tebuvo 80 % (gamintojo pateikti duomenys).



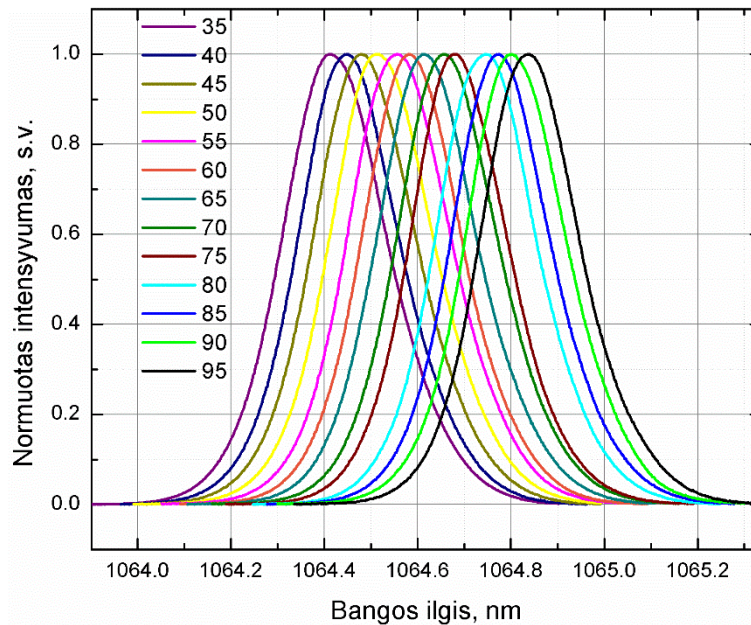
67 pav. Kompresoriaus schema. GR1, GR2 – difrakcinės gardelės, HR1–HR8 – didelio atspindžio veidrodžiai

Šiems eksperimentams buvo sukurtas galingesnis regeneracinis stiprintuvas, kuriame Nd:YVO₄ aktyvioji terpė buvo kaupinama iš abiejų galų maždaug po 20 mJ energijos generuojančiais lazeriniais diodais. Tai leido iš regeneracinio stiprintuvo gauti iki ~7 mJ energijos sustiprintus impulsus.

Kaip optimalus kompromisas tarp efektyviausio aktyviosios terpės užpildymo faktoriaus ir laisvo lėkio nuotolio atstumo nepatiriant ženklios intensyvumo skirstinio moduliacijos dėl difrakcijos, buvo pasirinktas formuoti 14-osios eilės supergausinis intensyvumo skirstinys. Toks pat buvo panaudotas kuriant ELI-ALPS SYLOS-1 sistemą. Kaip ir ELI projekte, siekiant padidinti nuotolį, kurį toks pluoštas nusklinda erdvėje nepatirdamas ženklios intensyvumo skirstinio moduliacijos, buvo naudojamas fazės korektorius. Jis kompensuoja fazės iškreipimus, atsirandančius dėl erdviškai kintamos fazinės plokštelės nehomogeniško optinio storio [58]. Fazės korektorius yra stiklo plokštelė nuėsdinta pagal sumodeliuotą funkciją (pagaminta Power Photonic firmos LightForge serviso pagalba).

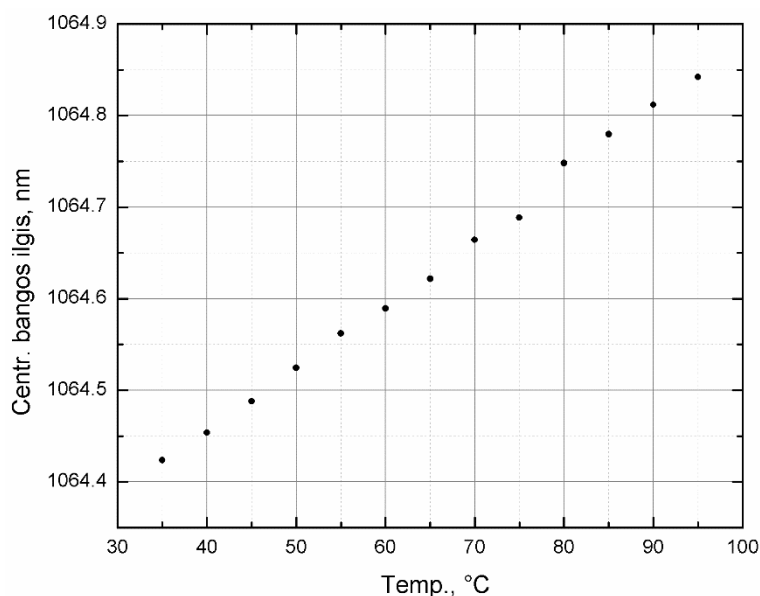
Siekiant minimizuoti energijos nuostolius, formavimas vyko po regeneracinio stiprintuvo, o prarastą energiją kompensavo stiprinimas vieno lėkio iš dviejų galų kaupinamame (po 25 mJ) Nd:YVO₄ aktyviosios terpės pagrindu pagamintame priešstiprintuvyje.

Galios stiprintuvo dalis iš esmės nesiskyrė nuo aprašytos 5.2 skyrelyje apie eksperimentus su -2000 ps/nm plėstuvu (56 pav.). Vienintelis pasikeitimas buvo tai, kad prieš Faradėjaus poliarizacijos rotatorius naudojamus depoliarizacijos kompensuoti, pluoštas buvo išplečiamas taip, kad užpildytų didesnę apertūros dalį. Taip buvo siekiama kuo labiau minimizuoti netiesinio ašinio fazės poslinkio kaupimąsi.



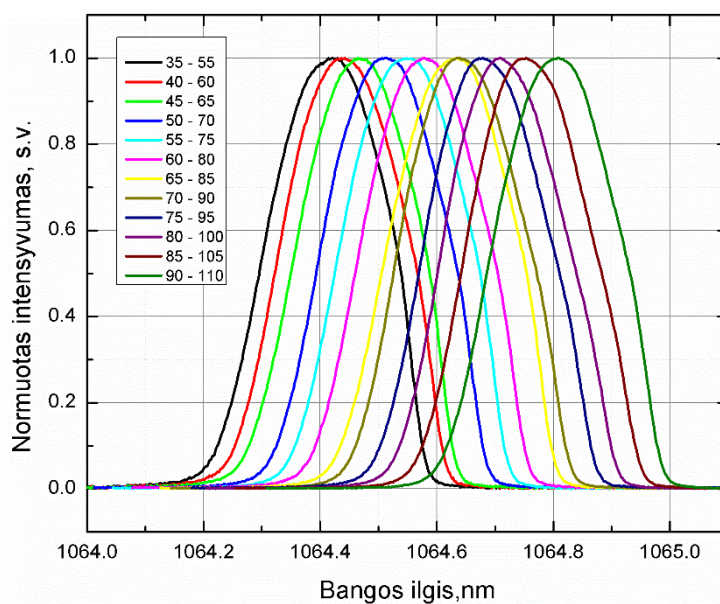
68 pav. Osciliatoriaus spinduliuotės spektro priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros. Legendoje pateiktos osciliatoriaus temperatūros ($^{\circ}\text{C}$)

Ankstesniame eksperimente spektro plitimas dėl centrinių bangos ilgių išderinimo buvo gautas neplanuotai. O šiame eksperimente buvo tikslingai kontroliuojama spektrų priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų po kiekvienos stiprinimo sistemos dalies, siekiant gauti kuo platesnį spektrą. Išmatuotos osciliatoriaus spektro formos (68 pav.) ir centrinio bangos ilgio (69 pav.) priklausomybės, nuo temperatūros. Matavimai prasidėjo nuo 30 $^{\circ}\text{C}$, nes tai buvo minimali temperatūra, kurią galėjome stabiliai palaikyti savo sistemoje. Matavimams naudotas Yokogawa firmos spektro analizatorius AQ6373, kurio skiriamoji geba yra $0,02$ nm. Visur nurodytos bangos ilgio vakuume vertės. Spektro pločiai pateikti pusės intensyvumo aukštyje.

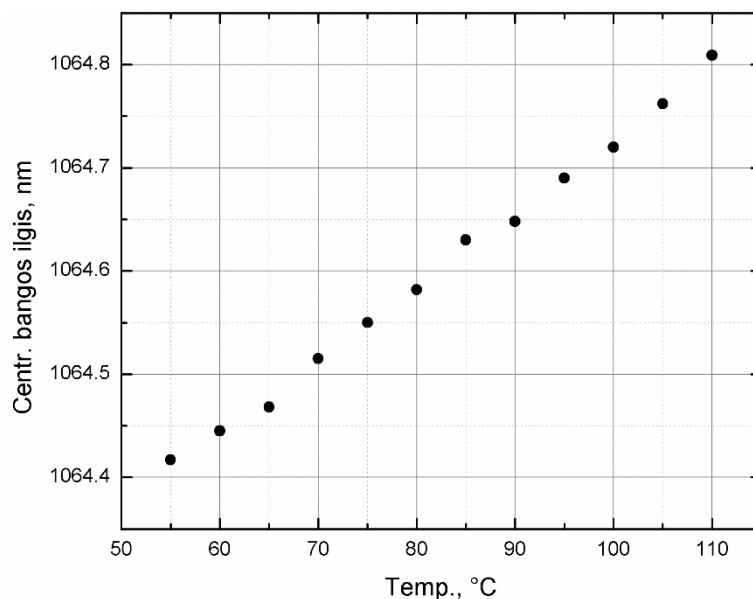


69 pav. Osciliatoriaus generuojamo centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros

Kaip ir ankščiau aprašytuose eksperimentuose, rastas idealus temperatūrų tarp osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės (CFBG) skirtumas, kuriam esant jų centriniai bangos ilgiai geriausiai sutapdavo ir buvo gaunamas plačiausias simetriškiausias spektras (70 pav.) po plėstuvo. Šiuo atveju plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūra turėjo būti 20 °C didesnė. Visuose grafikuose, išskyrus 71 paveikslą, kur pateikta plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūra, ant horizontaliosios ašies yra nurodyta osciliatoriaus

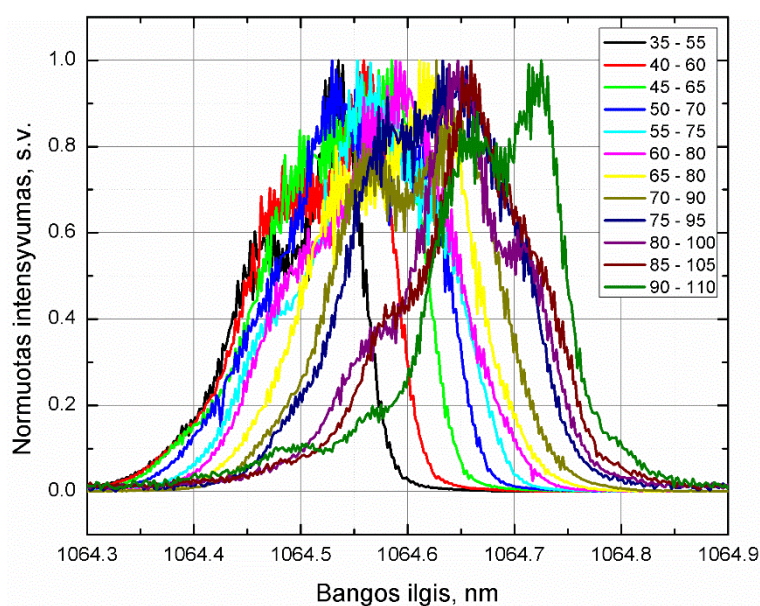


70 pav. Plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės (CFBG) spektro priklausomybė nuo jos ir osciliatoriaus Brego gardelės temperatūrų. Legendoje nurodytos osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros ir per brūkšnelį – čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūros (°C)

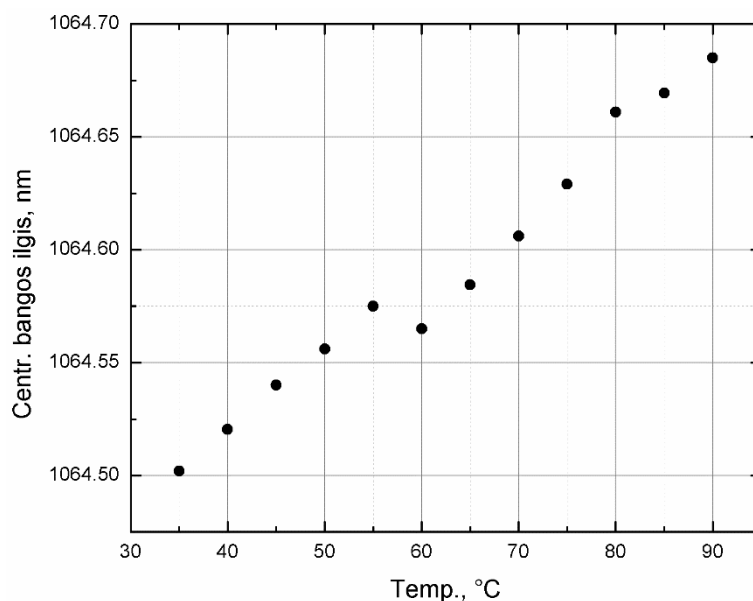


71 pav. Plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės (CFBG) centrinio bangos ilgio (dešinėje) priklausomybė nuo jos ir osciliatoriaus Brego gardelės temperatūrų Brego gardelės temperatūra. O atitinkamą plėstuvo Brego gardelės temperatūrą galima gauti pridėjus prie osciliatoriaus temperatūros 20 °C. Pavyzdžiui, grafike 30 °C temperatūra atitinka osciliatoriaus Brego gardelės 30 °C ir čirpuotos Brego gardelės 30 + 20 °C temperatūrą. Spektro plotis po čirpuotos plėstuvo gardelės buvo faktiškai toks pat kaip tiesiai iš osciliatoriaus, t. y. ~0,25 nm.

Skirtingai nuo anksčiau aprašyto eksperimento, naujoje schemoje spektro



72 pav. Regeneracinio stiprintuvo išėjimo spektro priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų. Legendoje nurodytos osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros ir per brūkšnelį – čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūros (°C).

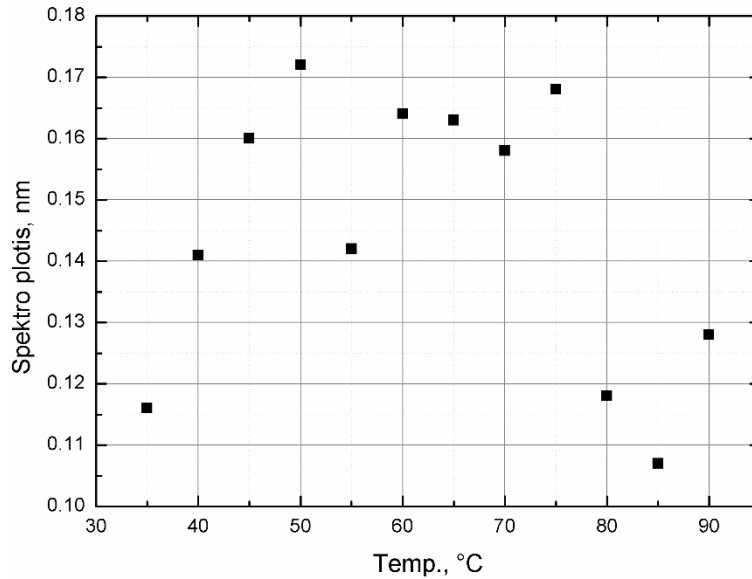


73 pav. Regeneracinio stiprintuvo centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų.

formos kitimas dėl čirpuotų impulsų stiprinimo ir centrinio signalo bangos ilgio išderinimo stiprinimo juostos atžvilgiu pasireiškia jau regeneraciniame stiprintuve. Matyt tai yra susiję su didesniu jo stiprinimu. Čirpuotų impulsų stiprinimo komplikotą poveikį stiprinamam spektrui matyti ir iš centrinio bangos ilgio priklausomybės nuo temperatūros. Osciliatoriaus (69 pav.) ir čirpuotos Brego gardelės (71 pav.) atvejais ta priklausomybė buvo beveik tiesinė, tai regeneracinio stiprintuvo priklausomybėje galima stebėti dvi tieses su lūžio tašku (73 pav.). Matyt šiame taške užkrato centrinis bangos ilgis geriausiai sutampa su stiprinimo juostos centru.

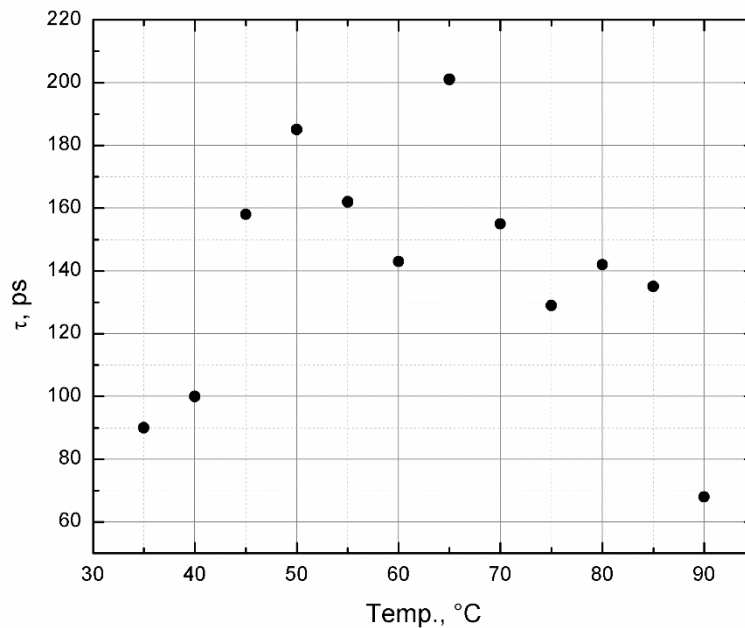
Po regeneracinio stiprintuvo spektro plotis susiaurėja. Spektro pločių vertės yra diapazone tarp $\sim 0,11$ ir $\sim 0,17$ nm. Tai priklauso nuo gardelių temperatūros. Spektro pločio priklausomybė nuo temperatūros yra sudėtingos formos (74 pav.). Plačiausi spektrai gaunami išderinus bangos ilgį nuo stiprinimo juostos centro apie $\sim 0,06$ – $0,08$ nm., Tokiomis veikimo sąlygomis tai atitinka apie pusę stiprinimo juostos pločio.

Impulso trukmės (pamatuotos greitu 45 GHz fotodiodu ir 20 GHz osciloskopu) po regeneracinio stiprintuvo priklausomybė nuo Brego gardelių temperatūrų kombinacijos yra dar nevienareikšmiškesnė (75 pav.): plačiausi spektrai

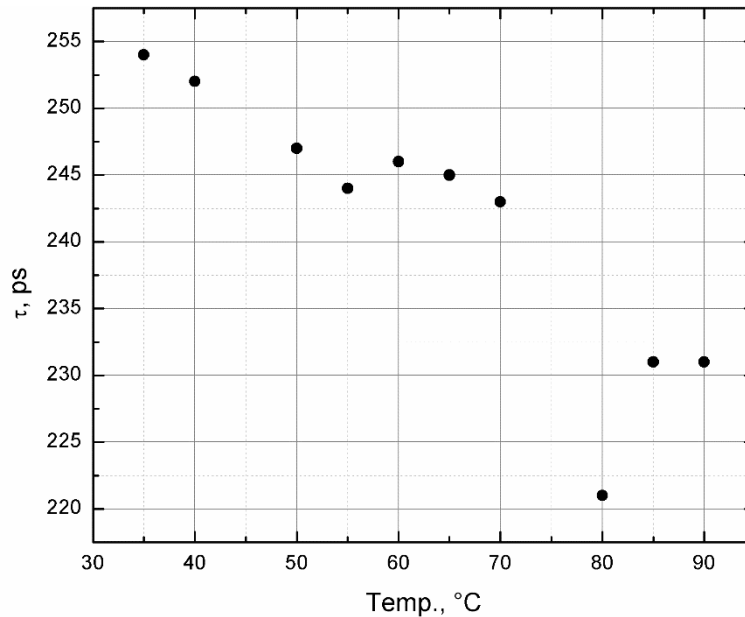


74 pav. Regeneracinio stiprintuvo spektro pločio priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų

neatitinka ilgiausių impulso trukmių, kaip turėtų būti idealiu atveju. Tai galima paaiškinti keliais mechanizmais. Visų pirma, šiems eksperimentams buvo naudojamas vienos šiluminės varžos plėstuvo šildytuvas. Naudojant tokį šildytuvą yra sukuriamas nekontroliuojamas temperatūrinis gradientas išilgai čirpuotos Brego gardelės. Iš gautos impulso trukmės po plėstuvo priklausomybės nuo temperatūros galima matyti, kad kylant temperatūrai impulso trukmė mažėja (76 pav.). Taigi galima teigti, kad išilgai čirpuotos Brego



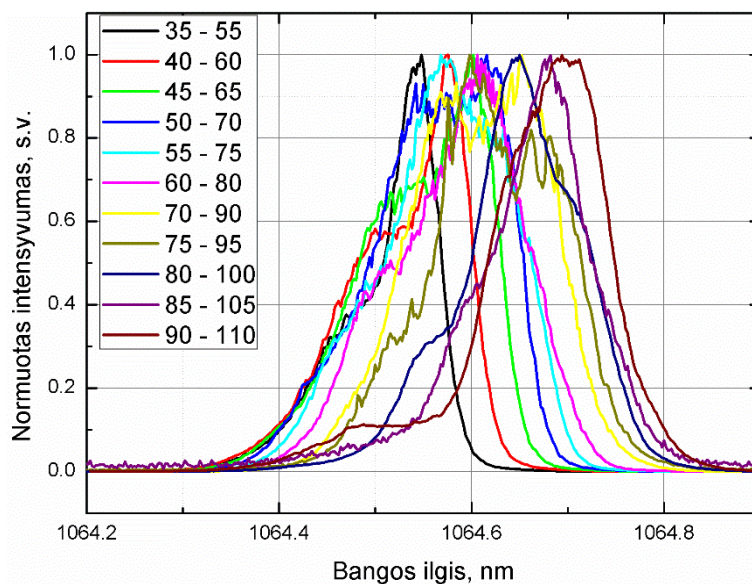
75 pav. Impulso trukmės (τ) po regeneracinio stiprintuvo priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūrų



76 pav. Impulso trukmės (τ) po plėstuvo priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūrų

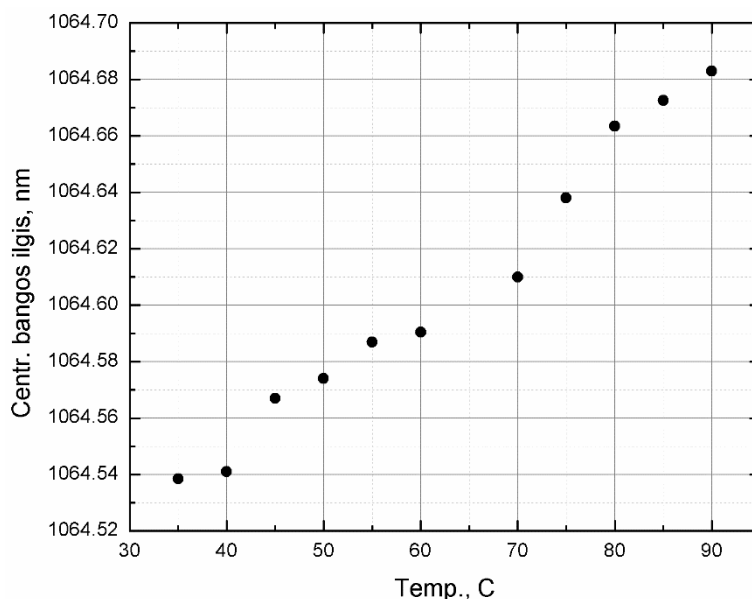
gardelės buvo sukurtas gradientas, kurio kryptis lėmė plėstuvo dispersijos mažėjimą. Reikia pažymėti, kad matuojant iš šviesolaidžio sklindančių impulsų trukmę diodo matavimų rezultatais galima pasitikėti (impulsų trukmės po plėstuvo Brego gardelės matavimas). Matuojant spinduliuotę sklindančią laisvoje erdvėje, pavyzdžiui, iš regeneracinio stiprintuvo, absoliuti impulso trukmės vertė labai priklauso nuo suvedimo į diodo šviesolaidį tikslumo. Todėl impulso trukmės iš regeneracinio stiprintuvo matavimų rezultatai yra tinkami tik impulso trukmėms kokybiškai palyginti esant skirtingoms temperatūroms. Jie buvo naudojami tik kaip darbo įrankis derinant sistemą. Antras mechanizmas, kuris gali turėti įtakos impulso trukmei yra čirpo kitimas stiprinimo metu. Jis susijęs su impulso masės centro slinkimų į priekį laike dėl, kaip buvo minėta aukščiau, geresnio raudonųjų spektro dedamųjų stiprinimo čirpuotų impulsų atveju. Stiprinimo metu santykinai stiprėjant raudonosioms dedamosioms (esančioms impulso priekyje) ir silpstant mėlynosioms, impulsas gali pasistumti laike į priekį.

Gerai yra tai, kad mus dominančiame plačiausių spektrų diapazone impulso trukmė po regeneracinio stiprintuvo buvo kokios mes ir tikėjomės, t. y. ~150 ps eilės.



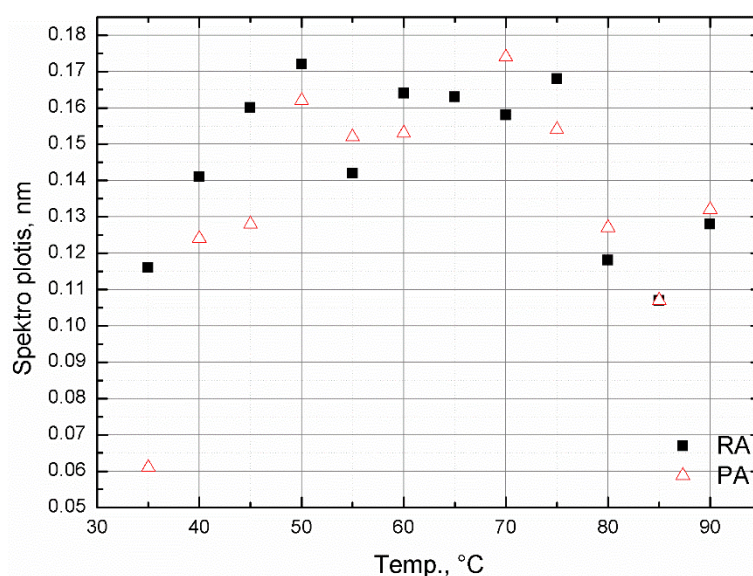
77 pav. Spektro formos po priešstiprintuvio priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūrų. Legendoje nurodytos osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros ir per brūkšnelį – čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūros (°C).

Pateikiamos spektro formos (77 pav.) ir centrinio bangos ilgio (78 pav.) priklausomybės nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų po Nd:YVO₄ vieno lėkio iš dviejų galų kaupinamo priešstiprintuvio. Teoriškai priešstiprintuvio aktyvioji terpė yra karštesnė nei regeneracinio stiprintuvo, nes jo vidutinė kaupinimo galia yra didesnė, aktyviosios terpės apertūra yra didesnė, o ilgis dvigubai mažesnis. Vadinasi, teoriškai priešstiprintuvio stiprinimo juostos plotis turėtų būti didesnis, o



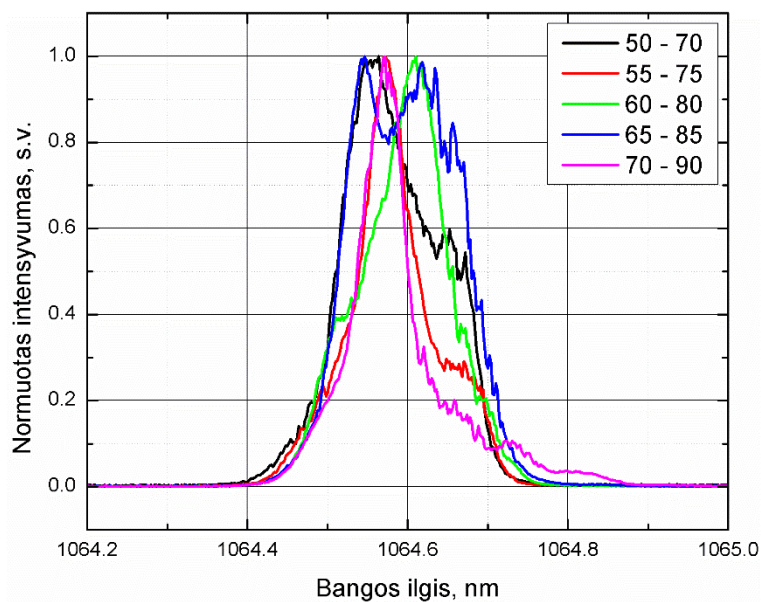
78 pav. Centrinio bangos ilgio po priešstiprintuvio priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūrų

centrinis juostos bangos ilgis turėtų būti toliau nustumtas į raudonąją spektro sritį. Mūsų schemoje regeneracinio stiprintuvo ir priešstiprintuvio aktyviosios terpės buvo aušinamos vienu aušintuvu, todėl galimybės paderinti atskirai kurios nors iš jų centrinį stiprinimo juostos bangos ilgį nebuvo. Taigi derinimas keičiant tik centrinį bangos ilgį sistemos įėjime yra kompromisinis, nesuteikiantis galimybės gauti plačiausią įmanomą spektrą prieš galios stiprintuvą. Kaip matyti iš 79 paveikslo, atsižvelgiant į gardelių temperatūrą, spektras po priešstiprintuvio tai plėtėja, tai siaurėja, lyginant su spektru po regeneracinio stiprintuvo.



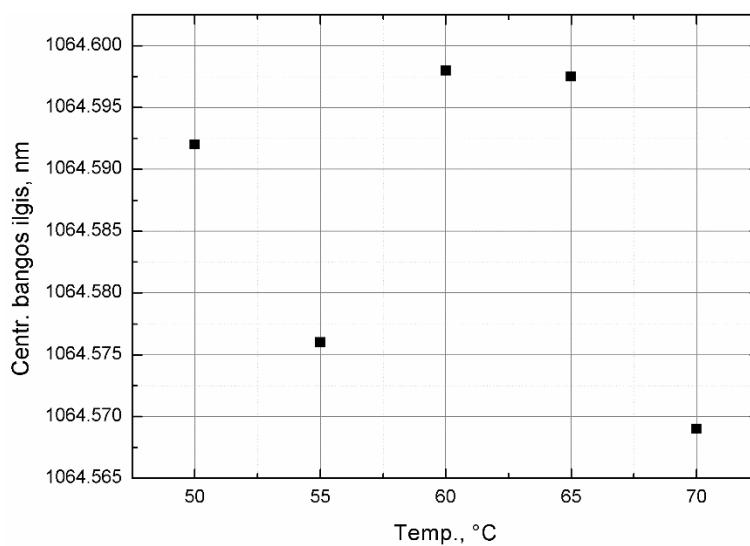
79 pav. Spekto pločio po priešstiprintuvio (PA) palyginimas su spekto pločių po regeneracinio stiprintuvo (RA), esant toms pačioms osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūroms

Iš išmatuotų fluorescencijos spektrų buvo nustatyta, kad priešstiprintuvio stiprinimo juostos centrinis bangos ilgis beveik idealiai sutampa su pirmojo galios stiprintuvo modulio (5 mm diametro Nd:YAG) spektru: atitinkamai 1064,57 ir 1064,56 nm. Priešingai, nei galima būtų tikėtis, regeneracinio stiprintuvo fluorescencijos juostos plotis, nepaisant žemesnės jo temperatūros, buvo platesnis nei priešstiprintuvio aktyviosios terpės (atitinkamai 0,31 ir 0,16 nm). Tačiau centriniai fluorescencijos spektro bangos ilgiai patvirtina teiginį apie didesnę priešstiprintuvio aktyviosios terpės temperatūrą (atitinkamai 1064,49 ir 1064,57 nm). Nors Nd:YVO₄ platesnė stiprinimo juosta nei Nd:YAG, tačiau dėl savo aukštesnės temperatūros nulemtos ženkliai didesnės vidutinės



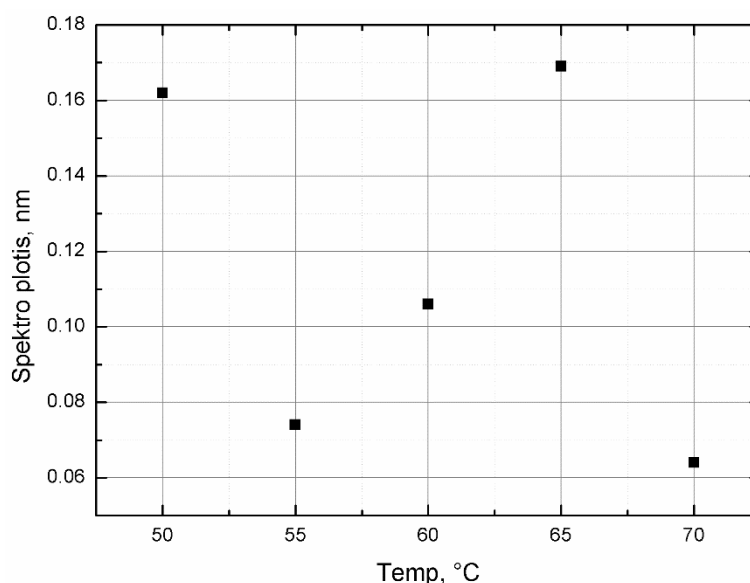
80 pav. Spektro formos po pirmos galios stiprintuvo pakopos (5 mm skersmens Nd:YAG) priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų. Legendoje nurodytos osciliatoriaus Brego gardelės temperatūros ir per brūkšnelį – čirpuotos plėstuvo Brego gardelės temperatūros (°C). kaupinimo galios, stiprinimo modulio, kurio aktyviosios terpės skersmuo 5 mm, fluorescencijos juostos plotis buvo ~0,59 nm. Vadinasi svarbu turėti kuo platesnį spektrą būtent prieš galios stiprintuvą, regeneracinis stiprintuvas ir priešstiprintuvis yra sistemos išėjimo spektrą labiausiai ribojanti dalis.

Tolesni spektro matavimai, po galios stiprintuvo pirmosios pakopos, buvo atlikti tik esant atitinkantioms 5 plačiausius spektrus iš priešstiprintuvio



81 pav. Centrinio bangos ilgio po pirmos galios stiprintuvo pakopos (5 mm skersmens Nd:YAG) priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų

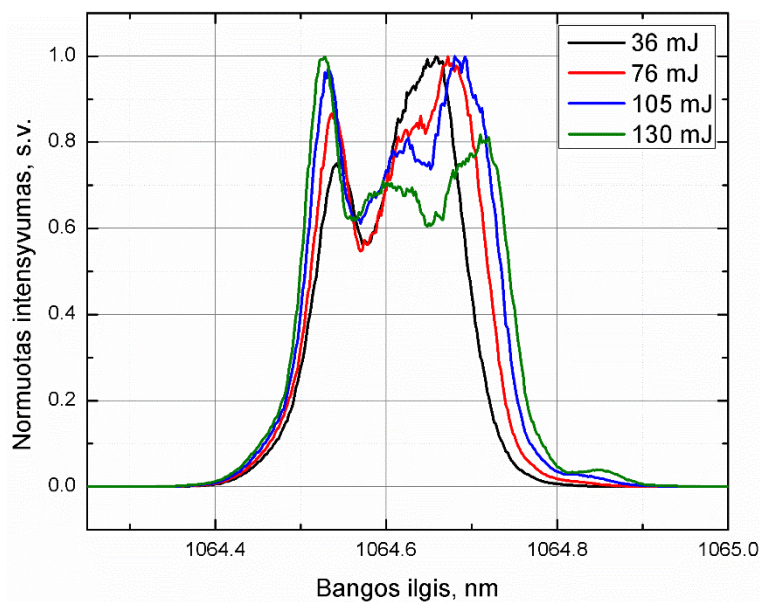
temperatūroms. Kaip matyti iš spektro formų (80 pav.) ir centrinio bangos ilgio (81 pav.) priklausomybių nuo temperatūros, kaip ir galima buvo tikėtis iš fluorescencijos juostos pločio matavimų, spektro padėtis nuo temperatūros beveik nebesikeičia, keičiasi tik jo forma. Tai vyksta dėl to, kad keičiasi skirtingų spektro dedamųjų stiprinimo sąlygos: patiriamas stiprinimas priklauso nuo to, kuriuo laiko momentu dedamosios patenka į stiprintuvą ir kiek toli jos yra nuo stiprinimo juostos maksimumo. Priklausomai nuo temperatūros stipriai keičiasi spektro plotis pusės intensyvumo aukštyje (82 pav.).



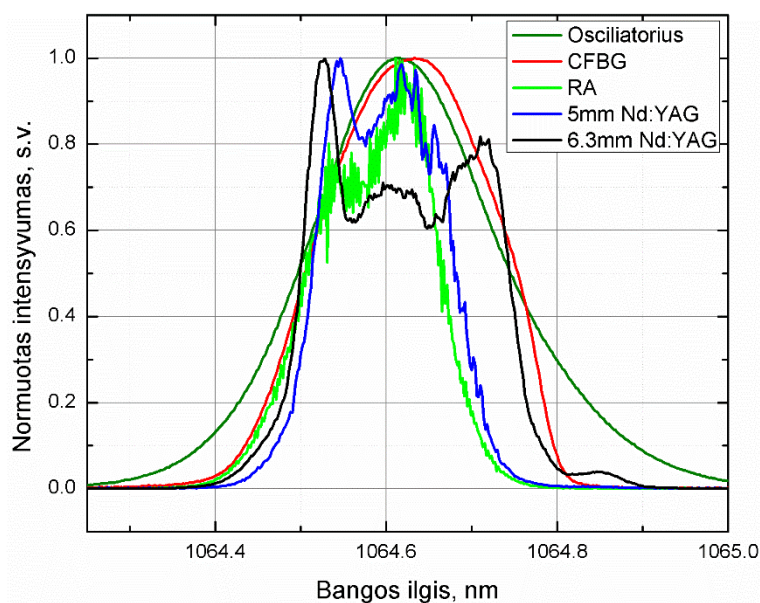
82 pav. Spekto pločio po pirmos galios stiprintuvo pakopos (5 mm skersmens Nd:YAG) priklausomybė nuo osciliatoriaus Brego gardelės ir plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūrų

Galiausiai apsistojome ties viena temperatūrų kombinacija – osciliatoriaus gardelės 65 °C temperatūra, o plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės 85 °C. Kaip esant tokioms temperatūroms kinta spektras po antros galios stiprintuvo pakopos (6,3 mm skersmens Nd:YAG) atsižvelgiant į stiprintuvo įsotinimą (sistemos išėjimo impulso energiją), parodyta 83 paveiksle. Išėjimo energija buvo keičiama atenuatoriumi kuri sudarė pusės bangos ilgio plokštelė ir poliarizatorius keičiant impulso energiją galios stiprintuvo įėjime.

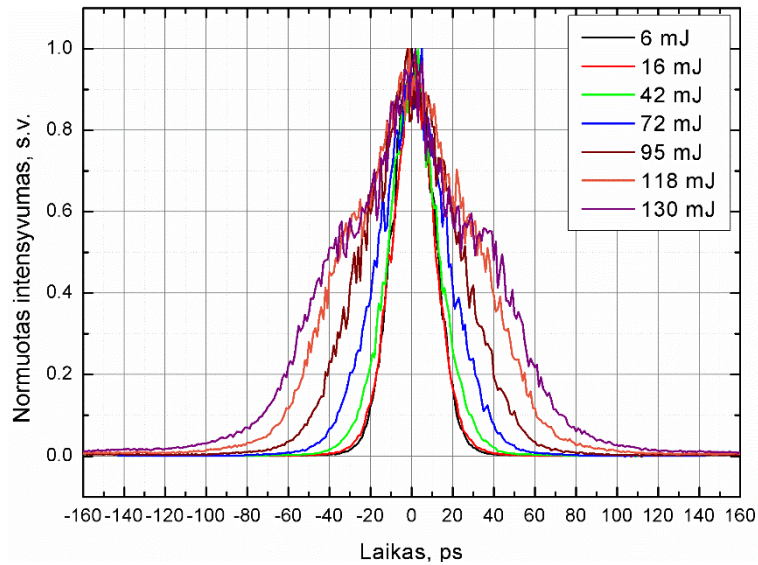
Palyginę sistemos išėjimo spektrą esant maksimaliai išėjimo impulso energijai



83 pav. Spektro formos po galios stiprintuvo antros pakopos (6,3 mm skersmens Nd:YAG) priklausomybė nuo išėjimo impulso energijos su spektru sistemos įėjime, po plėstuvo, matome, kad jie gerai sutampa pagal centrinį bangos ilgį (atitinkamai 1064,63 ir 1064,62 nm atitinkamai), ir išėjimo spektras užkloja didžiąją dalį įėjimo spektro pagal plotį (0,245 nm iš 0,25 nm). Palyginti su pradiniu, išėjimo spektro šlaitai yra statesni. Šie spektrai pavaizduoti 84 paveiksle. Čia matyti spektro evoliucija sistemoje, išskyrus spektrą po priešstiprintuvio, nes būtent esant šiai temperatūrai, spektro po priešstiprintuvio matavimo rezultatai, deja, per klaidą nebuvo išsaugoti.

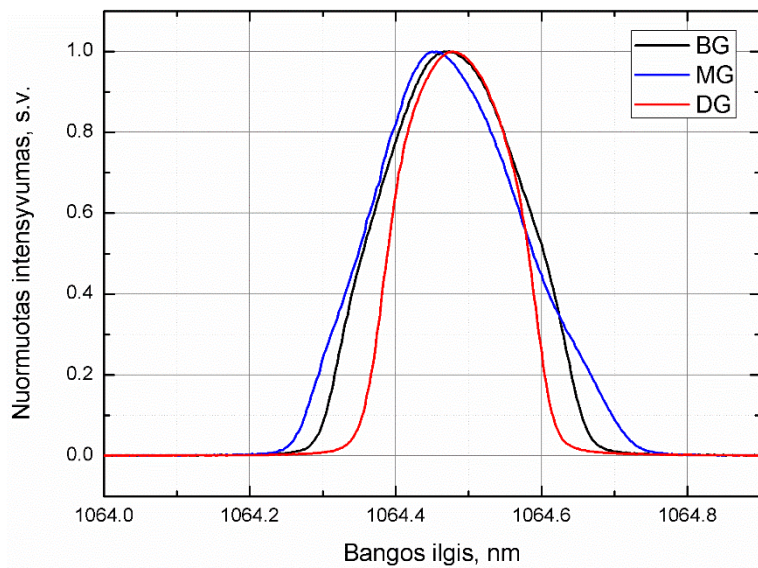


84 pav. Spektro formos evoliucija stiprinimo sistemoje esant 65 °C osciliatoriaus Brego gardelės ir 85 °C plėstuvo čirpuotos Brego gardelės temperatūroms



85 pav. Autokoreliacinės suspaustų impulsų formos priklausomybė nuo sistemos išėjimo impulso energijos, esant fiksuotam atstumui tarp kompresoriaus gardelių. Toks gaunamas stiprinimo sistemos išėjime spektras atitiko ~8,3 ps spektriškai ribotą impulso trukmę.

Spaudžiant sustiprintus impulsus, pastebėta, kad didėjant išėjimo impulso energijai (didinant impulso energiją galios stiprintuvo įėjime) ir sistemai artėjant link soties keičiasi (mažėja) išėjimo spinduliuotės čirpas. Esant tam pačiam kompresoriaus ilgiui bet skirtingoms išėjimo impulso energijoms išmatuotos suspaustų impulsų autokoreliacinės funkcijos pavaizduotos 85 paveiksle. Akivaizdu, kuo didesnė išėjimo impulso energija, tuo didesnė autokoreliacinės

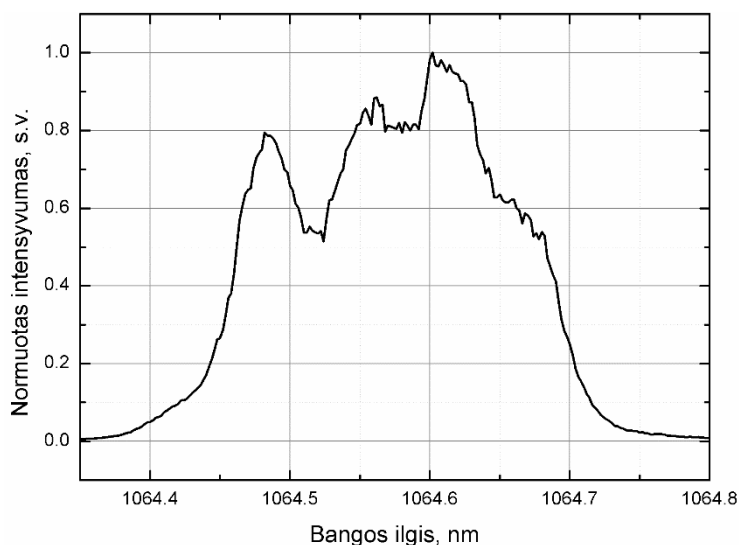


86 pav. Spekto formų po plėstuvo gradientinio šildytuvo atveju palyginimas esant maksimaliam mažinančiam čirpą gradientui (MG), maksimaliam didinančiam čirpą gradientui (DG), ir be gradiento (BG).

funkcijos plotis. Greitu fotodiodu buvo nustatyta, kad spūda gerėja (impulso trukmė mažėja) trumpinant atstumą tarp kompresoriaus gardelių.

Paaiškėjo, kad tokio mažo atstumo tarp gardelių, kuris buvo reikalingas suspausti maksimalios išėjimo impulso energijos impulsus, mūsų pasirinktoje kompresoriaus geometrijoje buvo gauti neįmanoma (vėlinimo linijos optika pradėtų kabinti kitoje kompresoriaus vietoje sklindantį pluoštą). Todėl buvo panaudotas plėstuvo čirpuotos šviesolaidinės Brego gardelės šildytuvas, leidžiantis sukurti valdomo dydžio ir krypties tiesinį gradientą išilgai gardelės (vadinamasis gradientinis šildytuvas). Tokiu būdu buvo galima priderinti išėjimo impulsų čirpą prie kompresoriaus vėlinimo linijos padėties.

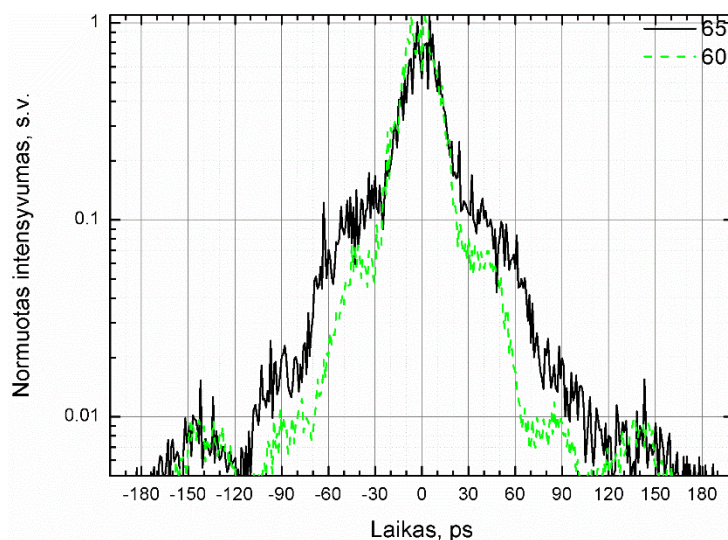
Neigiamas tokio derinimo poveikis – spektro, išeinančio iš plėstuvo, susiaurėjimas. Apskritai galima teigti, kad nekontroliuojamas temperatūrinis gradientas, kuriuo pasižymėjo prieš tai naudotas negradientinis šildytuvas, leisdavo turėti platesnį spektrą plėstuvo išėjime, nes gradientinio šildytuvo atveju net nesant gradiento, spektras buvo šiek tiek siauresnis: 0,236 nm, o ne 0,250 nm. Kitas veiksnys, galėjęs įtakoti spektro susiaurėjimą buvo šviesolaidinės gardelės perkėlimas į kitą šildytuvą. Gardelė yra jautri mechaniniams įtempimams, todėl ją pajudinus galėjo pasikeisti darbinės sąlygos. Išstačius maksimaliai įmanomą sukurti mūsų naudojamam šildytuvui



87 pav. Spektras sistemos išėjime naudojant gradientinį čirpuotos plėstuvo Brego gardelės šildytuvą, esant 60 °C osciliatoriaus Brego gardelės temperatūrai

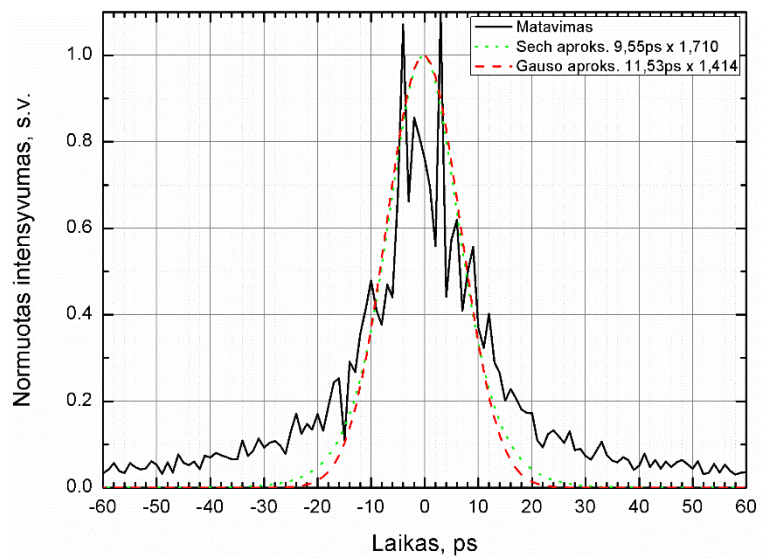
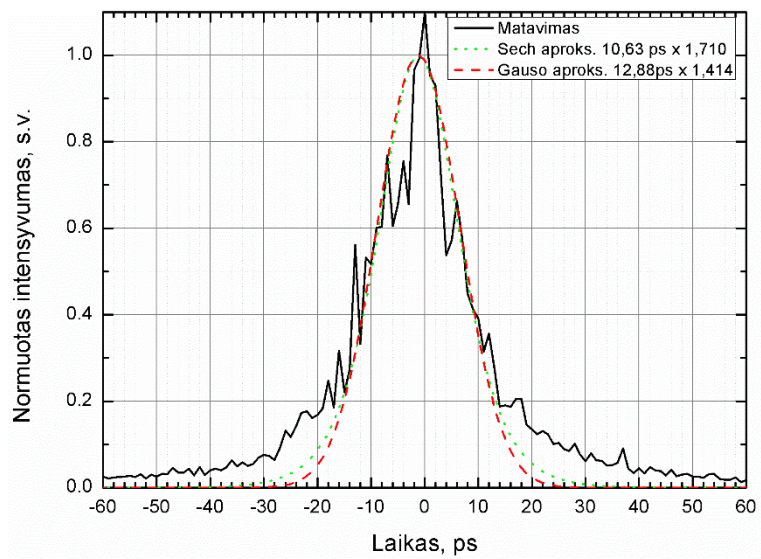
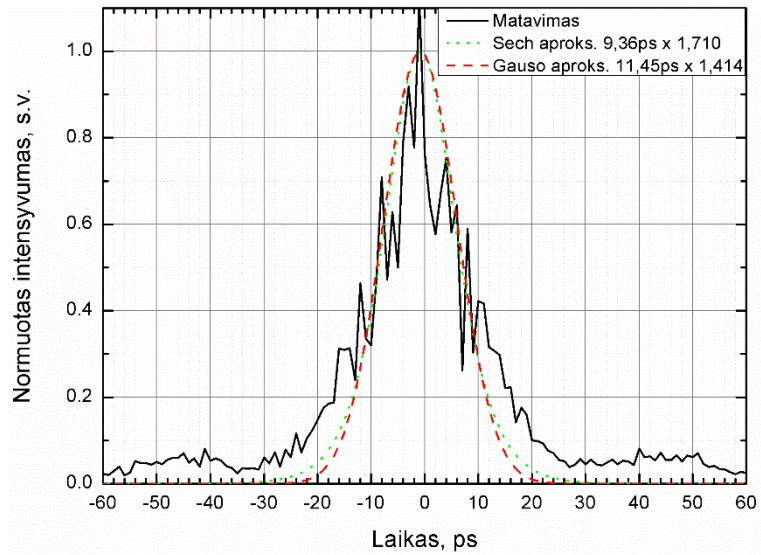
reikiamos čirpui didinti krypties gradientą, spektro plotis iš plėstuvo sumažėjo iki 0,183 nm. Spektro formų palyginimas po plėstuvo gradientinio šildytuvo atveju: be gradiento, su maksimaliai mažinančiu čirpą gradientu ir maksimaliai didinančiu čirpą gradientu pateiktas 86 paveiksle. Spektras sistemos išėjime geriausio suspaudimo atveju taip pat susiaurėja, maždaug iki 0,220 nm (87 pav.).

Eksperimentiškai buvo nustatyta, kad esant osciliatoriaus temperatūrai, lygiai 60 °C ir 65 °C (plėstuvo čirpuotos gardelės temperatūra atitinkamai priderinta) impulsai susispaudžia iki panašių trukmių. Tačiau kai temperatūra mažesnė, mažesnė energijos dalis yra fone (88 pav.). Matyt, ne visos plataus išėjimo spektro dedamosios buvo suspaustos, kai kurios jų nebuvo sufazuotos su kita spektro dalimi (atsiradusios dėl Kero sąveikos) ir nebuvo suspaudžiamos. Kitas paaiškinimas būtų trečiosios eilės dispersijos poveikis, kurio mūsų sistemoje nevaldėme. Tą galima būtų padaryti naudojant šildytuvą, galintį sukurti netiesinį gradientą išilgai plėstuvo čirpuotos Brego gardelės.



88 pav. Autokoreliacinės funkcijos esant 60 °C ir 65 °C osciliatoriaus temperatūroms logaritminėje skalėje

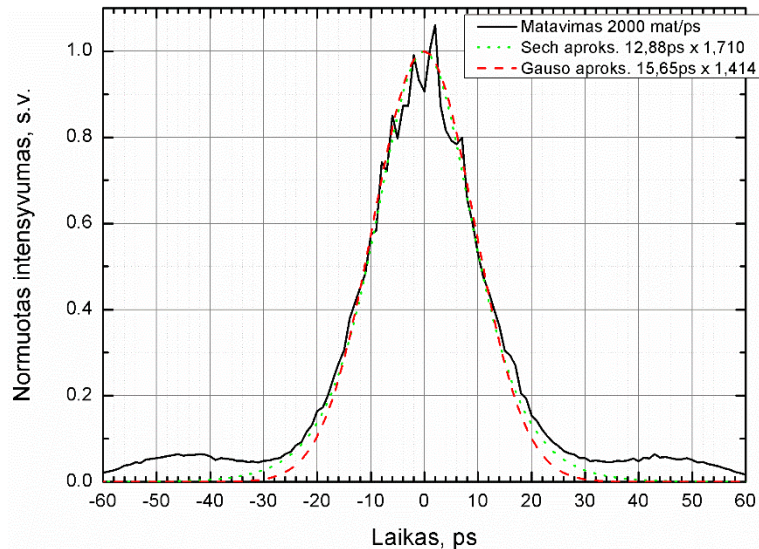
Dėl matavimo sąlygų buvo pakankamai sudėtinga tiksliai išmatuoti suspaustų impulsų trukmes, nes pluoštas sklido didelius atstūmus, o sistema nebuvo uždengta nuo aplinkos poveikio (pvz., laminarinis oro srautas). Be to, matavimai atliekami daugiašuviumi autokoreliatoriumi, todėl dėl oro judėjimo ir natūralaus sistemos pluošto kampinio nestabilumo išmatuotos autokoreliacinės funkcijos



89 pav. Mažiausios gautos trukmės impulsų autokoreliacinės funkcijos su autokoreliatoriaus pritaikytomis Gauso ir hiperbolinio sekanto funkcijų aproksimacijomis

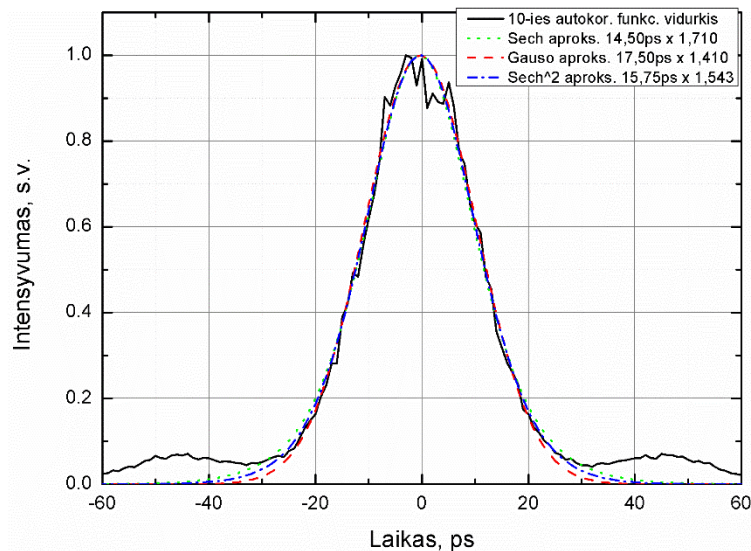
buvo labai triukšmingos. Kelių mažiausių pasiektų trukmių autokoreliacinės

funkcijos pateiktos 89 paveiksle. Šie matavimai nebuvo atlikti vienas po kito, buvo matuoti skirtingomis dienomis, tai byloja apie rezultatų atsikartojamumą. Gautos impulsų trukmės yra artimos spektriškai ribotai impulso trukmei ~10,5 ps, aproksimavus hiperbolinio sekanto funkcija. Iš autokoreliacinių funkcijų pavidalo, matyti, kad suspausto impulso forma neatitiko Gauso funkcijos formos.



90 pav. Suspausto impulso autokoreliacinė funkcija matuojant 2000 verčių vienoje autokoreliatoriaus vėlinimo linijos padėtyje

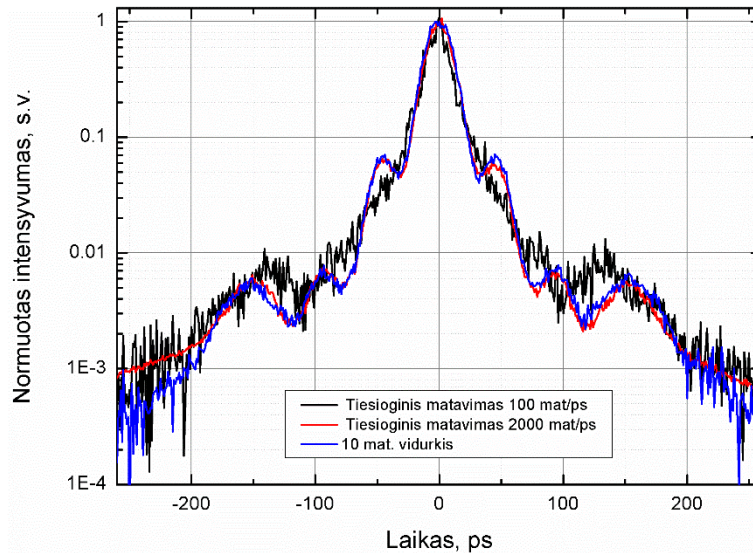
Pabandyta keliais skirtingais būdais išmatuoti autokoreliacinę funkciją su mažesniais triukšmais. Vienas jų – atlikti daugiau matavimų kiekvienoje vėlinimo linijos padėtyje. Užduot matavus 100 verčių išmatuoti 2000 verčių per vieną autokoreliatoriaus vėlinimo linijos žingsnį, lygų 1 ps (90 pav.). Tokiu būdu gauta 15,65 ps Gauso funkcijos trukmė ir 12,88 ps hiperbolinio sekanto funkcijos trukmė. Kitas būdas – atlikti 10 matavimų po 100 verčių per autokoreliatoriaus žingsnį esant toms pačioms sąlygoms, vieną po kito ir visas gautas autokoreliacines funkcijas suvidurkinti (91 pav.). Iš visų išmatuotų tik tokiu būdu gauta autokoreliacinė funkcija buvo labiau panaši į Gauso funkciją nei į hiperbolinio sekanto. Jos trukmė buvo 17,5 ps, tačiau geriausiai autokoreliacinės funkcijos forma sutapo su hiperbolinio sekanto kvadrato funkcija, kurios plotis atitiko 15,75 ps impulso trukmę. Remiantis šitų matavimų gaunamomis impulsų trukmėmis, matyti, kad matavimai vyko ne geriausiomis sąlygomis, kaip išmatuotų trumpiausių impulsų atveju. Tai, kad impulsų trukmės



91 pav. 10-ies iš eilės išmatuotų autokoreliacinių funkcijų vidurkis

ten tikrai buvo mažesnės ne dėl triukšmo, galima suprasti pažiūrėjus į matavimų rezultatus logaritminėje skalėje (92 pav.). Čia, pagal pirmąjį nuo piko satelitą, matyti geresnis spūdimas.

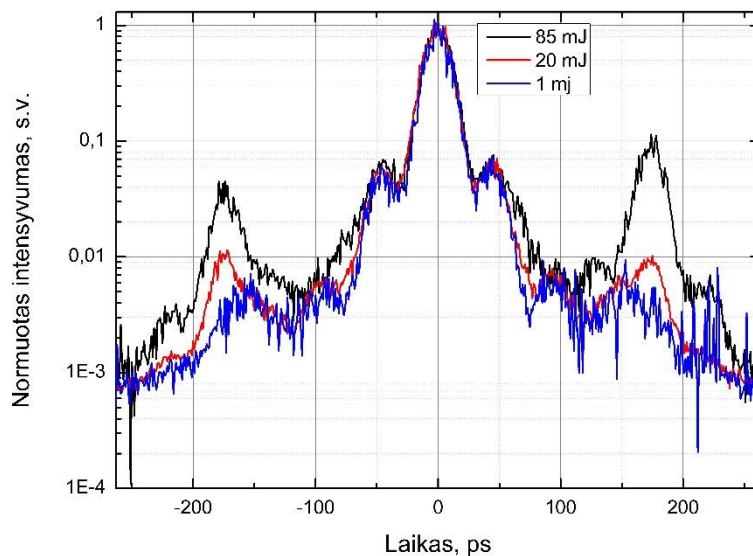
Apibendrinant impulsų spūdos rezultatus, dėl impulso trukmės matavimo metodikos netikslumo ir realios suspausto impulso formos nežinojimo, vienintelis dalykas, kurį galima drąsiai – impulso trukmė yra mažesnė nei 20 ps. Be to, analizuojant autokoreliacinės funkcijos formos priklausomybę nuo į kompresorių įvedamos impulso energijos (93 pav.), pastebėta, kad nuo impulso energijos priklauso tik foninė autokoreliacijos dalis. Tai kelia įtarimą, kad autokoreliacinės funkcijos fonas nėra susijęs su pagrindiniu signalu. Sprendžiant pagal tai, kad nuo 0 yra kažkokia parazitine spinduliuotė, kuri jeigu spręsti pagal, tai, kad didžiausią išėjimo iš kompresoriaus energiją atitinkančioje kreivėje turi nesimetriško aukščio satelitus, panašu, kad yra kažkokia parazitine spinduliuotė, kuri sklinda šalia, bet ne visai tuo pačiu keliu. Viena iš hipotezių – tai atspindis nuo antro atenuatoriaus, naudojamo prieš autokoreliatorių signalui sumažinti,



92 pav. Tiesiogiai išmatuoto vieno iš trumpiausių impulso autokoreliacinės palyginimas logaritminėje skalėje su mažiau triukšmingomis išmatuotomis autokoreliacinėmis funkcijomis

poliarizatoriaus paviršiaus.

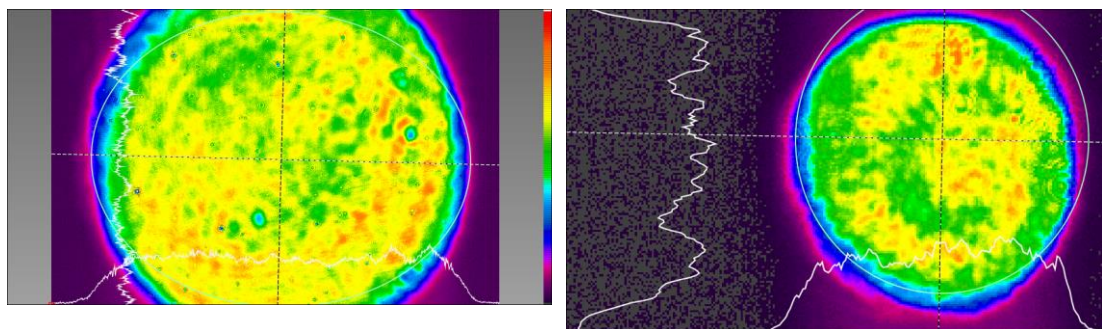
Taip pat galima daryti išvadą, kad norint gauti stabiliai gerus tokios impulso trukmės, kaip pademonstruota 89 paveiksle, rezultatus sistema turi būti uždengta ir izoliuota nuo aplinkos poveikio. Taip pat turi būti padidintas plėstuvo šildytuvo temperatūros palaikymo stabilumas. Siekiant gauti mažiau triukšmingas autokoreliacines funkcijas ir tikslesnius rezultatus, reikėtų impulso trukmę išmatuoti vienašuviu autokoreliatoriumi arba panaudoti vaizdo pernešimą į daugiašuvio antrosios eilės autokoreliatoriaus antrosios harmonikos



93 pav. Išėjimo impulso autokoreliacinės funkcijos priklausomybė nuo impulso energijos kompresoriaus išėjime

kristalą. Daugiau informacijos apie impulsų suspaudimą būtų galima gauti matuojant trečiosios eilės autokoreliacinę funkciją. Tiksliausią informaciją apie impulso formą galima būtų sužinoti tiesiogiai ją pamatavus „streak“ kameros pagalba.

Vaizdo pernešimais į kompresoriaus vidurį (didinant pluoštą iki ~20 mm skersmens) ir iš kompresoriaus vidurio į sistemos išėjimą (vėl mažinant pluoštą iki ~5 mm skersmens) pavyko išlaikyti sistemos išėjime pakankamai homogenišką intensyvumo skirstinį (94 pav.).



94 pav. Pluošto intensyvumo skirstinio palyginimas prieš kompresorių (kairėje) ir po, sistemos išėjime (dešinėje).

Kompresoriaus energijos efektyvumas atitiko teorinį, esant sąlygai, kad sklisdamas per kompresorių pluoštas vieną kartą pataiko į blogą tik 80 % efektyvumo, vienos iš gardelių kraštą – 0,95 x 0,95 x 0,92 x 0,80, t. y. 66 %. Sistemos išėjime turėjome ~85 mJ energijos ir mažesnės už 20 ps trukmės impulsus.

Susidūrus su tokia situacija, kaip mūsų situacija, t. y. turint dvi vienodo dydžio gardeles, kurių vienos ploto kampe yra mažo efektyvumo sritis, kai viena kompresoriaus gardelė turi atsargos pagal horizontalųjį matmenį, kompresoriaus efektyvumą galima pakelti optimizuojant gardelių pozicijas kompresoriuje. Galima bandyti blogąją gardelę įdėti į pirmosios gardelės poziciją kompresoriuje ir pasukti taip, kad sklisdamas per kompresorių pluoštas nepataikytų į žemo difrakcinio efektyvumo vietą (mūsų atveju 80 %). Taip mūsų atveju kompresoriaus efektyvumą teoriškai galima būtų pakelti iki 76 % bei, iš 130 mJ gauti 99 mJ išėjimo energijos impulsus ir visiškai priartėti prie užsibrėžto 100 mJ tikslo.

Manoma, kad atskiras visų pakopų temperatūrų derinimas turėtų leisti po stiprinimo gauti spektrą, platesnį už įėjimo ir impulsus suspausti iki dar mažesnių trukmių. Aprašomuose disertacijoje eksperimentuose buvo naudoti du aušintuvai, kurių vienas tolydžiai aušino regeneracinį stiprintuvą ir priešstiprintuvį, o kitas lygiagrečiai aušino galios stiprintuvo pirmą ir antrą pakopas. Aktyviųjų terpių temperatūrą apskritai labiau lemia vidutinė kaupinimo galia, kaupinimo ir aušinimo geometrijos. Aušinimo skysčio temperatūra gali būti naudojama tik lengvam paderinimui. Didžiausią išlošį, kaip manoma, galima būtų gauti papildomai kaitinant regeneracinio stiprintuvo aktyviają terpę. Dėl kaupinimo galios ir aktyviosios terpės geometrijos skirtumo regeneracinio stiprintuvo aktyviosios terpės temperatūra, sprendžiant iš spektro, buvo apie 22 °C mažesnė nei priešstiprintuvio. Tai lėmė tokį didelį stiprinimo juostų centrinio bangos ilgio išderinimą, kad priešstiprintuvyje spektras stiprinimo metu neplito. Be centrinio bangos ilgio priderinimo prie likusios stiprinimo sistemos dalies, papildomai pakaitinus aktyviają terpę būtų galima gauti ir platesnį spektrą regeneracinio stiprintuvo išėjime, kadangi Nd:YVO₄ stiprinimo juosta smarkiai plinta kylant temperatūrai (žr. 1.7 skyrelį).

Tai yra būsimųjų darbų kryptis, siekiant pristatyti sistemą dar patobulinti ir gauti dar geresnių rezultatų.

5.4. Išvados

1. Net ir naudojant neodimiu legiruotas aktyvias terpes, išsiskiriančias santykiškai siaura stiprinimo juosta, kaip kad Nd:YVO₄ ir Nd:YAG, išplėstų laike (čirpuotų) impulsų stiprinimo technologija leidžia formuoti mažų trukmių ir didelės energijos impulsus. Juos suformuoti tiesiogiai stiprinant atitinkamos trukmės impulsus būtų itin sudėtinga. Be to, tai galima padaryti naudojant santykiškai nedidelių skersmenų aktyvias terpes.
2. Įėjimo spinduliuotės centrinio bangos ilgio ar atskirų aktyviųjų terpių stiprinimo juostos centrinio bangos ilgio temperatūrinis derinimas,

stiprinant čirpuotus impulsus soties režimu, leidžia išsaugoti platų stiprinamos spinduliuotės spektrą, ir suspausti impulsus iki mažesnių nei 20 ps trukmių.

3. Darbe ne visą išsaugotą stiprinamos spinduliuotės spektrą pavyko suspausti. Tai gali būti susiję su tuo, kad dalis spektrinių dedamųjų išėjimo spektre atsiranda dėl fazinės moduliacijos (Kero reiškiniu). Kita galima priežastis yra trečiosios eilės dispersijos poveikis, kurio nebuvo bandyta suvaldyti mūsų sistemoje. Tai galima būtų padaryti kontroliuojant plėstuvo šildytuvą, įvedant netiesinį čirpą.
4. Optimizuojant čirpuotų impulsų stiprinimo bei spūdos schemos parametrus, kai naudojamas vaizdo pernešimas į kompresoriaus vidurį ir iš kompresoriaus vidurio į sistemos išėjimą, galima santykiškai nedidelių matmenų sistemos išėjime gauti supergausinio intensyvumo skirstinio pluoštą, gerai tinkamą OPCPA sistemoms kaupinti.
5. Labiausiai čirpuotų impulsų stiprinimo technologija paremtos stiprinimo sistemos išėjimo impulso energiją ribojantis faktorius yra difrakcinių gardelių efektyvumas. Daugiasluoksnių dielektrinių difrakcinių gardelių gamybos (MLD) technologija teoriškai leidžia pagaminti didelio efektyvumo mažų periodų gardeles santykiškai siauro spektro spinduliuotei ties 1064 nm bangos ilgiu. Darbe naudojamos gardelės teoriškai siekia 95 % difrakcinį efektyvumą. Besivystant šiai technologijai, gardelių efektyvumai turėtų didėti.
6. Aprašytos sistemos išėjime pavyko gauti 130 mJ energijos ~150 ps trukmės čirpuotus impulsus, kuriuos su 66 % energijos efektyvumu (85 mJ impulso energija po kompresoriaus) pavyko suspausti iki 10–20 ps trukmės.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Dviejų lėkių per vieną stiprinimo modulį schema su vaizdo pernešimu tarp aktyviosios terpės bei gražinančio veidrodžio ir 45° laipsnių Faradėjaus poliarizacijos rotatoriumi yra gerai tinkama depoliarizacijai kompensuoti stiprinimo schemose su didelės vidutinės kaupinimo galios stiprinimo moduliais, naudojančiais aktyvias terpes kurios neturi natūralaus dvejojo šviesos lūžimo savybės. Taip pat naudojant šią schemą kompensuojamas skirtingos šiluminio lęšio laužiamosios gebos tangentinei ir radialiajai poliarizacijos dedamosioms poveikis. Tokia schema leidžia sumažinti energijos nuostolius iki kelių procentų eilės. Ji yra efektyvesnė sukauptos užpildos apgražos panaudojimo atžvilgiu už tradicinę vieno lėkio per du stiprinimo modulius schemą, kai yra naudojamos vienodomis sąlygomis veikiančios aktyviosios terpės.
2. Efektyviai depoliarizaciją kompensuoti ir šiluminę Faradėjaus rotatoriaus apkrovą bei spinduliuotės sukauptą netiesinį fazės postūmį sumažinti galima naudojant kitą schemos variaciją. Joje vienas po kitos vyksta spinduliuotės lėkiai vienoje pakopoje per du stiprinimo modulius su 90° poliarizacijos rotatoriumi bei dviem vaizdo pernešimais tarp jų ir tarp antro stiprinimo modulio bei gražinančio veidrodžio. Faradėjaus rotatorius yra įstatomas tarp antro stiprinimo modulio ir gražinančio veidrodžio.
3. Pasiūlytas pluošto formavimo būdas, naudojantis femtosekundiniais impulsais kvarciniame stikle suformuojamų nanogardelių savybes yra efektyvus (iki 50 % energinis efektyvumas), lengvai orientuojamas ir išsiskiriantis lankstumu. Pluoštui formuoti naudojami optiniai elementai yra atsparūs tiek vidutinei, tiek smailinei galiai. Tokio supergausinio intensyvumo skirstinio pluošto formavimo būdo taikymas buvo pademonstruotas realiose didelės vidutinės galios 1 kHz pasikartojimo dažnio lazerinėse stiprinimo sistemose.
4. Taikant tris dviejų lėkių stiprinimo pakopas, kuriose depoliarizacija

kompensuojama naudojant vaizdo pernešimą ir 45° Faradėjaus poliarizacijos rotatorių, galima 1 mJ 50 ps trukmės impulsus sustiprinti iki 80 mJ impulso energijos ir gauti pakankamai homogenišką, gerai tinkamą OPCPA sistemoms kaupinti intensyvumo skirstinį sistemos, dirbančios 1 kHz pasikartojimo dažniu išėjime.

5. Naudojant šoninio kaupinimo didelės vidutinės galios stiprinimo modulius, sistemos išėjimo pluošto fokusuojamumas (išreikštas M^2 parametru) mažai priklauso nuo stiprinamo pluošto intensyvumo skirstinio, bet stipriai priklauso nuo šiluminio lęšio aberacijų, kurioms didžiausią įtaką daro stiprinimo modulio kaupinimo geometrija.
6. Didelės vidutinės kaupinimo galios lazerinėse stiprinimo sistemose, išsiskiriančiose didelės laužiamosios gebos stipriai aberuotu šiluminiu lęšiu, siekiant pagerinti pluošto fokusuojamumą adaptyviaja optika ypač gerų rezultatų nepavyksta gauti. Be to, pasireiškia neigiamas pašalinis poveikis pluošto sklidimui per lazerinę sistemą.
7. Net ir naudojant neodimiu legiruotas aktyvias terpes, išsiskiriančias santykiškai siaura stiprinimo juosta, kaip kad Nd:YVO₄ ir Nd:YAG, išplėstų laike (čirpuotų) impulsų stiprinimo technologija leidžia formuoti mažų trukmių ir didelės energijos impulsus. Juos suformuoti tiesiogiai stiprinant atitinkamos trukmės impulsus būtų itin sudėtinga. Be to, tai galima padaryti naudojant santykiškai nedidelių skersmenų aktyvias terpes.
8. Įėjimo spinduliuotės centrinio bangos ilgio, ar atskirų aktyviųjų terpių stiprinimo juostos centrinio bangos ilgio temperatūrinis derinimas, stiprinant čirpuotus impulsus leidžia išsaugoti platų stiprinamos spinduliuotės spektrą, leidžiantį suspausti impulsus iki mažesnių negu 20 ps trukmių.
9. Optimizuojant čirpuotų impulsų stiprinimo bei spūdos schemas parametrus, kai naudojamas vaizdo pernešimas į kompresoriaus vidurį ir iš kompresoriaus vidurio į sistemos išėjimą, galima santykiškai nedidelių matmenų sistemos išėjime gauti supergausinio intensyvumo skirstinio

pluoštą, gerai tinkamą OPCPA sistemoms kaupinti.

10. Aprašytos sistemos išėjime pavyko gauti 130 mJ energijos ~150 ps trukmės čirpuotus impulsus, kuriuos su 66 % energijos efektyvumu (85 mJ impulso energija po kompresoriaus) pavyko suspausti iki 10–20 ps trukmės.

Literatūra

- [1] D. Mourou and G. Strickland, Compression of amplified chirped optical pulses, *Opt. Commun.*, **55**(6), 447-449 (1985).
- [2] J. H. Sung, H. W. Lee, C. H. Nam, S. K. Lee, 100-kHz 22-fs Ti:sapphire regenerative amplification laser with programmable spectral control, *Appl. Phys. B* **122**:125 (2016).
- [3] Dubietis, G. Jonusauskas ir A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. commun.*, **8**(4), 437-440 (1992).
- [4] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, J. Limpert, and A. Tünnermann, Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate, *Opt. Express* **20**(10), 10870-10878 (2012).
- [5] Y. Deng, A. Schwarz, H. Fattahi, M. Ueffing, X. Gu, M. Ossiander, T. Metzger, V. Pervak, H. Ishizuki, T. Taira, T. Kobayashi, G. Marcus, F. Krausz, R. Kienberger, and N. Karpowicz, Carrier-envelope-phase-stable, 1.2 mJ, 1.5 cycle laser pulses at 2.1 μm , *Opt. Lett.* **37**(23), 4973-4975 (2012).
- [6] O. Chalus, A. Thai, P. K. Bates, and J. Biegert, Six-cycle mid-infrared source with 3.8 μJ at 100 kHz, *Opt. Lett.* **35**(19), 3204-3206 (2010).
- [7] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **36**(15), 2755-2757 (2011).
- [8] D. Herrmann, L. Veisz, R. Tautz, F. Tavella, K. Schmid, V. Pervak, and F. Krausz, Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **34**, 2459-2461 (2009).
- [9] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D.

- Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, and A. Varanavičius, 53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5.5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate, *Opt. Express* **25**(5), 5797-5806 (2017).
- [10] H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β -BaB₂O₄ crystal, *Opt. Lett.* **28**(4), 257-259 (2003).
- [11] I. Jovanovic, C. A. Ebberts, and C. P. J. Barty, Hybrid chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **27**(18), 1622-1624 (2002)
- [12] F. Tavella, A. Marcinkevicius, and F. Krausz, 90 mJ parametric chirped pulse amplification of 10 fs pulses, *Opt. Express* **14**(26), 12822–12827 (2006).
- [13] S. Witte, R. Zinkstok, A. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. Eikema, A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification, *Opt. Express* **14**(18), 8168-8177 (2006).
- [14] S. Klingebiel, C. Wandt, C. Skrobol, I. Ahmad, S. Trushin, Z. Major, F. Krausz, and S. Karsch, High energy picosecond Yb:YAG CPA system at 10 Hz repetition rate for pumping optical parametric amplifiers, *Opt. Express* **19**, 5357-5363 (2011).
- [15] M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang, and U. Morgner, Multi- μ J, CEP-stabilized, two-cycle pulses from an OPCPA system with up to 500 kHz repetition rate, *Opt. Express* **18**(26), 27291–27297 (2010)
- [16] S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, C. Jocher, J. Limpert, and A. Tünnermann, High-repetition-rate sub-5-fs pulses with 12 GW peak power from fiber-amplifier-pumped optical parametric chirped-pulse amplification, *Opt. Lett.* **36**, 313-315 (2011).
- [17] J. A. Abate, L. Lund, D. Brown, S. Jacobs, S. Reformat, J. Kelly, M. Gavin, J. Waldbillig, and O. Lewis, Active mirror: a large-aperture medium-repetition rate Nd:glass amplifier, *Appl. Opt.* **20**, 351-361 (1981).

- [18] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers, *Appl. Phys. B* **58**, 365-372 (1994).
- [19] M. Shverdin, F. Albert, S. Anderson, S. Betts, D. Gibson, M. Messerly, F. Hartemann, C. Siders, and C. Barty, Chirped-pulse amplification with narrowband pulses, *Opt. Lett.* **35**, 2478-2480 (2010).
- [20] J. Adamonis, R. Antipenkov, J. Kolenda, A. Michailovas, A. P. Piskarskas, A. Varanavičius, and A. Zaukevičius, Formation of flat-top picosecond pump pulses for OPCPA systems by cascade second harmonic generation, *Lithuanian Journal of Physics*, **52**, 193–202 (2012).
- [21] T. Stanislauskas, R. Budriunas, R. Antipenkov, A. Zaukevicius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniunas, R. Danielius, A. Piskarskas, A. Varanavicius, Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers, *Opt. Express* **22**, 1865–1870 (2014).
- [22] A. Vaupel, N. Bodnar, B. Webb, L. Shah, M. Hemmer, E. Cormier, and M. Richardson, Hybrid master oscillator power amplifier system providing 10 mJ, 32 W, and 50 MW pulses for optical parametric chirped-pulse amplification pumping, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 3278-3283 (2013).
- [23] D. W. E. Noom, S. Witte, J. Morgenweg, R. K. Altmann, and K. S. E. Eikema, High-energy, high-repetition-rate picosecond pulses from a quasi-CW diode-pumped Nd:YAG system, *Opt. Lett.* **38**, 3021-3023 (2013).
- [24] <http://www.ff.vu.lt/mokslas/2013-06-05-11-59-57/apc-naglis>
- [25] http://www.eli-hu.hu/?q=en/02_Parameters
- [26] O. Svelto, D. C. Hanna, *Principles of lasers*. Fourth edition (Springer-Verlag New York, Inc., 1998)
- [27] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.C. Cheng, M.M. Murnane and H.C. Kapteyn, 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier. *Opt. Lett.* **36**(15), 2755-2757 (2011).
- [28] T. Kanai, P. Malevich, S. Kangaparambil, H. Hoogland, R.

Holzwarth, A. Pugžlys, and A. Baltuška, Sub 100-fs, 5.2- μm ZGP Parametric Amplifier Driven by a ps Ho: YAG Chirped Pulse Amplifier and its application to high harmonic generation. arXiv preprint arXiv:1609.04555. (2016)

- [29] D. Sanchez, M. Hemmer, M. Baudisch, S. L. Cousin, K. Zawilski, P. Schunemann, O. Chalus, C. Simon-Boisson, and J. Biegert, 7 μm , ultrafast, sub-millijoule-level mid-infrared optical parametric chirped pulse amplifier pumped at 2 μm . *Optica*, **3**(2), 147-150 (2016)
- [30] P. Malevich, T. Kanai, H. Hoogland, R. Holzwarth, A. Baltuška, and A. Pugžlys, Broadband mid-infrared pulses from potassium titanyl arsenate/zinc germanium phosphate optical parametric amplifier pumped by Tm, Ho-fiber-seeded Ho: YAG chirped-pulse amplifier. *Opt. Lett.*, **41**(5), 930-933 (2016).
- [31] A. Pugžlys, P. Malevich, G. Andriukaitis, T. Floery, A. Fernandez, S. Alisauskas, L. Tan, C. F. Chua, and P. B. Phua. High-Repetition-Rate Multi-Millijoule Femtosecond 2.1 μm Ho: YAG Laser. In *Advanced Solid State Lasers* (pp. AF1A-4). Optical Society of America (2013, October).
- [32] L. von Grafenstein, M. Bock, U. Griebner, and T. Elsaesser, High-energy multi-kilohertz Ho-doped regenerative amplifiers around 2 μm . *Optics express*, **23**(11), 14744-14752, (2015)
- [33] L. von Grafenstein, M. Bock, D. Ueberschaer, U. Griebner, and T. Elsaesser, T. Picosecond 34 mJ pulses at kHz repetition rates from a Ho: YLF amplifier at 2 μm wavelength. *Opt. Express*, **23**(26), 33142-33149 (2015).
- [34] P. Kroetz, A. Ruehl, G. Chatterjee, A. L. Calendron, K. Muraria, H. Cankaya, F. X. Kärtner, I. Hartl, and R. D. Miller, High energetic and highly stable pulses from a Ho: YLF regenerative amplifier. In *SPIE LASE* (pp. 97260S-97260S). International Society for Optics and Photonics (2016, March).
- [35] L. von Grafenstein, M. Bock, D. Ueberschaer, U. Griebner, U., and T. Elsaesser, Ho: YLF chirped pulse amplification at kilohertz repetition

- rates—4.3 ps pulses at 2 μm with GW peak power. *Opt. Lett.*, **41**(20), 4668-4671 (2016).
- [36] S.D. Jackson,. Towards high-power mid-infrared emission from a fibre laser. *Nature photonics*, **6**(7), 423 (2012).
- [37] Y. O. Aydın, V. Fortin, F. Maes, F. Jobin, S.D. Jackson, R. Vallée, and M. Bernier, Diode-pumped mid-infrared fiber laser with 50% slope efficiency. *Optica*, **4**(2), 235-238 (2017).
- [38] I. Kubat and O. Bang, Multimode supercontinuum generation in chalcogenide glass fibres, *Opt. Express* **24**, 2513-2526 (2016).
- [39] Encyclopedia of Laser Physics and Technology, <https://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>
- [40] C. Bibeau, S. A. Payne, and H. T. Powell, Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses, *Journal of the Optical Society of America B* **12**(10), 1981-1992 (1995).
- [41] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag New York, 2006).
- [42] Y. Sato and T. Taira, Temperature dependencies of stimulated emission cross section for Nd-doped solid-state laser materials, *Opt. Mater. Express* **2**(8), 1076-1087 (2012).
- [43] H. Fattahi, A. Alismail, H. Wang, J. Brons, O. Pronin, T. Buberl, L. Vámos, G. Arisholm, A. Azzeer, and F. Krausz, High-power, 1-ps, all-Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier, *Opt. Letters* **41**(6), 1126-1129 (2016).
- [44] Y. Sato and T. Taira, Variation of the stimulated emission cross section in Nd:YAG caused by the structural changes of Russell-Saunders manifolds, *Optical Materials Express* **1**(3), 514-522 (2011).
- [45] L. M. Franz, J. S. Nodvik, Theory of pulse propagation in a laser amplifier, *Journal of Applied Physics* **34**(8), 2346 – 2349 (1963).
- [46] E. Gaižauskas, V. Sirutkaitis, *Kietojo kūno lazeriai* (Vilniaus universiteto leidykla, 2008).
- [47] *Nonlinear Optics*, in: *Springer Handbook of Lasers and Optics*, ed.

- F. Träger (Springer, New York, 2007).
- [48] А. А. Мак, Л. Н. Сомс, В. А. Фромзель, В. Е. Яшин, Лазеры на неодимовом стекле (Наука, Москва, 1990).
- [49] Beam Shaping and Suppression of Self-focusing in High-Peak-Power Nd:Glass Laser Systems, in *Self-focusing: Past and Present*, ed. Robert W. Boyd, Svetlana G. Lukishova, Y.R. Shen (Springer, New York, 2009).
- [50] J. M. Auerbach and V. P. Karpenko, Serrated-aperture apodizers for high-energy laser systems, *Appl. Opt.* **33**(15), 3179–3183 (1994).
- [51] С. Н. Власов, В. И. Крыжановский, В. Е. Яшин, Использование световых пучков с круговой поляризацией для подавления самофокусировочной неустойчивости в нелинейной кубичной среде с ретрансляторами, *Квантовая электроника*, **9**(1), 14–20 (1982).
- [52] С. Н. Власов, В. Е. Яшин, Подавление самофокусировки в лазерных системах на неодимовом стекле с помощью ретрансляторов, *Квантовая электроника*, **8**(3), 510-518 (1981).
- [53] J. Hunt, P. Renard, and W. Simmons, Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters, *Applied Optics* **16**(4), 779-782 (1977).
- [54] A. Potemkin, T. Barmashova, A. Kirsanov, M. Martyanov, E. Khazanov, and A. Shaykin, Spatial filters for high-peak-power multistage laser amplifiers, *Appl. Opt.* **46**(20), 4423-4430 (2007).
- [55] D. Auric, A. Labadens, On the use of a circularly polarized beam to reduce the self-focussing effect in a glass rod amplifier, *Opt. Commun.*, **21**(2), 241-242 (1977).
- [56] R.W Boyd, *Nonlinear optics* (Taylor & Francis, 2003), pp. 199-203.
- [57] W. Koechner, M. Bass, *Solid state lasers: a graduate text* (Springer-Verlag New York, Inc., 2003).
- [58] J. Adamonis, A. Aleknavičius, K. Michailovas, S. Balickas, V. Petrauskienė, T. Gertus, and A. Michailovas, Implementation of a SVWP-based laser beam shaping technique for generation of 100-mJ-level

- picosecond pulses, *Appl. Opt.* 55(28), 8007-8015 (2016).
- [59] H. Ma, Z. Liu, P. Zhou, X. Wang, Y. Ma, and X. Xu, Generation of flat-top beam with phase-only liquid crystal spatial light modulators, *J. Optics* 12, 045704 (2010).
- [60] S. G. Lukishova and L. V. Chernysheva, Apodized apertures for IR lasers, *Infrared Phys.* 29, 285-289 (1989).
- [61] D. L. Shealy and J. A. Hoffnagle, Beam shaping profiles and propagation, *Proc. SPIE* 5876, Laser Beam Shaping VI, 58760D (2005).
- [62] Laskin and V. Laskin, Beam shaping in high-power laser systems with using refractive beam shapers, *Proc. SPIE* 8433, Laser Sources and Applications, 84330N (2012).
- [63] Wang and D. L. Shealy, "Design of gradient-index lens systems for laser beam reshaping," *Appl. Opt.* 32, 4763–4769 (1993).
- [64] K. Potemkin, E. V. Katin, A. V. Kirsanov, G. A. Luchinin, A. N. Malshakov, M. A. Martyanov, A. Z. Matveev, O. V. Palashov, E. A. Khazanov, and A. A. Shaikin, Compact neodymium phosphate glass laser emitting 100-J, 100-GW pulses for pumping a parametric amplifier of chirped pulses, *Quant. Electron.* 35, 302-310 (2005).
- [65] J. Eggleston, G. Giuliani, and R. L. Byer, Radial intensity filters using radial birefringent elements, *JOSA* 71, 1264-1272 (1981).
- [66] J. J. Kasinski, W. Hughes, D. DiBiase, P. Bournes, and R. Burnham, One joule output from a diode-array-pumped Nd:YAG laser with side-pumped rod geometry, *IEEE J. Quant. Electronics* 28, 977-985 (1992).
- [67] Z. Tianzhuo, H. Xiao, K. Huang, and Z. Fan, Simulation and experimental implement of beam-shaping in a side-pumped Nd:YAG amplifier, *Proc. SPIE* 9673, 967303 (2015).
- [68] T. Gertus ; A. Michailovas ; K. Michailovas and V. Petrauskienė, Laser beam shape converter using spatially variable wave plate made by nanogratings inscription in fused silica, *Proc. SPIE* 9343, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVII, 93431S (March 3, 2015).

- [69] T. Stanislauskas, R. Budriunas, R. Antipenkov, A. Zaukevicius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniunas, R. Danielius, A. Piskarskas, A. Varanavicius, Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb:KGW and picosecond Nd:YAG lasers, *Opt. Express.* **22**(2), 1865–1870 (2014)
- [70] А.К. Потёмкин, Е. А. Хазанов, Вычисления параметра М2 лазерных пучков методом моментов, *Квантовая электроника*, 35(11), 1042-1044 (2005).
- [71] G. Vdovin, O. Soloviev, M. Loktev, V. Patlan, *OKO Guide to Adaptive Optics*, (Flexible Optical BV, 2013).
- [72] G. Vdovin and P. Sarro, Flexible mirror micromachined in silicon, *Appl. Opt.* **34**(16), 2968-2972 (1995).