

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

KAROLINA IVANAUSKIENĖ

**REZONATORIAUS KOMPONENTŲ GRUPINIO
VĖLINIMO DISPERSIJOS ĮTAKA
SINCHRONIŠKAI FEMTOSEKUNDINIAIS
IMPULSAIS KAUPINAMAM PARAMETRINIAM
ŠVIESOS GENERATORIUI**

Daktaro disertacija
Fiziniai mokslai, Fizika (02P)

Vilnius, 2017

Disertacija rengta 2012–2016 m. Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis (*Vilniaus universitetas*, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Turinys

Įvadas	7
1 Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai	15
1.1 Netiesinių optinių reiškinių įvadas	15
1.2 Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas	18
1.3 Kaupinimo šaltiniai	21
1.4 Netiesinės terpės	22
1.5 Dispersijos įtaka SKPŠG	25
1.6 Femtosekundinių sinchroniškai kaupinamų parametrinių švie- sos generatorių ir parametrinių šviesos stiprintuvų palyginimas	30
1.7 Dielektriniai veidrodžiai ir jų dispersinės savybės	32
1.8 Veidrodžių dispersinių charakteristikų matavimas	35
1.9 Sinchroniškai kaupinamų femtosekundinių parametrinių švie- sos generatorių taikymai	38
1.10 Sinchroniškai kaupinamo femtosekundinio parametrinio švie- sos generatoriaus modeliavimas	41
2 Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generato- riaus su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poro- mis veikimo tyrimas	43
2.1 Naudojamų veidrodžių dispersinės ir spektrinės charak- teristikos	44
2.2 SKPŠG eksperimentinė schema	47
2.3 SKPŠG generuojamos spinduliuotės bangos ilgio derinimo ty- rimai	50

2.4	Apibendrinimas	61
3	Teigiamos dispersijos įtaka sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui	63
3.1	Eksperimentinė schema	65
3.2	Eksperimentinio tyrimo rezultatai	67
3.3	Apibendrinimas	74
4	Spektrinių nestabilumų femtosekundiniame parametriniame šviesos generatoriuje tyrimas	77
4.1	Eksperimentinė schema ir tyrimo metodas	79
4.2	Spektrinių nestabilumų priklausomybė nuo kaupinimo galios ir rezonatoriaus ilgio išderinimo	82
4.3	SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektro evoliucijos matavimai	86
4.4	Rezonatoriaus grupinio vėlimo dispersijos įtaka spektriniams nestabilumams	89
4.5	Impulsų spūda išoriniu spaustuvu	96
4.6	Apibendrinimas	97
	Išvados	101
	Literatūra	104

Padėka

Šio mažos knygutės atsiradimas nėra vien tik mano darbo rezultatas. Daugybė žmonių vienu ar kitu būdu prisidėjo prie to, kad ši disertacija išvydo dienos šviesą, tad norėčiau jums nuoširdžiai padėkoti. Visų jūsų indėlis buvo skirtingas, bet labai svarbus. Nepykit tie, kurie netilpote į šią trumpą padėką.

Pirmiausia noriu padėkoti darbo vadovui *prof. Valdui Sirutkaičiui* ir kartu su juo žengiančiam visam katedros moksliniam kolektyvui, už sukurtas sąlygas dirbti, mokytis ir tobulėti. Dėkoju jums už padrąsinantį žodį ir kritiką, už dalinimąsi mokslo žiniomis ir laboratorijos turtais. Ačiū *Laimai* ir *Daliai* už rytinę kavą bei pagalbą kapstantis tarp popierių. Labai dėkoju *prof. Mikui Vengriui* už LabView, interferometrą, geometrą ir karolino-metrą, pagalbą laboratorijoje sukant varžtus. Dėkoju visiems studentams ir doktorantams kartu su manimi dirbusiems laboratorijoje.

Ačiū visiems jaunesiems katedros kolegoms, kažkada susirinkusiems į trečiąjį LTC aukštą. Vieni iš mūsų persikėlė į kitus kabinetus ir sėkmingai tęsia savo akademinę kelionę, kiti pasirinko darbą už universiteto ribų. Man laikas praleistas trečiame aukšte yra pats geriausias iš visų studijų metų. Ačiū *Simai*, *Domui* ir *Mangirdui* už buvimą draugais ne tik laboratorijoje, bet ir už jos ribų, *Albertui* už rimties palaikymą, *Lukui* už šaunią idėja persėsti prie kito stalo. Taip pat dėkoju *Vilnensis* galerijos kolektyvui, padėjusiems prablaškyti nuo fizikos pavargusią galvą. Ačiū *Darijui*, *Ernestai*, *Tadui* ir *Ievai* už skatinimą tobulėti. Skambus AČIŪ visiems bendrabučio draugams ir ypač *Aušai* už nepalaužiamą optimizmą ir santūrų patapšnojimą per petį. Dėkoju šauniam *Šviesos konversijos kolektyvui* už palaikymą ir nuolat užduodamą klausimą: „Kada?“

Dėkoju tėvams ir visai savo šeimai už palaikymą, supratimą, rūpestį ir kantrybę. Ir dar kartą norėčiau padėkoti *Lukui* už visus savaitgalius kartu su manimi praleistus laboratorijoje, už optimistinį rašymo darbų planavimą, už tikėjimą atliko darbo vertę ir didžiavimąsi manimi.

Trumpinių sąrašas

- BBO** – β bario boratas (BaB_2O_4)
BIBO – bismuto bario boratas (BiB_3O_6)
CTA – cezio titanilo arsenatas (CsTiAsO_4)
GGN – grupinių greičių nederinimas
GV – grupinis vėlinimas
GVD – grupinio vėlinimo dispersija
IR – infraraudonojo spektro spinduliuotė
Yb:KGV – iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframatas
KSĮ – krūvių sąsajos įtaisas (*angl. charge couple device*)
KTA – kalio titanilo arsenatas (KTiOAsO_4)
MgO:sPPLT – magnio oksidu legiruotas stechiometrinis ličio tantalatas
MgO:POLN – magnio oksidu legiruotas ličio niobatas
LBO – ličio triboratas (LiB_3O_5)
POLN – periodiškai orientuotas ličio niobatas
POKTP – periodiškai orientuotas kalio titanilo fosfatas
PŠG – parametrinė šviesos generacija
RTA – rubidžio titanilo arsenatas (RbTiOAsO_4)
SKPŠG – sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos generatorius
UV – ultravioletinio diapazono spinduliuotė
UVFS – ultravioletinei spektro sričiai pritaikytas lydytas kvarcas

Įvadas

Lazerių mokslo aušroje amerikiečių fantastikos rašytojas Arthur C. Clarke knygoje „2001 metų kosminė odisėja“ rašė: *Jie neabejojo, kad lazerio spindulys perskroستų monolitą, nes tikrai niekas negalėtų atsispirti prieš tą pasibaisėtiną energijos koncentraciją...* Vis dėlto ši koncentruota energija lazerio pluošto pavidalu leido ne tik destruktiviai pažeisti medžiagą, bet ir atrasti daugybę iki tol nestebėtų reiškinių. Daugumą jų nagrinėja netiesinė optika. Tai žavinti mokslinių tyrimų sritis, kuriai pradžia davė pirmieji lazeriniai šaltiniai. Tobulėjant lazeriams vystėsi ir netiesinė optika, žingeidiems stebėtojams suteikdama galimybę iš naujo pažvelgti į mus supantį pasaulį. Viena iš vis dar plačiai nagrinėjamų netiesinės optikos sričių yra parametrinė šviesos generacija bei stiprinimas, leidžianti apjungti platų optinių dažnių diapazoną – nuo ultravioletinės (UV) iki vidurinės infraraudonosios (IR) srities – ir lazeriais pasiekiamą aukštą šviesos intensyvumą bei koherentiškumą. Čia atsiskleidžia pagrindinis parametrinių šviesos šaltinių pranašumas prieš lazerinius – galimybė tolygiai keisti optinės spinduliuotės dažnį.

Pirmasis dar 1961 m. stebėtas parametrinis dažnio keitimo procesas buvo rubino lazerio antrosios optinės harmonikos generavimas kvarco kristale [1]. Šis eksperimentas parodė, kad tolesnis optinės spinduliuotės dažnio keitimo procesų tyrinėjimas bus neatsiejamas nuo lazerinių šaltinių plėtojimo, medžiagų mokslo bei žinių apie netiesines terpes gilėjimo. Vėlesniuose – J. Armstrong [2], R. H. Kingston [3], N. M. Kroll [4] ir R. V. Khokhlov grupės [5] – darbuose buvo suformuluoti net tik pagrindiniai antrosios optinės harmonikos generacijos, bet ir parametrinio šviesos stiprinimo

principai. Netrukus eksperimentiškai pademonstruotas pirmasis osciliatorius [6], paremtas spinduliuotės dažnio keitimu LiNbO_3 kristale, ir parametrinis šviesos stiprintuvas [7]. Teorinės žinios, ypač fazinio sinchronizmo supratimas, nauji lazeriniai šaltiniai bei netiesiniai kristalai, šviesos dažnio keitiklių efektyvumą padidino nuo 1×10^{-8} pirmojo eksperimento metu iki dabar nesunkiai pasiekiamų $\sim 50\%$ antros optinės harmonikos generavimo atveju.

Parametriniai optinės spinduliuotės dažnio keitikliai gali būti įvairūs: harmonikų, suminio, skirtuminio dažnio generatoriai, parametriniai šviesos generatoriai, stiprintuvai ir osciliatoriai. Viskas priklauso nuo kaupinimo lazerio spinduliuotės parametru, pasirinktos prietaiso konstrukcijos bei šviesos ir netiesinės terpės sąveikos sąlygų [8]. Plačiau neaptariant visų galimų spinduliuotės keitiklių, reikia pažymėti, kad sinchoniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai (SKPŠG) leidžia keisti sinchronizuotų modų lazerinių osciliatorių spinduliuotės bangos ilgį [9]. Šie prietaisai naudojami spinduliuotės dažnio keitimui, kai kaupinimo impulsų energija maža, vos keletas ar kelių dešimčių nJ eilės, o impulsų pasikartojimo dažnis didesnis nei ~ 50 MHz. Tokios sąlygos lemia šių prietaisų sudėtingumą. Pirmiausia, norint užtikrinti palankias stiprinimo sąlygas mažos energijos kaupinimo impulsų atveju, tenka sudaryti grįžtamąjį ryšį. Grįžtamasis ryšys užtikrinamas konstruojant SKPŠG rezonatorių, kur kaupinimo impulso sukurtas signalinės ar šalutinės bangos impulsas osciliuoja tam, kad vėl būtų sustiprintas. Atsižvelgiant į momentinę parametrinės sąveikos prigimtį, osciliuojantis impulsas į netiesinę terpę turi sugrįžti būtent tada, kai ten ateina kitas kaupinimo impulsas. Tam reikia užtikrinti vienodus šviesos optinius kelius kaupinimo osciliatoriuje ir SKPŠG rezonatoriuje. Jei kaupinimo impulso pasikartojimo dažnis yra 75 MHz, tai tiesinio SKPŠG rezonatoriaus ilgis turi būti 2 m, o dviejų rezonatorių optinių kelių paklaida neturi viršyti kelių ar keletas dešimčių mikrometrų eilės.

Femtosekundiniai sinchoniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai yra patrauklūs derinamo bangos ilgio spinduliuotės šaltiniai tokiuose taikymuose, kaip antai: netiesinė mikroskopija ir vaizdinimas [10–13], dažninių šukų generacija ir spektroskopija [14–17]. Šių prietaisų paklausa lėmė, kad, praėjus net keletui dešimtmečių po pirmojo femtosekundinio SKPŠG pademonstravimo [18], jų tobulinimas ir plėtojimas išlieka itin svarbūs ir aktualūs. Galima išskirti tris pagrindines plėtros kryptis: spinduliuo-

tės bangos ilgio derinimo diapazono plėtimas, išvadinės galios arba impulso energijos didinimas ir gaubtinės fazės stabilizavimas [19].

Šiuo metu itin didelis dėmesys skiriamas iterbiu legiruotų lazerinių sistemų plėtrai. Šios sistemos veikia $\sim 1 \mu\text{m}$ spektro srityje, spinduliuoja impulsus, ilgesnius nei Ti:safyro lazeriai, bet yra kaupiamos didelės galios lazeriniais diodais [20, 21]. Ti:safyro lazerių, kaupinamų kietakūniais lazeriais, išvadinė galia yra labiau apribota šiluminių efektų, tad jų spinduliuote kaupinamų SKPŠG išvadinė galia siekia vos kelis šimtus milivatų. Tačiau iterbio pagrindu veikiančios kietakūnės, šviesolaidinės ar plonojo disko lazerinės sistemos, kaupiamos diodiniais lazeriais, išsiskiria dideliu lankstumu generuojamos spinduliuotės galios atžvilgiu. Tobulėjant femtosekundinėms lazerinėms sistemoms, auga susidomėjimas ir tokiose sistemose naudojamų optinių komponentų gamybos bei projektavimo technologijomis. Itin daug dėmesio skirta plataus atspindžio diapazono ir kontroliuojamos dispersijos veidrodžiams [22, 23]. Pirmiausia čirpuoti veidrodžiai panaudoti impulsų spūdai Ti:safyro osciliatoriuose [24], o vėliau tobulėjant technologijoms pritaikyti impulsų, kurių spektras platesnis negu viena optinė oktava, spūdai [25–27]. Šie elementai yra būtini, norit sukurti kompaktiškas lazerines sistemas, gebančias spinduliuoti spektriškai ribotus impulsus. Proveržis šiose dviejuose srityse sukūrė potencialą toliau tobulinti femtosekundinius sinchroniškai kaupinamus parametrinius šviesos generatorius. Taigi **pagrindinis šios disertacijos tikslas** buvo eksperimentiškai ištirti plačioje spektro srityje derinamo, sinchroniškai antrąja Yb:KGV lazerio harmonika kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus generacijos ypatumus. Darbo metu buvo tiriamos tokio parametrinio šviesos generatoriaus išvadinės spinduliuotės energetinės ir laikinės charakteristikos, plačiajuosčių veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos (GVD) įtaka SKPŠG spinduliuotės bangos ilgio keitimui.

Mokslinių tyrimų naujumas

1. Pirmą kartą pademonstruotas ir ištirtas sinchroniškai kaupinamas femtosekundinis parametrinis šviesos generatorius, veikiantis regimojoje ir artimojoje infraraudonojoje spektro srityse, kurio rezonatoriaus konstrukcijai panaudotos suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros.

2. Ištirta parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriaus veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos įtaka generuojamos spinduliuotės bangos ilgio keitimui: vienalaikiai keletu bangos ilgių generacijai, derinimo trūkių atsiradimui.
3. Ekperimentiškai tirtos sinchroniškai kaupinamo femtosekundinio parametrinio šviesos generatoriaus generuojamos spinduliuotės energetinės ir laikinės charakteristikos teigiamos dispersijos srityje. Pademonstruota, jog tokio SKPŠG išvadinės spinduliuotės galia gali būti didesnė nei SKPŠG veikiančio neigiamoje dispersijoje, o generuojami impulsai išoriniu spaustuvu gali būti suspausti iki trukmių, mažesnių negu impulsų, generuojamų neigiamos dispersijos srityje.
4. Tiriant generuojamos spinduliuotės spektrines charakteristikas ir jų priklausomybę nuo rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos, pastebėta, jog SKPŠG generuojami impulsų voros spektrai gali būti nenuostovūs. Jiems būdingas periodinis arba chaotiškas kitimas. Pasiūlytas metodas impulsų voros spektro evoliucijos rekonstrukcijai, kai impulsų voros spektro kitimas yra periodinis.

Praktinė nauda

Atlikti tyrimai suteikia žinių, naudingų konstruojant sinchroniškai kaupinamus femtosekundinius parametrinius šviesos generatorius, tolygiai derinamus spektro srityje, apimančioje visą signalinės bangos derinimo diapazoną.

- Parodyta, jog konstruojant sinchroniškai kaupinamus femtosekundinius šviesos generatorius svarbus ne tik plačiajuosčių veidrodžių atspindžio koeficientas, bet ir dispersinės charakteristikos.
- Nustatyta, jog veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos osciliacijos, priartinančios suminę rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersiją prie nulinės vertės, gali sutrikdyti tolygų išvadinės spinduliuotės derinimą.
- Parodyta, jog esant nedidelei teigiamai rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijai femtosekundinis sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos generatorius išsiskiria didesne išvadine spinduliuotės galia, nei toks pats generatorius, veikiantis neigiamos dispersijos srityje.

- Pademonstruota, jog femtosekundinio sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus, veikiančio nedidelės teigiamos dispersijos srityje, generuojamų impulsų, suspaustų išoriniu prizminiu spaustuvu, trukmė yra mažesnė, o energija didesnė, nei impulsų, generuojamų neigiamos dispersijos srityje.

Ginamieji teiginiai

1. Spektro srityje, kurioje sinchroniškai kaupinamo femtosekundinio parametrinio šviesos generatoriaus stiprinimas yra didesnis nei patiriami nuostoliai, o grupinis vėlinimas turi N ekstremumų, galima vienalaikė iki $N + 1$ bangos ilgių generacija.
2. Tolydų SKPŠG generuojamos spinduliuotės bangos ilgio keitimą ir stabilumą veikia lemia ne tiek rezonatoriaus GVD vertė, kiek jos monotoniškumas. Todėl projektuojant veidrodžius, tinkamus plačioje spektro srityje derinamų SKPŠG rezonatorių konstrukcijai, veidrodžių dangos dizainą reikėtų parinkti taip, kad grupinio vėlinimo dispersijos kreivės monotoniškumas būtų kuo mažiau jautrus garinimo proceso paklaidoms. Taip pat pageidautina, kad osciliacijų skaičius ir osciliacijų amplitudės būtų minimalūs.
3. Sinchroniškai kaupinamas femtosekundinis šviesos generatorius, veikiantis nedidelės teigiamos suminės rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos srityje, gali pasižymėti panašia išvadine galia, nei veikiantis neigiamos dispersijos srityje.
4. Jei sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus generuojamo impulso spektro sparnai patenka į sritis, kur suminė rezonatoriaus GVD vertė priartėja prie nulio, sparnuose atsirandantys nestabilumai persiduoda visiems impulso spektriniams komponentams, nulemdami nenuostovaus spektro impulsų generaciją.

Aprobacija

Publikacijos periodiniuose leidiniuose, turinčiuose cituojamumo rodiklį ir įrašytuose į Web of Science sąrašą

1. **K. Stankevičiūtė**, I. Pipinytė, I. Stasevičius, J. Vengelis, G. Valiulis, R. Grigonis, M. Vengris, M. Bardauskas, L. Giniūnas, O. Balachninaite, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Femtosecond optical parametric oscillators synchronously pumped by Yb:KGW oscillator, Lith. J. Phys., **53**, 41–56, 2013.
2. J. Vengelis, I. Stasevičius, **K. Stankevičiūtė**, V. Jarutis, R. Grigonis, M. Vengris, V. Sirutkaitis, Characteristics of optical parametric oscillators synchronously pumped by second harmonic of femtosecond Yb:KGW laser, Opt. Commun., **338**, 277–287, 2015.
3. **K. Stankevičiūtė**, M. Vengris, S. Melnikas, S. Kičas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Tuning characteristics of femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, Opt. Eng. **54**(12), 126111, 2015.

Publikacijos konferencijų leidiniuose

4. **K. Stankevičiūtė**, I. Pipinytė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Optical parametric oscillators synchronously pumped by fundamental and second harmonic radiation of femtosecond Yb:KGW laser, Proc. SPIE **8845**, 884519, 2013.
5. **K. Stankevičiūtė**, S. Melnikas, S. Kičas, L. Trišauskas, J. Vengelis, R. Grigonis, M. Vengris, V. Sirutkaitis, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, Proc. SPIE **9503**, 950312, 2015.

Publikacijos, nesusijusios su disertacija

6. I. Pipinytė, R. Grigonis, **K. Stankevičiūtė**, S. Kičas, R. Drazdys, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Laser-induced-damage threshold of periodically poled lithium niobate for 1030 nm femtosecond laser pulses at 100 kHz and 75 MHz, Proc. SPIE **8786**, 87861N, 2013.
7. E. Balčiūnas, L. Lukoševičius, D. Mackevičiūtė, S. Rekštytė, V. Rutkūnas, D. Paipulas, **K. Stankevičiūtė**, D. Baltriukienė, V. Bugelskienė,

Å. P. Piskarskas, M. Malinauskas, Combination of thermal extrusion printing and ultrafast laser fabrication for the manufacturing of 3D composite scaffolds, Proc. SPIE **8972**, 89721N, 2014.

Pranešimai konferencijose, pristatyti pačios autorės

8. **K. Stankevičiūtė**, I. Pipinytė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb:KGW lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinami parametriniai šviesos generatoriai, 40-toji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNFK-40), Vilnius, Lietuva (birželio 10–12 d., 2013).
9. **K. Stankevičiūtė**, I. Pipinytė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Optical parametric oscillators synchronously pumped by fundamental and second harmonic radiation of femtosecond Yb:KGW laser. SPIE Optics + Photonics, San Diegas, JAV (rugpjūčio 25–29 d., 2013).
10. **K. Stankevičiūtė**, S. Melnikas, S. Kičas, M. Vengris, M. Malinauskas, V. Sirutkaitis, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors, SPIE Optics + Optoelectronics, Praha, Čekija (balandžio 13–16 d., 2015).

Pranešimai konferencijose, pristatyti ne autorės

11. **K. Stankevičiūtė**, S. Kičas, I. Pipinytė, M. Vengris, R. Grigonis, R. Drazdys, V. Sirutkaitis, Investigation of resonators mirrors GDD influence on synchronously pumped femtosecond OPO tuning properties, Europhoton Nešatelis, Šveicarija (rugpjūčio 24–29 d., 2014).

Bendra autorių indėlis

Visi šioje disertacijoje aprašyti tyrimai atlikti 2012–2017 m. Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos katedros laboratorijose vadovaujant prof. V. Sirutkaičiui. Disertacijoje aprašomi eksperimentiniai tyrimai, jiems reikalingų sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių konstravimas, eksperimentinių ir skaitmeninio modeliavimo duomenų analizė bei interpretacija atlikta pačios autorės. Tačiau būtina išskirti ir paminėti šių bendra autorių indėlių:

- prof. V. Sirutkaitis vadovavo doktorantūros studijoms ir sudarė puikias sąlygas vykdyti tyrimus, konsultavo rengiant publikacijas ir pristatant tyrimų rezultatus;
- prof. M. Vengris konsultavo eksperimentų įgyvendinimo, duomenų analizės ir publikacijų rengimo klausimais; taip pat padėjo automatizuoti eksperimentinius matavimus;
- S. Melnikas ir dr. S. Kičas suprojektavo ir pagamino suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poras, konsultavo veidrodžių dispersinių charakteristikų klausimais;
- dokt. I. Stasevičius atliko sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus skaitmeninį modeliavimą.

Disertacijos struktūra

Disertacija yra suskirstyta į keturis pagrindinius skyrius. Pirmame skyriuje pateikiamas glaustas įvadas, kuriame trumpai aprašomi netiesinės optikos reiškiniai. Jame apžvelgiami pagrindiniai parametrinės spinduliuotės generavimo ir stiprinimo aspektai, svarbūs sąveikaujant ultratrumpiesiems impulsams. Pateikiama eksperimentinių darbų apžvalga, daug dėmesio skiriama kaupinimo šaltiniams, naudojamiems netiesiniams kristalams, nagrinėjama dispersijos įtaka sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui. Taip pat trumpai apžvelgiamos SKPŠG taikymų sritys. Antrajame skyriuje pristatomi sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poromis tyrimo rezultatai. Pagrindinis dėmesys skiriamas veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos charakteristikoms ir generuojamos spinduliuotės bangos ilgio keitimo analizei. Trečiasis skyrius skirtas SKPŠG veikiančio teigiamos dispersijos srityje tyrimui. Ketvirtajame skyriuje apžvelgiami femtosekundiniuose parametriniuose šviesos generatoriuose galimi spektriniai nestabilumai, jų pobūdis bei dispersijos įtaka šių nestabilumų formavimuisi.

Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai

1.1 Netiesinių optinių reiškinių įvadas

Esame įpratę, kad šviesai sklindant skaidria bespalve dielektrine terpe jos bangos ilgis nesikeičia. Elektromagnetinė spinduliuotė, sklisdama per terpę, ją poliarizuoja – medžiagoje esantys krūvininkai pasislenka. Sukuriamas elektrinio lauko dažniu kintantis dipolinis momentas. Žinoma, kad judantys krūvininkai yra elektromagnetinių bangų šaltinis, o naujai atsiradusi spinduliuotė sąveikauja su spinduliuote, privertusia judėti krūvininkus. Šių laukų tarpusavio sąveikos pasekmė – šviesos lūžio rodiklis, priklausantis nuo elektromagnetinės spinduliuotės dažnio. Tokie šviesos ir medžiagos sąveikos dėsniai priskiriami tiesinei optikai. Vis dėlto, jei terpė spalvota, o sklindanti šviesa nėra monochromatinė, kai kurie tokios spinduliuotės komponentai gali būti sugerti. Šiuos pokyčius lemia rezonansinės medžiagos ir spinduliuotės sąveikos.

Viskas pasikeičia, kai sklindančios šviesos intensyvumas labai didelis. Medžiagos poliarizacinis atsakas pasikeičia ir tampa netiesinis. Tokiomis sąlygomis galime stebėti gausybę naujų ir unikalių reiškinių, tarp kurių yra įsimaišę procesai, leidžiantys valdant keisti šviesos bangos ilgį. Atsižvelgiant į krentančio elektromagnetinio lauko stiprį, išskiriami du režimai. Kai elektrinio lauko stipris palyginamas su atomo Kulono lauku, išorinio sluoksnio elektronai gali būti išlaisvinti iki tol, kol elektrinis laukas pakeičia savo ženklą. Tai stipraus lauko sąveikos režimas, kuris priskiriamas ekstremaliajai optikai. Jei elektrinio lauko stipris daug mažesnis už atomo Kulono lauką (analizuojame atvejį, kai nėra rezonansinės sugerties), elekt-

ronų debesėlis tik deformuojamas. Šis sąveikos režimas vadinamas trikdiniu ir aprašomas trikdiniu artiniu. Reiškinius šio režimo ribose įprasta skirstyti į dvi grupes: parametrinius ir neparametrinius. Abiejų šių reiškinių grupių kilmė ta pati ir, kaip minėta, nulemta netiesinio medžiagos poliarizuotumo. Esminis skirtumas tarp šių grupių atsiranda atsižvelgus į tai, ar įvyksta kokie nors pokyčiai medžiagos realių lygmenų sužadiniame. Parametrinių procesų metu galioja energijos tvermės dėsnis. Vadinasi, medžiagos energetinė būseną nesikeičia. Neparametrinių procesų metu dalis spinduliuotės energijos perduodama medžiagai, pasikeičia jos realių lygmenų sužadinimas. Paprasčiausias pavyzdys – vienalaikė keleto fotonų sugertis į realių energetinių lygmenį per virtualius lygmenis. Skiriasi ir šių procesų aprašymas: parametrinius procesus atspindi realioji netiesinio optinio jautrio dalis, o neparametrinius – menamoji.

Trikdinio režimo atveju poliarizuotumo išraišką galime skleisti elektromagnetinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots = \vec{P}_T + \vec{P}_{NT}, \quad (1.1)$$

čia ε_0 yra vakuumo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ – atitinkamai tiesinis, antrosios ir trečiosios eilės optiniai jautriai. Jei nagrinėtume dviejų skirtingų dažnio elektromagnetinių laukų kuriamą kvadratinį poliarizuotumą, pamatytume, kad jį sudaro nariai su visomis įmanomomis dažnių kombinacijomis. Stebėtume antrosios harmonikos, suminio ir skirtuminio dažnio generaciją bei netiesinį lyginimą. Tarp šių procesų yra ir parametrinė šviesos generacija. Šiuo atveju į terpę krenta tik vieno dažnio banga, o dėl netiesinio medžiagos poliarizuotumo yra kuriamos naujos dviejų skirtingų dažnių bangos. Kūbinis netiesiškumas lemia dar platesnį reiškinių spektrą: Kero efektą, dvifotonę ir trifotonę sugertis, Ramano sklaidą ir kitus procesus. Kvadratinio netiesiškumo sąlygoti reiškiniai stebimi, kai $\chi^{(2)}$ nėra lygus nuliui; tik tam tikrose terpėse – simetrijos centro neturinčiuose kristaluose. Trečios eilės reiškiniai stebimi visose terpėse be išimties. Šioje disertacijoje nagrinėjamų prietaisų veikimas paremtas parametrinės šviesos generacijos ir stiprinimo procesais, kuriuos lemia antrosios eilės netiesinis optinis jautris. Vis dėlto pamatysime, jog tokie procesai, kaip kad netiesinis fazės moduliavimasis bei kryžminė fazės moduliacija, sąlygoti trečiosios eilės netiesinio optinio jautrio, taip pat yra svarbūs.

Iš Maksvelo lygčių išvedama bangos sklidimo lygtis aprašo laisvosios bangos sklidimą nedispersinėje, nemagnetinėje, laisvųjų krūvininkų ir srovių neturinčioje terpėje. Netiesinėje optikoje tampa svarbus papildomas narys, įvertinantis netiesinio medžiagos poliarizuotumo įtaką. Plokščiųjų bangų ir lėtai kintančių amplitudžių artinyje bangos sklidimo lygtis įgauna pavidalą

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

čia n yra šviesos lūžio rodiklis, o c – šviesos greitis. Ši lygtis parodo, kad netiesinis medžiagos poliarizuotumas yra naujų elektromagnetinių bangų šaltinis.

Tris tarpusavyje sąveikaujančias skirtingo dažnio bangas įprasta aprašyti surištųjų bangų amplitudžių lygtimis, kurios randamos išsprendus netiesinę bangų sklidimo lygtį. Surištųjų bangų amplitudžių lygtys nusako, kaip sklidimo metu kinta vienos bangos amplitudė, atsižvelgiant į tai, jog ji priklauso nuo kitų dviejų sąveikaujančių bangų amplitudžių. Pačiu paprasčiausiu atveju, kai terpė veikiama tiesiškai poliarizuota ir laisvai z ašies kryptimi sklindančiai ω dažnio banga, esant nedideliame netiesiškumui, terpėje be nuostolių, plokščioms, begalinėms, monochromatinėms bangoms ir sąveikai $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ šios lygtys užrašomos taip:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_2 A_3 \exp(-i\Delta k z), \quad (1.3)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i \frac{\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c} A_1 A_3^* \exp(+i\Delta k z), \quad (1.4)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = -i \frac{\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c} A_1 A_2^* \exp(+i\Delta k z), \quad (1.5)$$

čia: d_{eff} – efektinis netiesiškumas, priklausantis nuo netiesinės terpės savybių bei sąveikos geometrijos; $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ – bangos vektorių nederinimas. Ultratrumpųjų impulsinių pluoštų atveju šios lygtys tampa kur kas sudėtingesnės. Atsižvelgiant į sąveikos sąlygas, įskaitomi nariai, aprašantys grupinių greičių nederinimą bei dispersiją, difrakciją, diafragminį – apertūrinį reiškinį. Minėta, jog terpėje sukurta netiesinės poliarizacijos banga gali turėti kelis skirtingus dažninius komponentus. Vis dėlto, kočia spinduliuotė gali atsirasti, lemia fazinio sinchronizmo sąlygos. Fizikiniu požiūriu, kai $\Delta k = 0$ (tikslus fazinis sinchronizmas), generuojama ar stipri-

nama spinduliuotė išlaiko pastovią fazę su netiesinės poliarizacijos banga ir energija iš vienos bangos efektyviai pereina į kitą. Kitaip tariant, kai tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga, terpėje sužadinti dipoliai yra sufazuoti ir jų skleidžiama spinduliuotė koherentiškai prisideda prie jau sklindančios spinduliuotės lauko.

1.2 Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas

Buvo paminėta, jog parametrinės šviesos generacijos (PŠG) metu, į necentrosimetrinę terpę, krintant stipriai vieno dažnio bangai, generuojamos dvi skirtingų dažnių bangos. Sudarius palankias sąlygas, naujų dažnių spinduliuotė gali stiprėti. Šiame skyrelyje aptarsime iš kur atsiranda šios naujų dažnių bangos, kokios jos gali būti bei kokios jų pagrindinės savybės.

Iš anksčiau pateikto parametrinės šviesos generacijos apibūdinimo akivaizdu, jog tai savaiminis procesas – vakuumo arba kvantinių triukšmų stiprinimas, kuris gali būti įsivaizduojamas kaip dviejų fotonų viena laikė emisija iš krentančios bangos sužadinto virtualaus lygmens [28]. Tai reikškia, jog sukūrus netiesinį poliarizuotumą terpėje, vienas kritusios bangos fotonas išnyksta, o du mažesnio dažnio fotonai atsiranda. Apibūdintas reiškinys vadinamas parametrine fluorescencija. Teoriškai šį reiškinį pačioje netiesinės optikos aušroje numatė V. Louisell su kolegomis [29], o eksperimentiškai pirmą kartą stebėjo S. Harris ir kt. [28]. Įprastai tiek parametrinės fluorescencijos, tiek parametrinės šviesos generacijos procesuose dalyvaujančios bangos apibūdinamos taip: į terpę krintanti banga vadinama kaupinimo, naujai atsiradusi didesnio dažnio banga – signaline, o mažesnio dažnio – šalutine; atitinkamai čia ir toliau naudojami indeksai p , s bei i . Nors sukūrus netiesinį poliarizuotumą galimas visų dažnių komponentių spinduliavimas visomis kryptimis, tačiau stebimi tik tie komponentai, kurie tenkina energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnius:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1.6)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i. \quad (1.7)$$

Eksperimentiškai stebimas daugiaspalvis spinduliuotės kūgis, kurio skirtingo dažnio komponentai sklinda skirtingais kampais. Parametrinės fluorescencijos efektyvumas labai mažas, o fotonų skaičius tiesiogiai proporcingas

kaupinimo bangos fotonų skaičiui. Viskas pasikeičia, jei kaupinimo bangos intensyvumas labai didelis. Sklisdamas terpe sugeneruotas parametrinės fluorescencijos signalas stiprėja. Proceso efektyvumas gali siekti kelis [30] ar net dešimtis procentų [31]. Toks signalas vadinamas parametrine superfluorescencija. Parametrinė superfluorescencija kaip užkrato signalas yra naudojama parametriniuose šviesos stiprintuvuose ir sinchroniškai kaupinamuose parametriniuose šviesos generatoriuose. Kartais parametrinės superfluorescencijos efektyvumas pakankamai didelis, kad procesas būtų naudojamas spinduliuotės dažnio keitimui be papildomų stiprinimo pakopų [32].

Šiame darbe tiriamam sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui itin svarbios femtosekundiniais impulsais sugeneruoto parametrinės superfluorescencijos signalo savybės. Tiek skaitmeniškai, tiek eksperimentiškai parametrinės šviesos generaciją ultratrumpųjų impulsų atveju tyrinėjo C. Manzoni su kolegomis [33]. Trumpai aptarsime šiame darbe naudotas eksperimentines schemas ir pagrindinius rezultatus.

Tirtas parametrinės superfluorescencijos signalas antrojo tipo fazinio sinchronizmo sąlygomis. Tokiu atveju signalinė ir šalutinė bangos yra skirtingų poliarizacijų. Tinkamai parinkus kaupinimo bangos ilgį, dėl palankaus grupinių greičių nederinimo (GGN) signalinės ir šalutinės bangų fotonai yra *sugaunami* po kaupinimo impulsu. Laikinei sinchronizacijai tarp kaupinimo ir parametrinės spinduliuotės impulsų tirti buvo pasirinktas 1 cm ilgio β bario borato (BBO) kristalas, išpjautas 26° kampu optinės ašies atžvilgiu. Kaupinant 50 fs trukmės impulsais, kurių centrinis bangos ilgis lygus ~ 800 nm, generuojamas *o* poliarizacijos signalinis impulsas ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) ir *e* poliarizacijos šalutinis impulsas ($\lambda = 2,08 \mu\text{m}$). Kaupinimo spinduliuotė buvo fokusuota į BBO kristalą ir nuo sugeneruotos parametrinės spinduliuotės atskirta filtru. Registruojant f - f interferogramas tarp kolineariai su kaupinimo impulsu sklindančio parametrinės spinduliuotės impulso ir strobuojančio impulso, pastebėta, kad parametrinės spinduliuotės impulsai detektorių pasiekia esant skirtingiems vėlinimams – prarandama parametrinės superfluorescencijos signalo laikinė sinchronizacija su kaupinimo impulsu. Tokią proceso prigimtį galime suprasti prisiminę, jog parametrinės fluorescencijos signalas gimsta iš triukšmų. Kaupinimo impulsui sklindant netiesiniu kristalu, atsitiktinėje pozicijoje parametrinės fluorescencijos signalas ims stiprėti. Nusklidęs tam tikrą atstumą, kaupinimo impulsas bus nuskurdintas, nutrūks parametrinė sąveika. Atsižvelgiant į tai, jog PŠG

prasideda atsitiktinėje kristalo vietoje, tiesinio impulsų sklidimo atstumas taip pat bus skirtingas, todėl ir laikinis vėlinimas tarp kristalų paliekančių parametrinės spinduliuotės ir kaupinimo impulsų yra atsitiktinis. Svarbu pastebėti, kad esant pakankamai ilgam kristalui bei vienodoms kaupinimo sąlygoms, soties režimas visada bus pasiekiamas, todėl parametrinės spinduliuotės impulsų energija bus pastovi. Jei kristalas pakankamai trumpas, o soties nepasiekama, parametrinės superfluorescencijos impulsai liks sinchronizuoti su kaupinimo impulsais, tačiau jų energija fliktuos.

Tiriant gaubtinės fazės stabilumą, PŠG signalui generuoti pasirinktas 3 mm ilgio BBO kristalas. Šiuo atveju soties režimas nebuvo pasiekiamas, tad buvo išlaikoma kaupinimo bei parametrinės superfluorescencijos impulso laikinė sinchronizacija. Vis dėlto trumpame kristale generuojamo signalo galios nepakako, todėl signalas buvo sustiprintas papildomoje pakopoje. Šioje sistemoje BBO kristalą pakeitus safyro plokšte, galima generuoti, o vėliau ir sustiprinti baltos šviesos kontinuumo spinduliuotę. Palyginus $f-f$ interferometru užregistruotas interferogramas, pastebėtas aiškus skirtumas. Baltos šviesos kontinuumas išlaiko kaupinimo impulso nešlio gaubtinės fazę, kuri nėra išdankoma parametrinio stiprinimo metu. Parametrinės šviesos generacijos atveju situacija yra priešinga, signalo nešlio gaubtinės fazė yra atsitiktinė kaupinimo impulso fazės atžvilgiu.

Stebėtos parametrinės superfluorescencijos savybės svarbios ir sinchroniškai kaupinamiems parametriniams šviesos generatoriams. Tačiau reikėtų nepamiršti, jog rezonatoriuje sudaromas teigiamas grįžtamasis ryšys. Sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje kaupinimo impulso energija daug mažesnė nei aptartuose eksperimentuose, taip pat kristalo ilgis ribojamas iki keleto milimetrų atsižvelgiant į impulsų išbėgimo atstumą bei kristalo įnešamą dispersiją. Net jei sinchronizacija tarp kaupinimo ir parametrinės superfluorescencijos signalo būtų prarasta, SKPŠG rezonatoriaus ilgis yra nežymiai keičiamas norit išlaikyti palankias stiprinimo sąlygas. Tam pirmo kaupinimo impulso sugeneruoto parametrinės fluorescencijos signalo kelias, keičiant SKPŠG rezonatoriaus ilgį parenkamas taip, kad jis ir antrasis kaupinimo impulsas netiesiniame kristale tiksliai užklotų vienas kitą. Sudarytas grįžtamasis ryšys užtikrina signalo stiprinimą, o laikinės sinchronizacijos problema išsisprendžia.

Dar viena svarbi ultratrumpųjų impulsų sužadintos parametrinės superfluorescencijos savybė – pavienių impulsų spektro fliktuacijos. M. Breu-

er su kolegomis atlikto nuolatinės spinduliuotės ir superfluorescencijos signalų, sustiprintų nekolineariame dvipakopiame parametriniame stiprintuve palyginimą [34]. Femtosekundiniais impulsais stiprinant nuolatinės veikos diodinio lazerio spinduliuotę, pastebėtos sustiprinto signalo energijos fluktuacijos, kurios atsiranda dėl itin mažo fotonų skaičiaus, patenkančio į kaupinimo impulso kuriamą laikinį stiprinimo langą, ir nuolatinės veikos lazerio modų mušimų. Stiprintuvą kaupinant pikosekundiniais impulsais, ši problema išnyksta, nes nuolatinės spinduliuotės fotonų skaičius, patenkantis į laikinį stiprinimo langą, yra daug didesnis. O sustiprintų parametrinės superfluorescencijos impulsų spektro pavidalas atsitiktinis, turintis po keletą smailių. Šių smailių plotis atitinka sustiprinto nuolatinės spinduliuotės signalo spektro plotį, tačiau smailių aukštis kinta. Nuostovus ir tolygus spektro pavidalas stebėtas suvidurkinus maždaug 500 pavienių impulsų spektrų. Šie rezultatai patvirtina, kad parametrinės superfluorescencijos signalas gimsta iš kvantinių triukšmų. Pavienių impulsų spektro pavidalo nepastovumas taip pat gali turėti įtakos sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui arti generacijos slenksčio ir nulinės rezonatoriaus grupinio vėlinimo vertės. Galima numanyti, kad kaupinimo galiai viršijant slenkstinę sudaromas grįžtamasis ryšys turėtų lemti pastovaus spektro pavidalo impulsų formavimąsi. Vis dėlto grįžtamasis ryšys sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje gali būti nestabilumų priežastimi tiek impulso spektriniam, tiek laikiniam pavidalui.

1.3 Kaupinimo šaltiniai

Pirmasis femtosekundinis sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos generatorius buvo kaupinamas susiduriančių impulsų sinchronizuotų modų rodamino 6G dažų lazerio spinduliuote [18]. Edelshtein ir kolegų pademonstruotame SKPŠG dėl mažos kaupinimo spinduliuotės galios netiesinis kalio titanilo fosfato (KTP) kristalas buvo įmontuotas lazerio rezonatoriuje. Pirmasis išoriškai dažų lazerio spinduliuote kaupinamas SKPŠG pademonstruotas po kelerių metų [35]. Tobulėjant kietakūnėms lazerinėms sistemoms, galinčioms generuoti femtosekundinius impulsus, pagrindiniu SKPŠG kaupinimo šaltiniu tapo Kero lęšio sinchronizuotų modų titano safyro lazerių osciliatoriai. Įprastas šių osciliatorių impulsų pasikartojimo dažnis yra apie 70–90 MHz, o impulsų trukmė – nuo kelių pikosekundžių iki ~ 5 fs [36].

Ti:safyro lazeriai generuoja spinduliuotę, kurios centrinis bangos ilgis yra apie 800 nm. SKPŠG kaupinti pradėta naudoti šių lazerių fundamentinė (~ 800 nm) [37, 38] ir antroji (~ 400 nm) [39, 40] harmonikos. Komeraciniai Ti:safyro osciliatoriai gali generuoti iki 3,5 W galios spinduliuotę, kai impulso trukmė apie 200 fs. Nesant galimybės toliau didinti kaupinimo šaltinio spinduliuotės galios dėl šiluminių efektų, SKPŠG generuojamos spinduliuotės galia buvo apribota iki kelių šimtų milivatų. Atsižvelgiant į galimybę keisti centrinę kaupinimo spinduliuotės dažnį buvo konstruojami SKPŠG, kurių generuojamos spinduliuotės bangos ilgis derinamas keičiant kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį [41, 42]. Dėl sudėtingo titano safyro osciliatoriaus derinimo šis metodas beveik netaikomas.

Pastaruoju metu populiarėja pikosekundinės ir femtosekundinės iterbiu legiruotos kietakūnės, šviesolaidinės ir plonojo disko lazerinės sistemos [43–46]. Šių sistemų osciliatoriai generuoja spinduliuotę, kurios centrinis bangos ilgis yra apie 1 μm , o generuojamos spinduliuotės galia itin viršija galią, pasiekiamą titano safyro lazerių osciliatoriais. SKPŠG kaupinti naudojama fundamentinės [47–49] ir antrosios optinės harmonikos [43, 50, 51] spinduliuotė. Skirtingos iterbio pagrindu veikiančių lazerinių sistemų konfigūracijos leidžia generuoti didelio pasikartojimo dažnio impulsus, kurių trukmė yra nuo kelių dešimčių pikosekundžių [52] iki ~ 100 femtosekundžių [49, 50], galia siekia nuo kelių iki keliolikos vatų [44, 45]. Iterbio pagrindu veikiančios sistemos kaupinamos lazeriniais diodais. O Ti:safyro lazeriai kaupinami kitais kietakūniais lazeriais. Tai žymus pranašumas, leidžiantis sukurti kompaktiškesnes ir efektyvesnes, mažiau priežiūros reikalaujančias sistemas. Labai išaugus kaupinimo galiai, sukurti pikosekundiniai ir femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai, kurių išvadinės spinduliuotės galia siekia keletą vatų [44, 45, 53, 54].

1.4 Netiesinės terpės

Fazinio sinchronizmo sąlygą galima į įgyvendinti dvejetainiuose kristaluose. Keičiant kaupinimo pluošto sklaidimo kryptį kristalo optinės ašies atžvilgiu, t. y. kristalo posūkio kampą, galima keisti generuojamos signalinės bangos ilgį. Sinchroniškai kaupinamuose parametriniuose šviesos generatoriuose tai nėra vienintelis metodas, leidžiantis derinti išvadinės spinduliuotės dažnį, nors naudojamas bene dažniausiai. Pirmieji sinchroniškai femtose-

kundiniais impulsais kaupinami SKPŠG išnaudojo šią galimybę KTiOPO_4 (KTP) [18, 55, 56] kristale. Generuojamos signalinės ir šalutinės spinduliuočių bangų ilgiai užklojo 820–920 nm ir 1900–2450 nm diapazonus, naudojant vieną SKPŠG rezonatoriaus veidrodžių rinkinį. Autoriai numatė, jog naudojant keletą skirtingų rezonatoriaus veidrodžių rinkinių būtų galima SKPŠG išvadinės spinduliuotės bangos ilgį keisti nuo maždaug $0,72 \mu\text{m}$ iki $4,5 \mu\text{m}$. Signalinės bangos ilgis keistas ne tik sukant KTP kristalą, bet ir keičiant SKPŠG rezonatoriaus ilgį. Vėliau eksperimentiškai išbandyti kiti įvairūs netiesiniai kristalai: CTiOAsO_4 (CTA) [57, 58], KTiOAsO_4 (KTA) [58], RbTiAsPO_4 (RTA) [59, 60], $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO) [39, 61, 62], KNbO_3 [63], BiB_3O_6 (BIBO) [64–66]. Plačiai naudotas ir LiB_3O_5 (LBO), tačiau dažniausiai pasirinktas temperatūrinis sinchronizmas [41, 67, 68]. Ličio triborato kristalo fazinio sinchronizmo kreivė turi linkį, todėl šį kristalą galima panaudoti vienalaikiai dviejų skirtingų dažnių spinduliuotei generuoti [51]. Renkantis netiesinį kristalą SKPŠG tenka atsižvelgti į kaupinimui naudojamos spinduliuotės bangos ilgį ir norimą pasiekti generuojamos spinduliuotės dažnių diapazoną. Kristalo sugertis ultravioletinėje spektro dalyje gali riboti trumpiausią kaupinimo spinduliuotės bangos ilgį. O sugertis infraraudojoje spektro dalyje gali riboti pasiekiamus ne tik mažiausius šalutinės bangos bet ir didžiausius signalinės bangos dažnius, nes šių bangų amplitudės sąveikos metu yra tarpusavyje susietos. Šalutinei bangai patiriant nuostolius, dėl sugerties netiesiniame kristale, atitinkamai mažėja ir signalinės bangos amplitudė. Svarbūs ir kiti eksperimentiniai aspektai: kristalo efektinis netiesiškumas, lemiantis sąveikos efektyvumą; kristalo optinės pažaidos slenkstis, ribojantis didžiausias galimas kaupinimo bei rezonuojančios spinduliuotės galias; dispersinės savybės, higroskopiskumas, mechaninis stabilumas, kūbinis netiesiškumas, eksperimentinis kampinio derinimo įgyvendinimas. Jei pasirinkta SKPŠG generuojamos spinduliuotės derinimo sritis plati, o kristalo fazinis sinchronizmas lemia nedidelį spinduliuotės bangos ilgio pokytį vienetiniam kristalo pasukimo kampui, tai, norit užkloti visą diapazoną, netiesinį kristalą teks orientuoti plačioje kampų srityje. Eksperimentiškai tai nėra patogu, nes sukant netiesinį kristalą yra išderinamas SKPŠG rezonatorius.

Į atskirą sritį galima išskirti periodiškai orientuotas netiesines struktūras. Jose įgyvendinamas kvazisinchronizmas, kuris palyginti su faziniu sinchronizmu, turi nemažai privalumų. Pavyzdžiui: galima pritaikyti di-

džiausią kristalo netiesiškumo koeficientą, nepasireiškia apertūrinis diafragminis reiškiny, generuojamos spinduliuotės dažnis derinamas keičiant periodinės struktūros ilgį, galima formuoti struktūras visai skaidrumo sričiai. Vis dėlto yra ir trūkumų: dižiausiai pasiekiamas spinduliuotės keitimo efektyvumas yra mažesnis nei tikslaus fazinio sinchronizmo atveju, o svarbiausia, tokių struktūrų gamyba itin sudėtinga. Sinchroniškai kaupinamuose parametriniuose šviesos generatoriuose labai populiarūs periodiškai orientuoti ličio niobato (POLN) [69–72] ir magnio oksidu legiruoti ličio niobato (MgO:POLN) [42,44,46,73,74] kristalai. Naudojamos ir kalio titanilo fosfato (POKTP) struktūros [75,76]. Dauguma šiais kristalais paremtų SKPŠG kaupinami ~ 800 nm arba ~ 1030 nm spinduliuote. Tačiau pademonstruota keletas SKPŠG, generuojančių pikosekundžių trukmės impulsus, kurie kaupinami ~ 530 nm bangos ilgio spinduliuote. Šių sistemų veikimas remiasi parametriniu stiprinimu MgO:POLN [77], MgO:sPOLN [78] ir vėduoklinėje POKTP [79] struktūrose. Viena pagrindinių priežasčių, kodėl kaupinimui naudojama artimojoje infraraudonojoje spektro srityje esanti spinduliuotė, yra kvazisinchronizmui įgyvendinti reikalingas struktūros periodas. Kaupinant ~ 800 nm spinduliuote, naudojamų struktūrų periodas yra apie $20 \mu\text{m}$, kai kaupinama ~ 1000 nm spinduliuote, struktūrų periodai artimi $30 \mu\text{m}$. Tačiau kaupinant ~ 520 nm spinduliuote struktūrų periodai sumažėja iki $\sim 6\text{--}10 \mu\text{m}$ [80]. Tokio periodo struktūros užauginamos daug sunkiau, todėl ir naudojamos rečiau.

Konstruojant SKPŠG, tenka atsižvelgti ne tik į kristalo netiesines, optines bei mechanines savybes, bet ir pasirinktam bangos ilgio derinimo diapazonui galimas skaidrinančias dangas. Dažnai naudojamų BBO, LBO, BIBO netiesinių kristalų lūžio rodiklis yra aukštas, tad krintanti spinduliuotė patiria didelius nuostolius ($\sim 5\text{--}7\%$ nuo vieno paviršiaus) dėl Frenelio atspindžių. Dėl šios priežasties plačiajuostės, dengiančios visą derinimo diapazoną, skaidrinančios dangos yra būtinos. Tačiau gaminant tokias dangas reikia pasiekti kompromisą tarp skaidrinančios dangos diapazono ir liekančio minimalaus atspindžio [81–83]. Norint išvengti nuostolių dėl atspindžių, dažnai netiesinis kristalas orientuojamas Briusterio kampu [41,45].

Taigi, apžvelgus naudojamus netiesinius kristalus, matome, jog signalinės spinduliuotės generacijai infraraudonojoje spektro dalyje dėl itin didelio efektyvumo dažniausiai naudojamos periodiškai orientuotos struktūros. Generacijai regimojoje ir artimojoje spektro dalyje dažniausiai pa-

sirenkami dideliu efektiniu netiesiškumu, mechaniniu stabilumu ir aukštu lazerinės pažaidos slenksčiu pasižymintys LBO, BBO ir BIBO netiesiniai kristalai. Atsižvelgiant į sparčią pažangą iterbio pagrindu veikiančių lazerinių sistemų plėtojime, buvo nuspręsta sukonstruoti plačioje spektro srityje derinamą ir antrąja Yb:KGV lazerio harmonika sinchroniškai kaupinamą femtosekundinį parametrinį šviesos generatorių su BBO kristalu bei ištirti šio generatoriaus generacijos ypatybes.

Kita vertus, norint pasiekti platų derinimo diapazoną ir panaudoti visą galimą fazinio sinchronizmo kreivės diapazoną, reikia plačioje spektro srityje aukštu atspindžio koeficientu išsiskiriančių veidrodžių. Taikant plačiajuosčius dielektrinius veidrodžius, iškyla sunkumų kontroliuojant šių optinių elementų įnešamą indėlį į bendrą rezonatoriaus dispersiją. Dėl šios priežasties gausu pastaruoju metu publikuotų darbų, kuriuose galima rasti teiginį, jog atitinkamai parinkus rezonatoriaus veidrodžius būtų galima išplėsti SKPŠG generuojamos spinduliuotės diapazoną [43, 44, 46, 48]. Dielektrinius veidrodžius ir jų dispersines savybes plačiau aptarsime 1.7 skyrelyje.

1.5 Dispersijos įtaka SKPŠG

Vienas didžiausių iššūkių generuojant ultratrumpuosius impulsus yra dispersijos valdymas. Ultratrumpuosius impulsus sudaro daugybė spektrinių komponentių, apimančių tam tikrą spektro sritį. Kuo platesnis impulso spektras, tuo trumpesnis impulsas gali formotis. Jei impulso spektrinių komponentių fazės vienodos, tai jo vidutinė kvadratinė trukmė minimali, o toks impulsas yra vadinamas spektriškai ribotu [84]. Dėl nevienodo skirtingų dažninių komponentių sklidimo greičio t. y. dispersijos, sklidimo metu impulso spektrinės komponentės išsifazuos, kis impulso pavidalas ir trukmė. Sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje rezonatoriaus GVD lemia ne tik impulso formavimąsi, bet veikia kaip spektrinis filtras, lemiantis generuojamos spinduliuotės centrinį bangos ilgį.

Skaidrios terpės tiesinės optinės savybės priklauso nuo šviesos lūžio rodiklio $n(\omega)$, kuris yra elektromagnetinio lauko dažnio funkcija. Dispersinėje terpėje ne tik šviesos lūžio rodiklis, bet ir šviesos optinis kelias ($l_{opt} = ln(\omega)$) bei fazinis greitis ($v_p = c/n(\omega)$) priklauso nuo spinduliuotės dažnio. Skirtingos pradinio signalo komponentės terpėje, nusklidusios at-

stumą, įgyja fazės pokytį $\phi = \omega l/v_p$. Jei impulso spektro plotis yra daug mažesnis nei nešantysis dažnis ω_0 , tai jį galima laikyti bangų paketu, sudarytu iš siaurajuosčių skirtingais grupiniais greičiais sklindančių komponentų. Spektriškai ribotas impulsas išplis sklidimo metu, o spektrinę fazę galime skleisti Teiloro eilute, kuri antrosios eilės narių tikslumu įgyja pavidalą:

$$\phi(\omega) = \phi_{\omega_0} + (\omega - \omega_0) \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}, \quad (1.8)$$

čia

$$GV_g(\omega_0) = \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad (1.9)$$

yra grupinis vėlinimas, o

$$GVD(\omega_0) = \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \quad (1.10)$$

yra grupinio vėlinimo dispersija ties nešančiuoju dažniu ω_0 . Jei fazę Teiloro eilute skleistume toliau, atitinkamai atsirastų aukštesnės eilės nariai, nusakantys trečiosios, ketvirtosios ir t.t. eilių dispersiją. Bedispersinėje terpėje, kurioje skirtingų dažnių komponentų grupinis vėlinimas vienodas, impulsas neišplis laike, tiesiog stebėsime tam tikrą užlaikymą T_g . Jei terpė dispersinė, ne impulsas kaip visuma, o skirtingi jo dažniniai komponentai patiria skirtingą vėlinimą. Paprasčiausiu atveju, kai GVD nepriklauso nuo bangos ilgio, galima įvertinti, kiek išplis spektriškai ribotas Gauso pavidalo impulsas [85]:

$$t_{1/2} = t \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{GVD}{t} \right)^2}, \quad (1.11)$$

čia $t_{1/2}$ – dėl dispersijos išplitusio impulso trukmė pusės aukštyje, o t – spektriškai riboto impulso trukmė.

Akivaizdu, jog kaupinimo spinduliuotės sugeneruotas parametrinės spinduliuotės impulsas, sklisdamas rezonatoriuje, kurio dispersija teigiama, išplis laike. Įsivaizduokime SKPŠG, kuriame naudojami bedispersiniai veidrodžiai ir netiesinė terpė. Dispersija rezonatoriuje valdoma Briusterio kampu įstatyta stiklo plokštele. SKPŠG rezonatoriaus ilgis sutampa su

kaupinimo šaltinio rezonatoriaus ilgiu, kaupinimo impulsų pasikartojimo dažnis atitinka šviesos optinį kelią rezonatoriuje. Kai signalinis ir kaupinimo impulsai sklinda vienodais grupiniais greičiais netiesiniame kristale, jų viršūnės sutampa. Tarkime, kad pirmasis kaupinimo impulsas sugeneruoja tokios pat trukmės kaip ir jis signalinį impulsą. Apėjęs rezonatorių impulsas išplis dėl dispersinio sklidimo stiklo plokštelėje. Kristale, kai kaupinimo ir signaliniai impulsai dengia vienas kitą, dėl momentinės parametrinio stiprinimo prigimties sukuriama kaupinimo impulso trukmės laikinis stiprinimo langas. Esant tokioms sąlygoms, tik dalis signalinio impulso bus sustiprinta, o šiam sklindant rezonatoriuje dėl neišvengiamų nuostolių signalinio impulso sparnai silpnės – bus prarandama dalis pradinio impulso sugeneruotų spektrinių komponentių. Keleto apėjimų apie rezonatorių metu nusistovės pusiausvyra, o signalinio impulso trukmė bus artima kaupinimo impulso trukmei. Į rezonatorių įstačius storesnę stiklo plokštelę, generuojamo impulso spektro plotis susiaurės dar labiau. O laikinis stiprinimo langas vėl lems panašios trukmės impulso generaciją. Realiame SKPŠG situacija yra daug sudėtingesnė, nes impulsų dispersinis plitimas vyksta ir netiesiniame kristale, o rezonatoriaus veidrodžiai taip pat išsiskiria tam tikromis dispersinėmis charakteristikomis. Taigi teigiamos dispersijos srityje impulso trukmė nusistovi tarpusavyje konkuruojant įvairiems procesams. Pirmiausias impulsas plinta laike dėl teigiamos dispersijos, o jo spektras plėtėja dėl impulso fazės moduliavimosi. Tačiau čirpuoto impulso aukšto ir žemo dažnio spektrinės komponentės patiria nuostolius dėl riboto stiprinimo juostos pločio ir laikinio osciliuojančio bei kaupinimo impulsų sanklotos lango. Tai lemia impulso trumpėjimą. Aptartą situaciją atitinkantys eksperimentiniai duomenys pateikti T. Lang daktaro disertacijoje [86]. Nekolineariame sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje ($t_{kaup} = 500$ fs), keičiant dispersiją nuo 200 iki 6000 fs², generuojamų impulsų trukmė visada buvo per 700 fs, nors signalinio impulso spektrą atitinkančių spektriškai ribotų impulsų trukmė padidėjo nuo 37 fs iki 113 fs. Naudojant išorinį spaustuva, generuojami impulsai suspausti iki 90 fs, kai signalinio impulso spektro plotis buvo apie 11 nm. Toks spektro plotis atitinka 65–85 fs trukmės spektriškai ribotą impulsą.

Plačiau aptarkime SKPŠG generuojamos spinduliuotės bangos ilgio priklausomybę nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio. Sinchroninio kaupinimo sąlyga teigia, jog norit užtikrinti kaupinimo ir generuojamų impulsų san-

klotą laike, reikia sutapatinti kaupinimo šaltinio bei SKPŠG rezonatorių ilgius. Vis dėlto rezonatorių ilgiams skiriantis nežymiai, parametrinė generacija ir stiprinimas neišnyksta. Dėl rezonatoriaus dispersijos skirtingų osciluojančio impulso dažninių komponentių optinio kelio ilgis rezonatoriuje skiriasi. Labiausiai stiprinimos tos komponentės, kurioms netiesiniame kristale dengia viena kitą su kaupinimo impulso viršūne. Šiek tiek pakeitus SKPŠG rezonatoriaus ilgį, pasikeičia ir rezonuojančio impulso dažninės komponentės, kurios yra labiausiai stiprinamos. Be to, dispersija taip pat veikia kaip spektrinis filtras, nusakantis ne tik generuojamos spinduliuotės centrinį bangos ilgį, bet ir palaikomą spektro plotį.

Galima įvertinti, kiek turėtų pasikeisti centrinis bangos ilgis pakeitus SKPŠG rezonatoriaus ilgį per Δl [87]. Impulso dažninių komponentių vėlinimą lemia bendra rezonatoriaus optinių komponentių grupinio vėlinimo dispersija. Skaidriai terpei GVD išreiškiama taip:

$$GVD(\lambda) = \frac{d\tau}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\tau}{d\lambda}, \quad (1.12)$$

čia τ yra grupinis vėlinimas, o λ – atitinkamas bangos ilgis. Jei rezonatoriaus ilgis padidėja per dl , rezonuojančio impulso centrinis bangos ilgis λ_0 pasikeičia į λ_1 taip, kad impulso grupinis vėlinimas rezonatoriuje sumažėtų per $d\tau$ ir būtų išlaikoma sinchroninio kaupinimo sąlyga

$$dl = -cd\tau. \quad (1.13)$$

Atsižvelgdami į 1.12 išraišką, gauname

$$dl = \frac{2\pi c^2}{\lambda^2} GVD(\lambda) d\lambda. \quad (1.14)$$

Taigi SKPŠG išlaikys sinchroninio kaupinimo sąlygą, jei pasikeitus rezonatoriaus ilgiui, atitinkamai keisis ir bangos ilgis:

$$\Delta l = 2\pi c^2 \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{GVD(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda. \quad (1.15)$$

Remiantis šiomis išraiškomis, galima ne tik suprasti, kodėl keičiant rezonatoriaus ilgį keisis ir SKPŠG generuojamos spinduliuotės bangos ilgis, bet ir matuojant šią priklausomybę įvertinti bendrą rezonatoriaus dispersiją [88].

Vis dėlto reikia atsižvelgti, jog plačiajuostės, nesimetrinės, turinčios keletą smalių spinduliuotės centrinio bangos ilgio nustatymas gali įnešti paklaidą [89]. SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektrui įtakos turi fazinio sinchronizmo sąlyga, stiprinimo juostos plotis ir įvairūs netiesiai procesai, kaip kad impulsų fazės moduliavimasis ir kryžminė fazės moduliacija. Tad rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos atstatymas iš generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio priklausomybės yra sudėtingesnis nei sinchronizuotų modų lazerių atveju. Svarbu suprasti skirtumą, jog pakaitus sinchronizuotų modų lazerio rezonatoriaus ilgį, pasikeis generuojamų impulsų pasikartojimo dažnis. Tačiau SKPŠG visada seka kaupinimo šaltinio impulsų pasikartojimo dažnį, o kintant jam arba SKPŠG rezonatoriaus ilgiui stebėsime parametrinės spinduliuotės bangos ilgio kitimą.

Rezonatoriaus dispersijos valdymas leidžia tolygiai ir lengvai keisti generuojamos spinduliuotės bangos ilgį [45]. T. Lang su kolegomis pasirinko nekolinearią sąveikos geometriją BBO kristale. Rezonatoriaus konstrukcijai pasirinkti plačiajuosčiai dvigubai čirpuoti veidrodžiai atspindintys 600–1200 nm srityje. Plačioje srityje skaidrinti BaF₂ pleištai arba LaK8 Briusterio kampo prizmės leido tolygiai keisti bendrą rezonatoriaus dispersiją. SKPŠG kaupinti pasirinkta antroji Yb:KLu(WO₄)₂ lazerio spinduliuotės harmonika. Šis lazeris generavo 500 fs trukmės impulsus, kurių pasikartojimo dažnis – 34 MHz, o vidutinė spinduliuotės galia siekė 22 W. Antroji harmonika generuota LBO kristale, o jos galia siekė 13 W. Dėl didelės kaupinimo spinduliuotės galios parametrinei generacijai naudojamas BBO kristalas buvo pozicionuojamas Briusterio kampu. Tarp kaupinimo ir rezonuojančių pluoštų sudarius magišką 2,4° kampą, užtikrintos plačiajuostės fazinio sinchronizmo sąlygos nuo 650 nm iki 1,2 μm. Suminei rezonatoriaus dispersijai esant teigiamai (apie 800 fs²), stebėti siauro spektro impulsai, kurių centrinis bangos ilgis kito nuo 680 nm iki 850 nm keičiant rezonatoriaus ilgį. Dėl dvigubai čirpuotų veidrodžių GVD osciliacijų nestabili generacija buvo galima ir esant spinduliuotei, kurios bangos ilgis siekė iki 950 nm. Didinant rezonatoriaus dispersiją nekolinearaus SKPŠG derinimo sritis buvo nustumta toliau į infraraudonąją spektro sritį iki 1200 nm. Svarbu tai, jog pasirinktos fazinio sinchronizmo sąlygos leido keisti signalinės bangos ilgį plačioje srityje beveik nederinant SKPŠG rezonatoriaus, o tai yra pakankamai didelė problema prietaisuose, kuriuose spinduliuotės bangos ilgis keičiamas sukant netiesinį kristalą.

Minėta, jog femtosekundinių impulsų indukuotas parametrinės superfluorescencijos signalas išsiskiria nenuostoviu spektru, bet SKPŠG rezonatoriuje sudaromas grįžtamasis ryšys lemia impulso spektro pavidalo nusistovėjimą ir stabilią generaciją. Tas pats grįžtamasis ryšys gali lemti nestabilaus spektrinio ir laikinio pavidalo impulsų generaciją. Plačiausio spektro impulsai paprastai stiprinami nekolineariuose parametriniuose šviesos stiprintuvuose. Čia parametrinės sąveikos sąlygos parenkamos taip, kad grupinių greičių dispersija būtų lygi ar artima nuliui kuo platesniam spektriniam ruožui. Taip išvengiama impulso spektrinių komponentių išbėgimo laike. Nulinė ar artima nuliui GVD sutrikdo stabilų SKPŠG veikimą. Išivaizduokime platų Gauso spektrą, kuris stiprinamas sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje. Nulinės GVD atveju impulso spektrinės komponentės neišsibėgioja, grįžta į netiesinį kristalą ir vėl yra stiprinamos. Tačiau bet kokiame realiame rezonatoriuje neįmanoma išvengti triukšmų, naudojamų veidrodžių spektrinių charakteristikų, grupinio vėlinimo ir dispersijos netolygumo, kaupinimo spinduliuotės fluktuacijų. Šie netolygumai sukuria skirtingus nuostolius įvairioms spektrinėms komponentėms ir skirtingą vėlinimą, tad stiprinimo sąlygos tampa nebevienodos. Formuojasi nenuostovaus laikinio ir spektrinio pavidalo impulsas. Čia svarbus ir pirmojo kaupinimo impulso sukurto parametrinės superfluorescencijos signalo pavidalas, kuris femtosekundinių impulsų atveju yra netolygus ir gali būti dar vienas faktorius, lemiantis nestabilių impulsų formavimąsi.

1.6 Femtosekundinių sinchroniškai kaupiamų parametrinių šviesos generatorių ir parametrinių šviesos stiprintuvų palyginimas

Šiame skyrelyje pateikiamas trumpas femtosekundinių sinchroniškai kaupiamų parametrinių šviesos generatorių ir bėgančiosios bangos parametrinių šviesos stiprintuvų palyginimas. Pirmiausia reikia pabrėžti, kad parametriniai šviesos stiprintuvai, priešingai nei femtosekundiniai SKPŠG, yra kaupinami sustiprintais vidutinės arba didelės energijos impulsais. Daug lankstesnis ir kaupinimo impulsų pasikartojimo dažnis, kuris gali būti nuo kelių [90] iki kelių šimtų kilohercų [91]. Impulsų energija priklauso nuo

kaupinimo šaltinio ir pasirinktos parametrinio stiprintuvo konstrukcijos bei kinta nuo kelių μJ [92] iki keliolikos mJ [93]. Esant dar didesnėms kaupinimo impulsų energijoms, dažniausiai taikomas čirpuotų impulsų parametrinis stiprinimas [94]. Tačiau svarbiausia, jog šioms sistemoms nereikalingas rezonatorius, o pakankamas parametrinis stiprinimas užtikrinamas vos keleto perėjimų per netiesinę terpę metu [8]. Komerciniuose prietaisuose, taikant papildomus bangos ilgio keitimo mechanizmus kartu su parametriniu šviesos stiprinimu, galima pasiekti bangos ilgio keitimą itin plačiame spektriniame diapazone: nuo 0,2 iki 16 μm [95]. Dar vienas svarbus skirtumas – spinduliuotės užkrato šaltinis. Sinchroniškai kaupinamuose parametriniuose šviesos generatoriuose stiprinamas iš parametrinės fluorescencijos atsiradęs signalas. O parametriniuose šviesos stiprintuvuose užkrato spinduliuotei generuoti yra dvi galimybės: parametrinės superfluorescencijos signalas arba baltos šviesos kontinuumas. Naudojant parametrinės superfluorescencijos signalą, lengva pasiekti didelį stiprinimą bei aukštą užkrato signalo energiją. Tačiau šiuos privalumus atsveria didelis trūkumas – generuojamojo signalo fliktuacijos [96]. Dėl šių priežasčių dažniau naudojama baltos šviesos kontinuumo spinduliuotė. Baltos šviesos kontinuumas generuojamas aštriai fokusuojant intensyvią spinduliuotę į stiklo ar safyro plokštelę. Spinduliuotės spektras išplinta dėl pluošto fokusavimo, fazės moduliavimo ir kitų netiesinių reiškinių [97]. Kai užkrato signalo spektras platus, stiprinamos spinduliuotės bangos ilgis keičiamas valdant kristalo, kuriame vyksta parametrinis stiprinimas, posūkio kampą [98, 99]. Nelineariame parametriniame šviesos generatoriuje gali būti stiprinama itin plataus spektro spinduliuotė [100] arba stiprinamos spinduliuotės bangos ilgis derinamas keičiant laikinę sanklotą tarp kaupinimo ir laike išplėsto kontinuumo signalo [96]. Sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių išvadinės spinduliuotės bangos ilgio keitimas daug sudėtingesnis. Čia svarbios ne tik fazinio sinchronizmo sąlygos, bet ir rezonatoriaus ilgio išderinimas. Palyginus skirtingus parametrinius šviesos stiprintuvus ir generatorius, matome, kad bėgančiosios bangos parametriniai šviesos stiprintuvai išsiskiria paprastesne konstrukcija bei daugeliu kitų privalumų, o sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai užima išskirtinę nišą. Jie įgalina keisti ultratrumpųjų impulsų lazerių osciliatorių generuojamos spinduliuotės bangos ilgį, kai kaupinimo impulsų energija itin maža, o pasikartojimo dažnis didelis.

1.7 Dielektriniai veidrodžiai ir jų dispersinės savybės

Dielektriniai veidrodžiai yra specialiai suformuotos daugiasluoksnės optinės struktūros, išsiskiriančios tam tikromis spektrinėmis ir dispersinėmis charakteristikomis. Dažniausiai naudojami standartiniai aukšto atspindžio veidrodžiai, sudaryti iš dviejų skirtingo lūžio rodiklio medžiagų sluoksnių, kurių optinis storis yra Λ . Tokios struktūros vadinamos Brego veidrodžiais. Jų atspindžio koeficientas yra didžiausiais ties bangos ilgiu λ_B , kuris keturis kartus ilgesnis nei vieno dangos sluoksnio storis ($\lambda_B = 4\Lambda$). Šių veidrodžių atspindžio charakteristikas galima įvertinti taikant perdavimo matricos metodą [101, 102]. Atspindžio koeficientas ties Brego bangos ilgiu, kai pluoštas krenta statmenai, yra

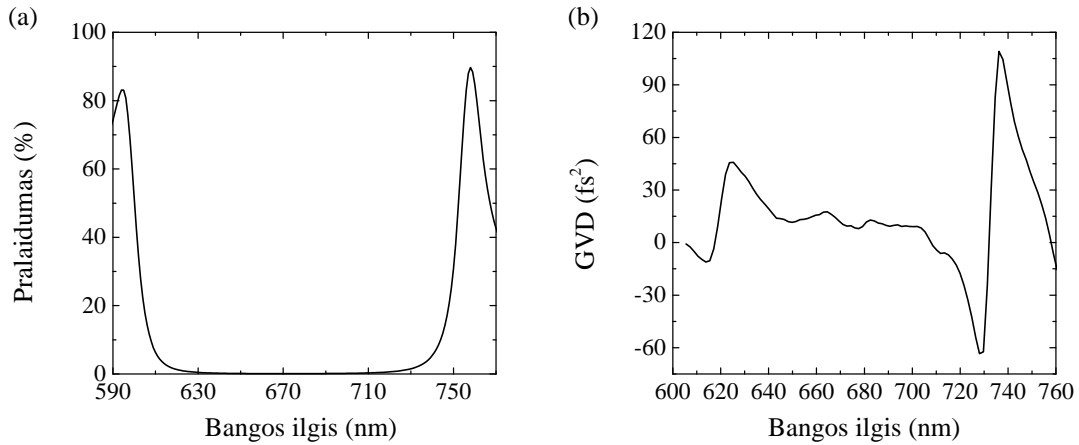
$$R = \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right)^2, \quad (1.16)$$

čia n_L ir n_H atitinkamai yra žemo ir aukšto lūžio rodiklio sluoksnių lūžio rodiklio vertės. Neatsižvelgiant į lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio, Brego veidrodžiai gerai atspindi dažnių diapazone

$$\Delta\omega = \omega_B \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right). \quad (1.17)$$

Matyti, jog Brego veidrodžių atspindžio diapazonas priklauso nuo jų gamyboje naudojamų medžiagų lūžio rodiklių santykio. Jei sugerties galima neįskaityti, atspindžio koeficientas artėja prie 100 % didinant sluoksnių skaičių. Svarbu pažymėti, jog tokių veidrodžių sukuriamas grupinis vėlinimas dažninėms komponentėms atspindžio srityje yra vienodas ir artimas nuliui. Grupinis vėlinimas pradeda sparčiai augti ties atspindžio diapazono kraštais. Tačiau šių veidrodžių grupinio vėlinimo dispersija yra lygi nuliui ties Brego bangos ilgiu, neigiama didesniems ir teigiama mažesniems bangos ilgiams nei Brego bangos ilgis [101]. Dėl tokių dispersinių charakteristikų Brego veidrodžiai gali būti naudojami dispersijos kompensavimui [103].

Didelio atspindžio koeficiento plačiajuosčiai veidrodžiai buvo gaminami garinant keletą Brego veidrodžių struktūrų, kurių atspindžio diapazonai dengia vienas kitą, ant vieno padėklo. Vis dėlto tokie veidrodžiai yra netinkami ultratrumpųjų impulsų generavimui ar taikymams, nes atspindėtos spinduliuotės fazės charakteristikos itin sudėtingos [104]. Ultratrumpųjų



1.1 pav. Eksperimentiškai išmatuoti: (a) Brego veidrodžio pralaidumas ir (b) grupinio vėlinimo dispersija.

impulsų lazeriuose dispersija įprastai buvo kompensuojama prizmių arba gardelių poromis. Esminė permaina įvyko 1994 m., kai R. Szipöcs pasiūlė čirpuotų veidrodžių idėją [24, 105]. Čirpuotose veidrodžiuose Brego bangos ilgis yra sistemingai keičiamas kiekvienam sluoksniui. Šių veidrodžių veikimo principą galima paaiškinti taip, jog norit kompensuoti teigiamą dispersiją, dėl kurios mėlynos impulso komponentės užvėlinamos raudonų komponentių atžvilgiu, reikia sukurti struktūrą, kurioje didesnio dažnio šviesa atsispindėtų paviršiuje, o mažesnio dažnio komponentės – giliai struktūros tūryje. Brego bangos ilgis nebūtinai turi būti keičiamas tiesiškai, tai leidžia kompensuoti aukštesniųjų eilių dispersiją. Kiek dispersijos gali kompensuoti tokie veidrodžiai, priklauso nuo šviesos optinių kelių ($l_{opt}(\omega)$) skirtumų dangoje. Paprastai kompensuojama nedidelė dispersija, apie 50–100 fs², ties 800 nm, todėl dažnai reikia keletu atspindžių nuo čirpuotų veidrodžių. Čirpuotos optinės dangos dizainas ne tik leido kurti norimų dispersinių charakteristikų veidrodžius, bet ir išplėtė diapazoną, kuriame veidrodžių atspindžio koeficientas yra didelis. Vis dėlto šviesos įsiskverbimo gylis nėra vienintelis efektas, lemiantis šių veidrodžių dispersines savybes. Daugia-kartiniai atspindžiai sluoksnių struktūroje bei sandūroje danga – oras lemia žymių grupinio vėlinimo osciliacijų atsiradimą [24, 105]. Dėl atspindžių atsiranda sateliniai impulsai, kurie lemia nuostolius, augančius su kiekvienu atspindžiu. Svarbu tai, jog augant grupinio vėlinimo osciliacijų amplitudei stiprėja susiformuojantys sateliniai impulsai [23], dėl to ant čirpuotos

struktūros gali būti garinama skaidrinanti danga nuostoliams sumažinti.

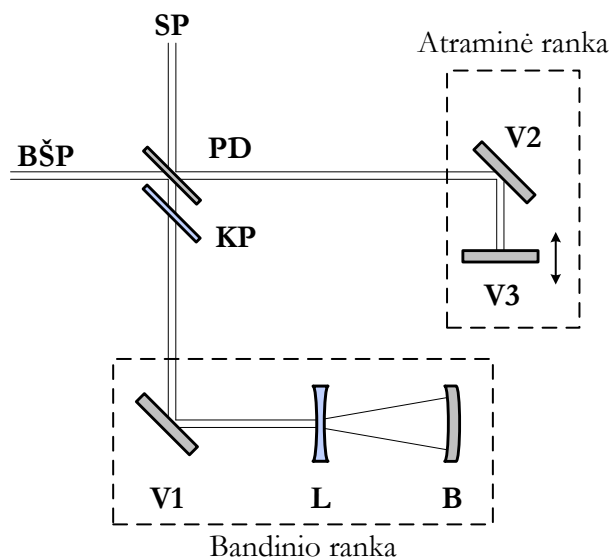
Supratus grupinio vėlinimo osciliacijų atsiradimo priežastį, pasiūlytas du kartus čirpuotų veidrodžių dizainas [106, 107]. Šie veidrodžiai sudaryti iš trijų pagrindinių dalių, kurių pirmoji – skaidrinanti danga. Skaidrinanti danga panaikina didžiąją dalį grupinio vėlinimo osciliacijų. Toliau link padėklo seka nedidelė dalis dangos sluoksnių, kurių paskirtis išvengti interferometrinių osciliacijų. Tai dvigubo čirpavimo sritis. Trečioji ir arčiausiai optinio padėklo esanti dangos sluoksnių dalis yra paprastai čirpuota ir skirta dispersijai kompensuoti. Du kartus čirpuotų veidrodžių veikimo sritis yra ribojama skaidrinančios dangos. Jau minėta, kad praktiškai sunku užgarinti plačiajuostę dangą, kurios atspindžio koeficientas būtų minimalus. Iš labai besiskiriančio lūžio rodiklio medžiagų, pavyzdžiui: SiO_2 ir TiO_2 , suformuota skaidrinanti danga turės minimalų $\sim 10^{-4}$ atspindį maždaug 250 nm srityje [23, 108]. Išplėtus skaidrinančios dangos diapazoną, neišvengiamai išauga GV ir GVD osciliacijos. Susiduriama su dar viena problema – įprastai šiose dangose yra keletas sluoksnių, kurių storis apie 10 μm arba mažiau. Gamybos metu galima šių sluoksnių paklaida tesiekia 0,2 μm , ir tai kelia didelius reikalavimus gamybos proceso kontrolei. Tai nevieninteliai metodai, kurie leidžia gaminti plataus atspindžio diapazono čirpuotus veidrodžius. Galimi BASIC konstrukcijos [109], pakreipto fronto [110], Briusterio kampo [26], suderintų dispersijos osciliacijų [27] ir skirtingo veikimo kampo [111] dispersiniai veidrodžiai. Šiame darbe dauguma pristatomų eksperimentų atliekami naudojant suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poras. Šie veidrodžiai plačiau aprašyti 2 skyriuje.

Svarbu paminėti čirpuotų veidrodžių GVD charakteristikų jautrumą garinimo proceso paklaidoms. Čirpuotų veidrodžių idėja lemia, kad jų atskirų sluoksnių storiai nevienodi. Tad ir GVD charakteristikos yra jautresios sluoksnių storio pokyčiui ar optinių konstantų netikslumui. Garinimo procesų kontrolei užtikrinti taikomi optiniai metodai. Stebint per bandinį perėjusios ar atsispindėjusios šviesos intensyvumo arba fazės pokyčius, galima pasiekti kelių nanometrų tikslumą. Plačiajuostis optinis monitoringas leidžia pagerinti proceso tikslumą, bet reikiamo optinio sluoksnio storio neužtikrina [112]. Taigi dažniausiai užgarintų veidrodžių dispersinės charakteristikos neatitinka suprojektuotųjų.

1.8 Veidrodžių dispersinių charakteristikų matavimas

Siekiant ištirti skirtingų optinių elementų įnešamos dispersijos įtaką synchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui, būtina tiksliai įvertinti kiekvieno elemento savybes. Tai ypač svarbu dielektriniam veidrodžiams, kurių dispersinių charakteristikų priklausomybė nuo bangos ilgio kartais yra sudėtinga. Šiems matavimams buvo naudotas baltos šviesos interferometras, kurio principinė schema pavaizduota 1.2 paveiksle. Halogeninės lempos šviesa šviesolaidžiu nukreipiama į objektyvą. Taip suformuojamas kolimuotas baltos šviesos pluoštas, kuris nukreipiamas į Maikelsone interferometrą. Atsižvelgiant į netolygų halogeninės lempos spektrinį intensyvumą, optiniais filtrais išrenkama dominančio spektro diapazono spinduliuotė. Baltos šviesos pluoštas dalijamas į dvi atšakas pluošto dalikliu PD. Nuo pluošto daliklio atsispindėjusi šviesa yra nukreipiama į bandinio atšaką. Šioje atšakoje įstatyta kompensuojanti plokštelė KP, kurios paskirtis suvienodinti pluošto daliklio įneštą dispersiją į skirtingas interferometro atšakas. Veidrodžiu V1 baltos šviesos pluoštas nukreipiamas į tiriamąjį veidrodį. Jei tiriamos meniskinio veidrodžio dielektrinės dangos dispersinės charakteristikos, pluošto kelyje statomas neigiamo židinio nuotolio neskaidrintas lydyto kvarco lęšis L, kuris kompensuoja pluošto fokusavimąsi dėl atspindžio nuo meniskinio veidrodžio. Jei tiriamas veidrodis yra plokščias, šis lęšis išimamas iš interferometro bandinio atšakos. Daliklį perėjęs pluoštas veidrodžiu V2 nukreipiamas į ant motorizuoto poslinkio stalelio įtvirtintą veidrodį V3. Nuo tiriamojo ir V3 veidrodžių atsispindėjusi spinduliuotė grįžta ir jei interferometro atšakų ilgiai yra vienodi, spektrometro SP įėjime stebimas interferencinis vaizdas.

Eksperimento metu interferometro rankų ilgiai išderinami. Tolygiai viena kryptimi slenkant ant motorizuoto poslinkio stalelio įtvirtintą veidrodį, užrašoma kiekvieno bangos ilgio, išskiriamo spektrometru, intensyvumo priklausomybė nuo optinių kelių skirtumo. Matavimams naudotas spektrometras *AvaSpec-2048* (gamintojas – *Avantes*) ir poslinkio stalelis (*8MT173-25-DCE, Standa Ltd*). Tiriamojo veidrodžio dispersinės charakteristikos atstatomos remiantis tiesiogine interferogramų analize. Kiekvieno matavimo metu surenkamas didelis duomenų kiekis, todėl analizei paspartinti užregistruotos interferogramos vidurkinamos bangos ilgio atžvilgiu. Tokio vidurkinimo metu dėl moduliacijos dažnių skirtumo, suvidurkintos inter-

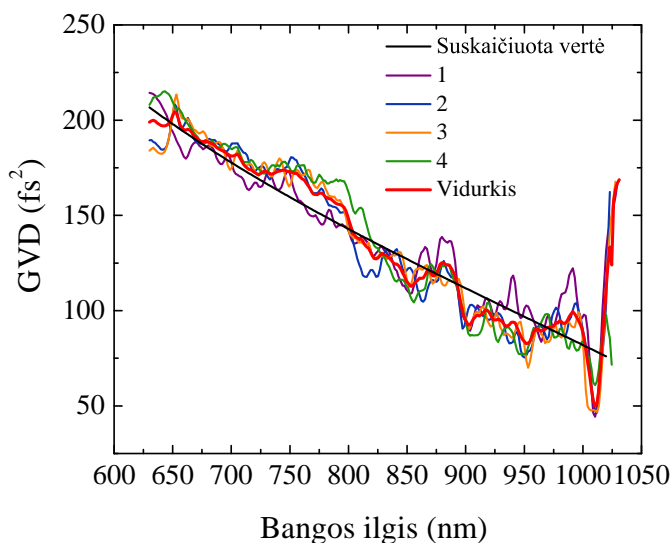


1.2 pav. Eksperimentinė baltos šviesos interferometro schema: BŠP – baltos šviesos pluoštas, PD – pluošto daliklis, KP – kompensuojanti plokštelė, V – metaliniai veidrodžiai ir SP – spektrometras, L – lydyto kvarco lęšis, B – tiriamasis veidrodis.

ferogramos amplitudė ir plotis sumažėja. Tinkamai parinkus vidurkinamų interferogramų skaičių, signalo–triukšmo santykis išlieka beveik nepakitęs. Toliau suvidurkintos interferogramos pakeliamos kvadratu ir yra leidžiamos per eksponentinį filtrą. Filtravimas panaikina optinio dažnio osciliacijas ir gautoji intensyvumo funkcija įgauna aiškiają maksimumo padėtį. Tokiu būdu randama intensyvumo kvadrato priklausomybė nuo laiko, kuri yra aproksimuojama Gauso funkcija. Iš šios aproksimacijos randama didžiausia vertė ir ją atitinkantis vėlinimas. Šią procedūrą atlikus kiekvienai spektrinei komponentei, randama grupinio vėlinimo τ priklausomybę nuo bangos ilgio. Diferencijuojant šią priklausomybę randama tiriamojo veidrodžio grupinio vėlinimo dispersija. Deja, gautos kreivės tiesiogiai negalima diferencijuoti, nes veidrodžio grupinio vėlinimo dispersijos kreivė būtų per daug triukšminga. Diferencijuojama taikant slenkančiojo lango vidurkinimo metodą – vidurkinama bangos ilgių skalėje, o vėlinimo vertės lango ribose aproksimuojamos tiesės. Tiesės krypties koeficientą padauginus iš atitinkamo daugiklio, randama grupinio vėlinimo dispersija:

$$GVD = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\tau}{d\lambda}, \quad (1.18)$$

čia $d\tau/d\lambda = k$, k – aproksimuojamos tiesės krypties koeficientas. Svarbu



1.3 pav. Eksperimentiškai išmatuota neigiamo židinio nuotolio lęšio, naudoto meniskinių veidrodžių matavimuose, grupinio vėlinimo dispersija.

pabrėžti, kad eksperimentiškai nustatyti, kada abiejų interferometro atšakų optiniai kelių ilgiai vienodi, yra sunku, todėl atstatoma grupinio vėlinimo vertė visada būna pasislinkusi. Tačiau atstatant grupinio vėlinimo dispersiją svarbus tik grupinio vėlinimo priklausomybės nuo bangos ilgio kreivės polinkis, tad apskaičiuota GVD vertė yra teisinga, jei atsižvelgiama į matavimo tikslumą ir vidurkinimo įnešamas paklaidas. Vis dėlto šiame darbe svarbesnės bendros naudotų veidrodžių dispersinės charakteristikos, t. y. grupinio vėlinimo dispersijos kreivės osciliacijos, nei tikslios GVD vertės.

Matuojant meniskinių veidrodžių dispersiją, bandinio atšakoje buvo įstatytas sklaidantysis lęšis. Šio lęšio indėlis į bendrą atšakos dispersiją buvo panaikintas tiesiog atėmus jo GVD vertes skirtingiems bangos ilgiams iš išskaičiuotų matuojant meniskinių veidrodžių dispersiją. Lęšio dispersija buvo įvertinta vietoje tiriamojo veidrodžio įstačius meniskinį veidrodį su metalo danga. Taip pat šio lęšio paviršių profilis buvo išmatuotas optiniu profilometru. Įvertinus vidutinį šviesos kelią medžiagoje, apskaičiuota jo sukuriama grupinio vėlinimo dispersija. Eksperimentiškai išmatuota lęšio grupinio vėlinimo dispersija pateikta 1.3 paveiksle. Matavimai kartoti keturis kartus. Taip pat pateiktas šių matavimų vidurkis ir remiantis lęšio paviršių profilių matavimais apskaičiuota GVD vertė. Matyti, jog matavimų vertės yra artimos apskaičiuotosioms, o nukrypimą virš 1000 nm

nulemia mažas halogeninės lempos šviesos intensyvumas šioje srityje bei spektrometro veikimo ribos. Tokia pati tendencija galioja ir dielektrinių veidrodžių dispersijos matavimams.

1.9 Sinchroniškai kaupinamų femtosekundinių parametrinių šviesos generatorių taikymai

Plačioje spektro srityje tolygiai keičiamo bangos ilgio koherentiniai spinduliuotės šaltiniai yra itin patrauklūs įvairiems moksliniams tyrimams. Tokiose srityse, kaip kad spektroskopija ar netiesinė mikroskopija, reikalingi ne tik ultratrumpieji, bet ir didelio pasikartojimo dažnio impulsai. Šiuos reikalavimus atitinka femtosekundinius impulsus generuojantys sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai. Vis dėlto šiuo metu patraukliausios taikymo sritys apima netiesinį vaizdinimą bei dažninių šukų generavimą.

Įvairios netiesinės mikroskopijos atmainos sukūrė proveržį biologinių audinių vaizdinime. Pirmasis netiesinis mikroskopas, kuris remiasi antrosios optinės harmonikos generacija, pademonstruotas dar 1974 m. [113]. Proveržis šioje srityje prasidėjo po to, kai 1990 m. W. Denk pademonstravo mikroskopą, kurio veikimas pagrįstas vienalaikė dviejų fotonų sugertimi [114]. Ši publikacija paskelbta kietakūnių femtosekundinių lazerių vystymosi pradžioje, todėl greitai atsirado virtinė dvifotonės mikroskopijos variacijų: trifotonė mikroskopija [115, 116], antrosios [117, 118] ir trečiosios optinės harmonikos [119, 120] generacijos mikroskopijos ir pan. Geram netiesinio vaizdinimo efektyvumui pasiekti būtina užtikrinti žadinimą spektriškai ribotu impulsu, sufokusuotu iki difrakciškai ribotų matmenų. Svarbu pabrėžti, kad spektriškai ribotas impulsas turi būti ne koherentinio šviesos šaltinio išėjime, o žadinamame bandinio taške [121, 122]. Šiai sąlygai užtikrinti naudojamos išorinės sistemos (prizmių poros, dispersiją kompensuojantys veidrodžiai, impulso pavidalą formuojanti optika ar pan.) galinčios kompensuoti mikroskopo optinės sistemos įnešamą dispersiją. Šiuo metu netiesiniam vaizdinimui naudojami impulsai, kurių trukmė itin maža, tai yra ~ 10 fs [123]. Vis dėlto itin platus tokių impulsų spektras kelia aukštus reikalavimus achromatinei optikai, naudojamai netiesinio vaizdinimo mikroskopuose, todėl dažnai pasirenkami ~ 100 fs trukmės derinamojo bangos ilgio impulsus [122]. Daugiafotonei mikroskopijai dažniausiai naudojama spin-

duliuotė, kurios bangos ilgis didesnis nei 700 nm [122], ir kuri savo ruožtu yra mažiau žalinga biologiniams audiniams ir dėl mažesnės sklaidos leidžia pasiekti gilesnius sluoksnius. Viršutinę bangos ilgio ribą lemia spinduliuotės sugertis audinyje. Pavyzdžiui, nerviniams audiniams vaizdinti naudojama spinduliuotė, kurios bangos ilgis siekia iki 1300 nm [124]. Norit padidinti vaizdinimo gylį, naudojami vis galingesni koherentinės spinduliuotės šaltiniai [125], tačiau ši metodą riboja biologinių audinių pažeida ar bandinio paviršinių sluoksnių fluorescencija [126]. Pavyzdžiui, vaizdinant gyvas pelės smegenų ląsteles, spinduliuotės energija dėl fluorescencijos už pluošto židinio ribų buvo apribota iki ~ 225 nJ [127]. Svarbiausia, kad parametriniai šviesos generatoriai leidžia pasirinkti tinkamiausią bangos ilgį, pataikant į audinių skaidrumo langą, o didelis impulsų pasikartojimo dažnis esant net sąlygiškai mažai impulso energijai užtikrina spartų vaizdinimą [128]. Kartu naudojant ultratrumpuosius impulsus generuojantį lazerinį šaltinį ir juo kaupinamą parametrinį šviesos generatorių, bandinį galima žadinti keleto skirtingų bangos ilgių spinduliuote. Taip vienu metu sužadunami keli skirtingi procesai. Pavyzdžiu, H. Chen su kolegomis pademonstravo mikroskopą galintį registruoti antrosios ir trečiosios optinių harmonikų bei anti-Stokso Ramano sklaidos signalus [129]. Aptartosios savybės ar reikalavimai – bangos ilgio derinimas, impulso trukmė ir pasikartojimo dažnis bei spinduliuotės galia, parodo, kokie patrauklūs yra ultratrumpuosius impulsus generuojantys sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai kaip žadinimo šaltiniai netiesinei mikroskopijai.

Vienas pagrindinių femtosekundinių sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių taikymų yra dažninių šukų generavimas [130]. Dažninės šukos taikomos įvairiose metrologijos srityse, nes leidžia itin tiksliai nustatyti optinį dažnį. Jų atsiradimas lėmė proveržį atominių laikrodžių technologijoje, leido minimizuoti eksperimentines sistemas. Dažninių šukų technologija itin patraukli astronomijoje, nes galima tiksliai nustatyti spinduliuotės Doplerio poslinkį. Ir tai tik keletas galimų taikymų. Dažninės šukos paprastai generuojamos infraraudonojoje spektro srityje. Šiame darbe nagrinėjami SKPŠG veikia regimojoje ir artimojoje spektro srityje, tad dažninių šukų savybės aptarsime labai glaustai. Matematiškai paprasčiau atveju optinį impulsą galima užrašyti taip

$$E(t) = A(t) \cos(\omega_{ce}t + \phi_{ce}), \quad (1.19)$$

čia $A(t)$ yra funkcija, aprašanti lėtai kintančią intensyvumo gaubtinę, ω_c – nešantysis dažnis, o ϕ_{ce} – gaubtinės fazinis poslinkis. Šią išraišką reiktų suprasti taip: po kontūru, kurio pavidalą nusako gaubtinės funkcija, stebime greitai kintančius nešančiojo dažnio elektrinio lauko svyravimus. Gaubtinės fazinis poslinkis yra nusakomas fazės skirtumu tarp impulso intensyvumo gaubtinės viršūnės ir nešančiojo dažnio bangos artimiausios viršūnės. O identiškų impulsų vora dažnių plotmėje formuoja atskiras linijas – dažnines šukas, kurių elementai atskirti atstumu, lygiu impulsų pasikartojimo dažniui f_{rep} . Synchronizuotų modų lazerio arba sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriuje osciliuojantys impulsai įgauna gaubtinės fazinį poslinkį. Jis atsiranda dėl skirtingų grupinių ir fazinių greičių, vykstančių rezonatoriuje netiesinių procesų. Dviem gretimais impulsams, atskirtiems laike per $T = 1/f_{rep}$, atsiradęs fazės pokytis $\Delta\phi_{ce}$, lemia poslinkį dažnių plotmėje:

$$f_{ce} = \frac{1}{2\pi} \Delta\phi_{ce} f_{rep}. \quad (1.20)$$

O optiniai dažniai ties kuriais stebimos dažninių šukų dedamosios, yra

$$f(n) = n f_{rep} + f_{ce}, \quad (1.21)$$

čia n – didelis sveikasis skaičius. Akivaizdu, kad poslinkis dažninėse šukose yra susietas su gretimų impulsų gaubtinės faziniu poslinkiu.

Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriaus ilgio pokytis taip pat įneša impulso gaubtinės fazinį poslinkį [131]. SKPŠG rezonatoriaus vieno apėjimo metu signalinio impulso centrinio bangos dažnio fazė, pakeitus rezonatoriaus ilgį, pasikeičia per dydį $\Delta\phi = k\Delta l$. Impulso gaubtinei nekintant, gaubtinės fazinis poslinkis įgyja 2π pokytį, jei rezonatoriaus ilgis pakeičiamas per $\Delta l = \lambda$. Dėl to stebimas f_{ce} pokytis, kuris lygus f_{rep} . Šį sąryšį galime perrašyti taip [131]:

$$\frac{\Delta f_{ce}}{\Delta l} = \frac{f_{rep}}{\lambda}. \quad (1.22)$$

Akivaizdu, jog sudarius sąlygas kontroliuoti SKPŠG rezonatoriaus ilgį tiksliau nei osciliuojančiosios bangos ilgis, galima valdyti impulso gaubtinės fazinį poslinkį.

1.10 Sinchroniškai kaupinamo femtosekundinio parametrinio šviesos generatoriaus modeliavimas

Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai skaitmeniškai analizuojami sprendžiant surištųjų bangų amplitudžių lygtis. Monochromatinių bangų artinys taikomas ir ultratrumpųjų impulsų atveju [132, 133]. Norit skaitmeniškai aprašyti sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus veikimą, reikia atsižvelgti ne tik į ultratrumpų impulsų sąveiką netiesiniame kristale, bet ir rezonatoriaus įtaką. Sprendžiant netiesinę bangų sklaidimo lygtį, pritaikytą netiesinei sąveikai, dažnių plotmėje, pasiektas itin geras eksperimentinių ir skaitmeninių tyrimų atitikimas [132]. Toks modelis sėkmingai leidžia nustatyti SKPŠG efektyvumo bei impulsų spektro formos priklausomybę nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo, spektro plitimą dėl fazės moduliavimosi, impulso trukmę, netiesinio kristalo ilgio, nuostolių, rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos bei kaupinimo spinduliuotės galios įtaką. Kai generuojamos spinduliuotės spektras itin platus arba vyksta pakopiniai netiesiniai procesai, monochromatinių bangų artinys tampa nebetinkamas. Šiuo atveju pritaikytas netiesinės gaubtinės lygties [134] sprendimas sinchroninio kaupinimo atveju [135]. Pademonstruota generuojamos spinduliuotės spektro evoliucija vienbangio rezonatoriaus atveju, spektro srityje nuo 600 iki 3400 nm. Apskaičiuotas šalutinės bangos spinduliuotės intensyvumas gana tiksliai atitinka įvertintą eksperimentiškai.

Tiriant įvairias sukonstruotų sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių spinduliuotės savybes, remtasi ne vien eksperimentinių tyrimų rezultatais, bet ir skaitmeniniu modeliavimu. Darbo metu pritaikytas skaitmeninis modelis remiasi (1.3)–(1.5) lygčių sprendimu, papildomai įskaitant narius, kurie aprašo grupinių greičių dispersiją bei netiesinį lūžio rodiklį. Lygčių sprendimui taikomas Furjė analizės metodas (*angl. split-step Fourier method*), kai lygtys sprendžiamos nedideliais žingsniais, jų tiesinius ir netiesinius narius analizuojant atskirai. Elektrinis laukas $E_i(t, z + \Delta z)$ yra įvertinamas remiantis $E_i(t, z)$ lauko forma, integruojant minėtas lygtis be netiesinių narių. Bangos sklaidimo kryptis kristale nusakoma lygtimi:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \nu_{i3} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2} k_i'' \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_i(t, z) = 0. \quad (1.23)$$

Šiai lygčiai atlikus Furjė transformaciją, ji dažnių plotmėje ji yra tokio pavidalo:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - i\Delta\omega\nu_{i3} + \frac{i}{2}k_i''\Delta\omega^2 \right] S_i(\Delta\omega, z) = 0, \quad (1.24)$$

čia $S_i(\Delta\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E_i(t, z) \exp(i\Delta\omega t) dt$, $\Delta\omega$ – nešančiojo dažnio pokytis, ν_{i3} – grupinių greičių nederinimas, k_i'' – bangos vektoriaus išvestinė, o $i = 1, 2, 3$ atitinkamai žymi signalinę, šalutinę ir kaupinimo bangas. Tiesinis sklidimas atitinka kiekvienos monochromatinės bangos fazės pokytį, taigi yra atliekama transformacija į $(\Delta\omega, z)$ erdvę. Tada yra pridedamas papildomas fazės postūmis bei vėl atliekama transformacija į (t, z) erdvę. Rungės–Kuto metodas taikomas netiesinei sąveikai aprašyti, tik neįskaitomas grupinių greičių nederinimo narys. Rezonatoriuje osciliuojantis pluoštas patiria dispersinį plitimą bei vėlinimą kaupinimo impulso atžvilgiu. Dispersinis plitimas ir laikinis vėlinimas dažnių erdvėje aprašomas lygtimi:

$$S_1(\Delta\omega, z) = S_{10}(\Delta\omega, z) \exp\left(i\Delta\omega\tau + \frac{i}{2}g_1\Delta\omega^2\right). \quad (1.25)$$

čia g_1 yra suminė grupinio vėlinimo dispersija vieno rezonatoriaus apėjimo metu ties centriniu signalinės bangos ilgiu, τ – grupinis vėlinimas kaupinimo impulso atžvilgiu. Skaitmeninio modeliavimo metu stebima impulso evoliucija nuo pradinių sąlygų tol, kol priklausomai nuo fazinio sinchronizmo, kaupinimo bei rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos pasiekiamas nuostovus arba osciliuojantis veikimas. Spinduliuotė užauga iš plataus spektro vienetinės amplitudės signalo, kurio kiekvienos komponentės fazė yra atsitiktinė.

Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poromis veikimo tyrimas

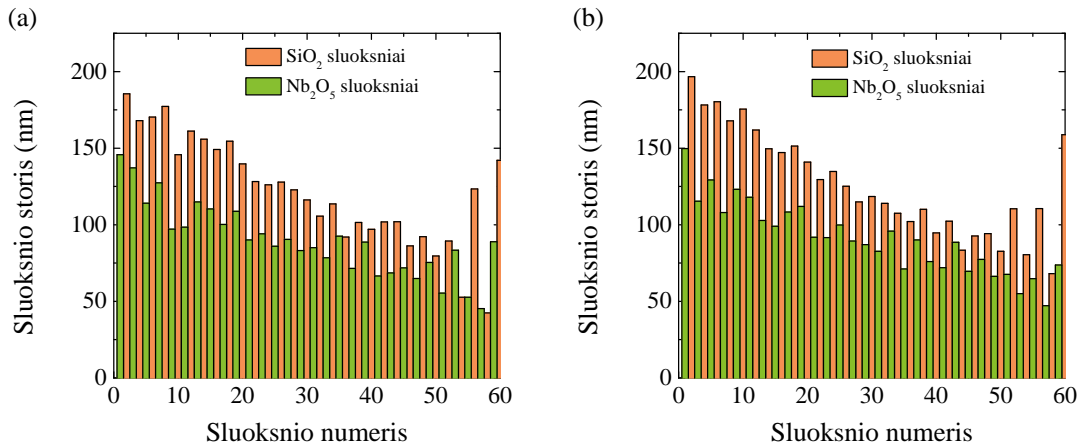
Viena pagrindinių sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių plėtros kryptį yra jų generuojamos spinduliuotės bangos ilgio derinimo diapazono plėtimas [19]. Pagrindinis trikdys šiai problemai spręsti – tinkamų spektrinių ir dispersinių charakteristikų veidrodžių parinkimas bei gamyba. Čirpuoti veidrodžiai sėkmingai naudojami SKPŠG rezonatorių konstravimui, tačiau dažnai apsiribojama siaura spektro sritimi ir daroma prielaida, jog tinkamai parinkus rezonatoriaus veidrodžius derinimo sritį galima išplėsti. Plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai dažniausiai naudojami itin plataus spektro impulsų spūdai. Jų atspindžio diapazonas gali apimti visą signalinės ar net dalį šalutinės bangos dažnių diapazoną. Tokių veidrodžių projektavimo ir gamybos technologijoms plėtoti skiriama daug dėmesio, sukaupta nemažai patirties. Tad neabejotinai kyla noras išbandyti tokius veidrodžius konstruojant SKPŠG rezonatorių. Sėkmingai spaudžiami trumpesni nei 5 fs trukmės impulsai, net jei GVD osciliacijos siekia šimtus kvadratinių femtosekundžių [136]. Reiktų paminėti, jog plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių GV ir GVD charakteristikos dažnai nukrypsta nuo suprojektuotų verčių [22, 137]. Eksperimentiškai pademonstruotas ne-kolinearus sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos generatorius su dvigubai čirpuotais veidrodžiais [45]. Taip pat pademonstruotas kolinearus SKPŠG, derinamas 688–1057 nm srityje [138]. Šio SKPŠG rezonatoriaus veidrodžių dispersija optimizuota, bet detalesnė informacija apie GV ar

GVD charakteristikas nepateikta. Minėta, jog plataus spektro čirpuotiems veidrodžiams gaminti taikomi ir kiti metodai, tokie antai: BASIC konstrukcijos, suderintų dispersijos osciliacijų, skirtingo kritimo kampo veidrodžių poros, Briusterio kampo veidrodžiai.

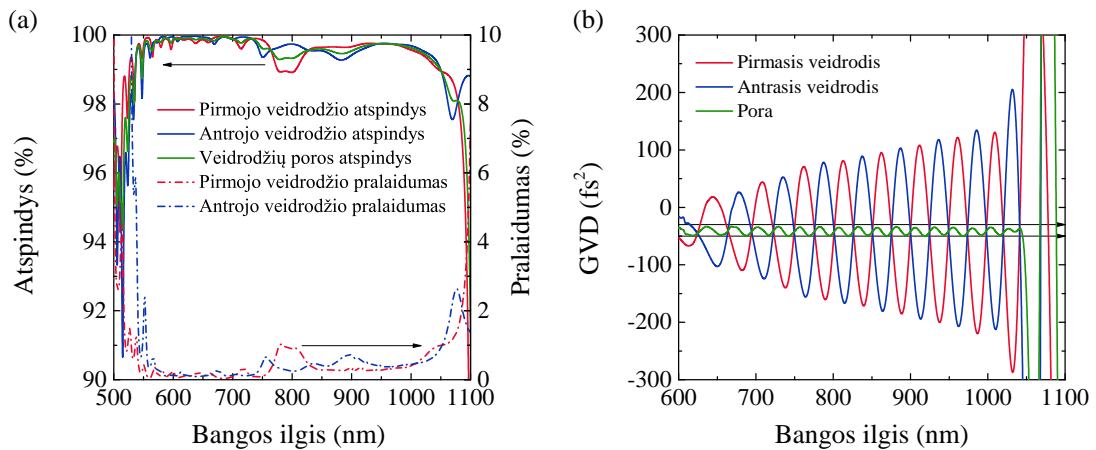
Šiame skyriuje aptariamas sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poromis veikimas. Akcentuojama šių veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos įtaka signalinės spinduliuotės derinimo diapazonui bei vienalaikiai keleto bangos ilgių generacijai. Atkreipiamas dėmesys ir į energetines SKPŠG charakteristikas. Mūsų žiniomis, tai pirmasis SKPŠG, kurio rezonatoriaus konstrukcijai naudotos suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros.

2.1 Naudojamų veidrodžių dispersinės ir spektrinės charakteristikos

Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriui konstruoti buvo pasirinktas suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių porų metodas. Dielektrinių dangų dizainas suprojektuotas, optimizuotas ir veidrodžiai užgarinti Fizinių ir technologijos mokslų centro Optinių dangų laboratorijoje. Suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių porų metodas remiasi idėja, jog vienu metu yra projektuojami du skirtingi veidrodžiai, atsižvelgiant į jų poros charakteristikas. Šių veidrodžių dangų garinimui reikalingi du aukštos kontrolės dengimo procesai. Mūsų naudotiems veidrodžiams pasirinktos niobio oksido (Nb_2O_5) ir silicio oksido (SiO_2) medžiagos. Šių medžiagų sluoksnių storis mažėjo tiesiškai pirminiame dangos dizaino variante. O ploniausio ir storiausio sluoksnių storių vertės pasirinktos pagal atspindžio koeficiento spektrą, t. y. renkantis storesnį pirmąjį sluoksnį ir plonesnį paskutinį sluoksnį ir išlaikant sluoksnių storio kitimo priklausomybę, platėja aukšto atspindžio juosta. Vis dėlto sumažėja vidutinis atspindžio koeficientas šioje juostoje. Projektuojant veidrodžių porą, antrojo veidrodžio dangos dizainas pirmojo atžvilgiu pakeičiamas didinant kiekvieno sluoksnio storį taip, kad GVD osciliacijų spektras pasislinktų per pusę periodo. Vėliau veidrodžių poros dangų dizainas optimizuotas keičiant paskutinių sluoksnių storius. Šie sluoksniai itin svarbūs, nes nuo jų priklauso atspindys riboje danga – oras. Taip pat jų indėlis į GVD oscilacijas yra didesnis nei gilesnių sluoksnių. Tolesnis veidrodžių poros optimizavimas



2.1 pav. Suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros (a) pirmojo ir (b) antrojo veidrodžių dangų dizainas.



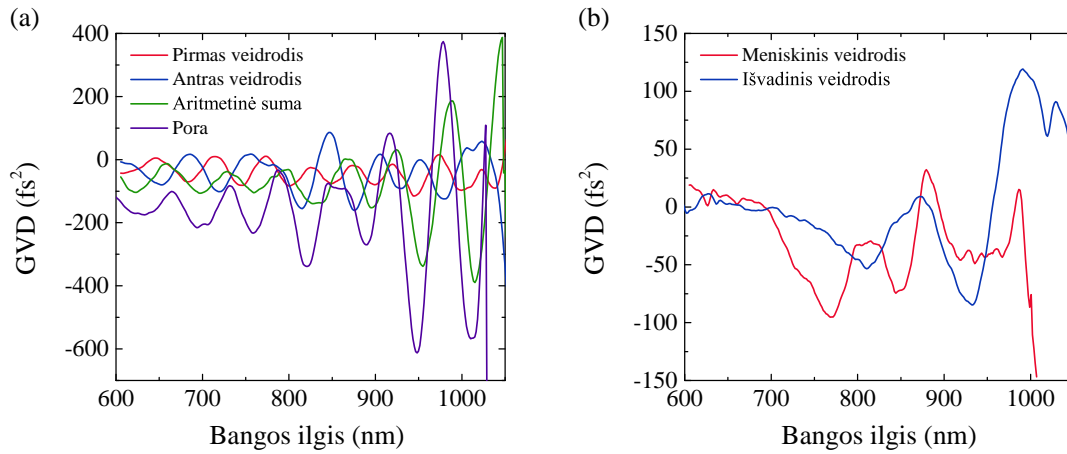
2.2 pav. (a) Suprojektuotų veidrodžių teoriniai atspindžio koeficientai (iš-tisinės linijos) ir spektrometru išmatuotos pralaidumo vertės (trū-kios linijos). (b) Pavienių veidrodžių ir jų poros grupinio vėlinimo dispersija. Juodos tiesės rodo taikinio vertes.

buvo atliekamas lokalis optimizacijos algoritmu tolydžiai mažinant GVD vertes porai bei atskiriems veidrodžiams. Ši procedūra kiekvienos optimizacijos etapo metu nežymiai pakeičia pradinę veidrodžių dangos struktūrą. Suprojektuotų veidrodžių dangų struktūros pavaizduotos 2.1 paveiksle, o atspindžio ir GVD spektrinės charakteristikos pateiktos 2.2 paveiksle. Paveikslo Čia (a) dalyje taip pat pavaizduotos spektrofotometru (*UVProbe*, *Shimadzu*) išmatuotos veidrodžių pralaidumo kreivės.

Optimizuotos veidrodžių poros grupinio vėlinimo dispersijos oscilacijų amplitudė neviršija $\pm 10 \text{ fs}^2$, o atspindžio koeficientas yra didesnis nei 99 %. Suprojektuotos poros GVD vertės svyruoja nuo -50 fs^2 iki -30 fs^2

ir išlieka pastovios dominančiame spektro diapazone nuo 600 iki 1050 nm, nors pavienių veidrodžių GVD osciliacijos yra didelės ir išauga infraraudojoje spektro srityje. Veidrodžių porai garinti pasirinkta jonapluoščio dulkinimo technologija. Garinimo metu neišvengta paklaidų. 1600–2000 nm srityje stebėtas pasislinkimas tarp eksperimentiškai išmatuoto ir optimizuotos dangos pralaidumo spektrų. Osciliacijos 1600–2000 nm srityje poslinkis viena kitos atžvilgiu. Garinimo paklaidų įtaka dar labiau atsiskleidžia išmatuotose veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos spektruose (žr. 2.3 pav.). Pavienių veidrodžių GVD buvo matuota veidrodį įstatant baltos šviesos interferometro bandinio atšakos gale, todėl išmatuotos GVD vertės atitinka dispersiją, kurią patiria spinduliuotė atsispindėjusi vieną kartą. Išmatavus kiekvieno veidrodžio GVD ir ją susumavus matyti, kad bendra abiejų veidrodžių įnešama dispersija yra neigiama spektro srityje nuo 600 iki ~900 nm. Eksperimentiškai išmatuota veidrodžių GVD osciliacijų amplitudė yra didesnė negu suprojektuota. Toliau į infraraudonąją spektro sritį, veidrodžių GVD spektro osciliacijų amplitudė išauga ir pasislenka viena kitos atžvilgiu. Dėl šios priežasties suminės GVD osciliacijos labai išauga ir svyruoja nuo -400 fs^2 iki 400 fs^2 . Matuojant čirpuotų veidrodžių poros grupinio vėlinimo dispersiją, šie veidrodžiai buvo statomi taip, kad atspindėtų baltos šviesos pluoštą kampais, artimais pluošto kritimo kampams parametriniame šviesos generatoriuje (žr. 2.4 pav.). Taip baltos šviesos interferometro bandinio atšaka buvo sulankstyta, o jos gale įstatytas sidabrinis veidrodis. Pluoštas nuo kiekvieno veidrodžio atsispindi du kartus, o išmatuotos GVD vertės atitinka signalinės bangos patiriamą dispersiją SKPŠG rezonatoriuje.

Femtosekundiam parametriniam šviesos generatoriui konstruoti panaudotos dvi suderintų čirpuotų veidrodžių poros. Be šių veidrodžių, naudoti dar du meniskiniai ir plokščias išvadinis veidrodis, kurio atspindžio koeficientas yra apie 93 %. Veidrodžių GVD spektrai pateikti 2.3 (b) paveiksle. Meniskiniai veidrodžiai išgaubtoje pusėje dengti skaidrinčia danga kaupinimo ($\sim 513 \text{ nm}$) spinduliuotei, o įgaubtojoje pusėje padengti dielektrine danga, gerai atspindinčia 630–1030 nm srityje, išlaikant aukštą pralaidumą kaupinimo spinduliuotei. Matyti, jog meniskinių ir plokščio veidrodžių GVD yra neigiama beveik visoje 670–1000 nm srityje, išskyrus spektro dalį nuo 865 iki 888 nm. Vis dėlto GVD vertės kinta nemonotoniškai ir turi aiškiai išreikštus minimumus bei maksimumus.

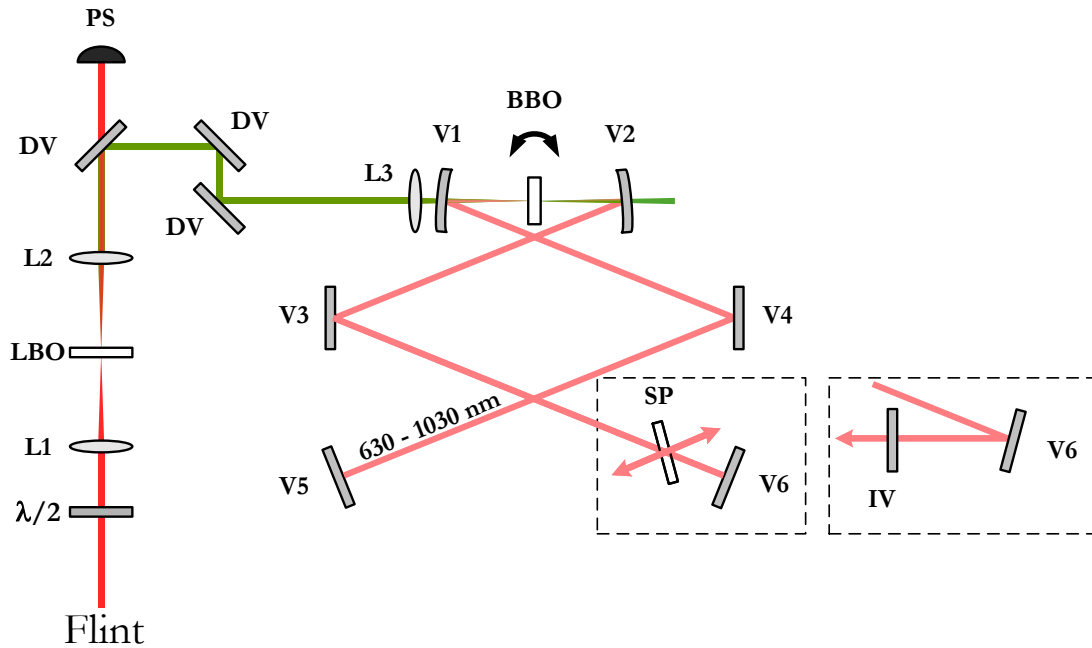


2.3 pav. (a) Eksperimentiškai išmatuoti pirmojo ir antrojo veidrodžių GVD spektrai, kai baltos šviesos pluoštas į veidrodžius krenta 0° kampu. Žalia linija vaizduoja šių veidrodžių įnešamos GVD sumą. Veidrodžių poros GVD, kai baltos šviesos pluoštas krinta $\sim 9^\circ$ kampu ir nuo kiekvieno veidrodžio atsispindi du kartus (violetinė linija). (b) Meniskinio ir išvadinio veidrodžių GVD spektrai.

2.2 SKPŠG eksperimentinė schema

Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poromis eksperimentinė schema pateikta 2.4 paveiksle. Sistemą galima suskirstyti į dvi dalis. Pirmojoje generuojamas, kolimuojamas ir išfiltruojamas kaupinimo spinduliuotės pluoštas. Antrąją eksperimentinės sistemos dalį sudaro tiesinis sulankstytas SKPŠG rezonatorius.

Kaupinimo spinduliuotei generuoti naudojamas 4 W vidutinės išvadinės galios kietakūnis Yb:KGV osciliatorius (*Flint, Šviesos konversija*), generuojantis 1026 nm bangos ilgio spinduliuotę ~ 76 MHz impulsų pasikartojimo dažniu, kurių trukmė apie 105 fs. Lazero spinduliuotės pluoštas sklinda per pusės bangos ilgio plokštelę $\lambda/2$, kuria keičiama spinduliuotės poliarizacija, ir lęšiu L1 fokusuojama į netiesinį ličio triborato LBO kristalą. Netiesiniame kristale generuojama antrosios optinės harmonikos spinduliuotė (513 nm), kuri naudojama parametriniam šviesos generatoriui kaupinti. LBO kristalas įstatytas į laikiklį, kuriuo keičiama kristalo orientacija ir poslinkio staliuku valdoma jo padėtis kaupinimo spinduliuotės sąsmaukos



2.4 pav. Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus schema: Flint – Yb:KGV osciliatorius, $\lambda/2$ – pusbangė plokštelė, L1 ir L2 – lęšiai, DV – dichroiniai veidrodžiai, L3 – tripletinis lęšis, V1 ir V2 – meniskiniai veidrodžiai, BBO – β bario borato kristalas, V3 – V6 – suderintų porų čirpuoti veidrodžiai, SP – stiklo plokštelė ir IV – išvadinis veidrodis.

atžvilgiu. LBO kristalas išpjautas $\phi = 13,8^\circ$ ir $\theta = 90^\circ$ kampais bei skaidrintas pirmajai ir antrajai Yb:KGV lazerio spinduliuotės harmonikoms. Antrosios ir fundamentinės spinduliuotės pluoštai už LBO kristalo kolimuoti lęšiu L2. Fundamentinės ir antrosios optinės harmonikos pluoštai atskirti trimis dichroiniais veidrodžiais. Į fokusuojantį tripletinį lęšį L3 krentančios antrosios harmonikos vidutinė didžiausia galia siekė 1,9 W. Kaupinimo impulsų trukmė, išmatuota autokoreliatoriumi (*Geco, Šviesos konversija*), buvo 109 fs. Atsižvelgiant į SKPŠG rezonatoriaus elementų dydžius ir jų tarpusavio pozicionavimą, kaupinimui naudojamos spinduliuotės galia visada matuojama prieš lęšį L3, o išmatuotos kaupinimo spinduliuotės galios naudojamos analizuojant SKPŠG veikimo charakteristikas. Fokusuojančio lęšio ir meniskinio veidrodžio pralaidumas kaupinimo spinduliuotei yra 92 %. O lęšio L3, meniskinio veidrodžio ir BBO kristalo pralaidumas siekia tik 73 %. Lęšiu L3, kurio židinio nuotolis yra 73 mm, sufokusuoto kaupinimo pluošto diametras $1/e^2$ aukštyje yra apie $20 \mu\text{m}$.

Parametrinei šviesos generacijai ir stiprinimui sukonstruotame SKP-

ŠG naudojamas 3 mm storio BBO kristalas. BBO kristalas dengtas skaidri-
nančia danga 630–1030 nm srityje. Kristalo pralaidumo koeficientas, išma-
tuotas spektrofometru, buvo didesnis nei 98 % spektro srityje nuo 750 iki
1030 nm. Kristalo pralaidumas mažėjo trumpėjant bangos ilgiams ir ties
630 nm tesiekė 94 %, o ties 513 nm buvo 78 %. Šis kristalas buvo įtvirtintas
ant posūkio staliuko tarp meniskinių veidrodžių. Meniskiniai veidrodžiai,
kaip ir kaupinimo pluoštą fokusuojantis lęšis L3 pritvirtinti ant poslinkių
staliukų, kad būtų galima tiksliai keisti šių optinių elementų padėtį netie-
sinio kristalo atžvilgiu. SKPŠG rezonatorius sulankstomas čirpuotų veid-
rodžių V3–V6 poromis. Atsižvelgiant į tai, kad visų rezonatoriaus plokščių
veidrodžių atspindžio koeficientas yra itin aukštas signalinės bangos diapa-
zone, parametrinei spinduliuotei iš rezonatoriaus išvesti buvo naudojama
stiklo plokštelė. Vienas iš galinių rezonatoriaus veidrodžių buvo įmontuo-
tas ant žingsninio poslinkio stalelio (*Standa Ltd.*), kurio eiga lygi 5 mm, o
vieno žingsnio dydis yra 0,312 μm . Programine įranga, parašyta LabVieW
programiniu paketu, šį poslinkio stalelį galima sinchronizuoti su spektro-
metru (*AvaSpec-2048, Avantes*). Ties kiekvienu poslinkio stalelio žingsniu
spektrometru užrašomas SKPŠG išvadinės spinduliuotės spektras. Suge-
neruotų impulsų trukmė buvo matuota autokoreliatoriumi (*Geco, Šviesos
konversija*), o galia – galios matuokliu (*Nova II, Ophir Optronics Solutions
Ltd.*).

Šiame skyriuje aprašomi tyrimai atlikti su trimis tarpusavyje nežy-
miai besiskiriančiomis SKPŠG rezonatoriaus konfigūracijomis. Tarpusavyje
palyginus suminę rezonatoriaus dispersiją, galima išskirti tris jo modifika-
cijas: 1) aukštos, 2) vidutinės ir 3) žemos dispersijos. Šios modifikacijos
vaizduojamos punktyrais išskirtuose stačiakampiuose (žr. 2.4 pav.) pateik-
tame eksperimentinės schemos brėžinyje. Aukštos dispersijos rezonatoriuje
parametrinei spinduliuotei išvesti naudota 5 mm storio lydyto kvarco sto-
rio plokštelė SP. Vidutinės dispersijos rezonatoriuje ši plokštelė pakeista į
plonesnę 2 mm storio lydyto kvarco (*Suprasil*) plokštelę. Nuo lydyto kvar-
co plokštelės atsispindėjusi parametrinė spinduliuotė sudaro keturis pluoš-
tus: du viena kryptimi ir du kita. Spinduliuotė iš rezonatoriaus išvedama
dėl Frenelio atspindžių, o keičiant plokštelių posūkio kampą galima valdy-
ti naudinguosius rezonatoriaus nuostolius. Žemos dispersijos rezonatorius
modifikuotas labiausiai. Vienas čirpuotų veidrodžių paslinktas ir išsuktas
nedideliu kampu, o atsispindėjęs pluoštas į rezonatorių gražintas išvadiniu

veidrodžiu, kurio vidutinis pralaidumo koeficientas yra apie 93 % signalinės bangos spektro srityje.

2.3 SKPŠG generuojamos spinduliuotės bangos ilgio derinimo tyrimai

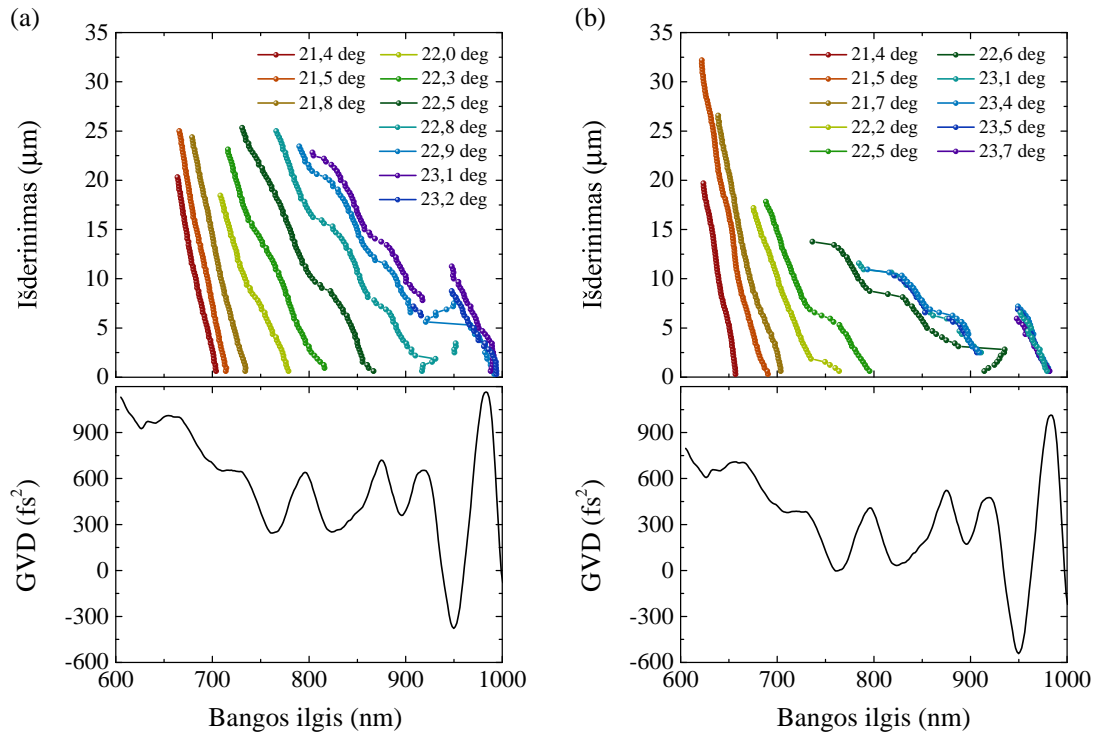
Sinchroninio kaupinimo sąlyga užtikrinama, kai parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriaus ilgis atitinka kelią, kurį šviesa nusklinda per laiko trukmę, atvirkščiai proporcingą kaupinimo impulsų pasikartojimo dažniui. Dėl šios priežasties SKPŠG rezonatoriaus ilgis turi būti $\sim 1972,4$ mm. Nežymiai pakeitus SKPŠG rezonatoriaus ilgį, sukuriamas vėlinimas tarp kaupinimo ir rezonuojančio signalinio impulsų. Tokiomis sąlygomis parametrinis stiprinimas nenutrūksta, nes signalinio impulso nešantysis dažnis pasikeičia taip, kad išlaikytų sinchroninio kaupinimo sąlygą. Laikas, per kurį spinduliuotė nusklinda visą kelią, rezonatoriuje yra skirtingas įvairiems dažniniams komponentams dėl vėlinimo spinduliuotei atsispindint nuo veidrodžių ir dėl dispersijos patalpintuose rezonatoriuje skaidriose optiniuose elementuose. Be to, viena laikė dviejų bangos ilgių generacija galima sinchroniškai kaupinamame šviesos generatoriuje, kurio suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija ties tam tikru bangos ilgiu yra artima nuliui [44]. Tokiu atveju rezonatoriaus grupinis vėlinimas yra ties ekstremumu, o nedidelis rezonatoriaus ilgio išderinimas lemia tai, kad dviejų skirtingų bangos ilgių GVD bus vienodo dydžio, bet priešingų ženklų. Šių bangos ilgių grupinis vėlinimas vienodas, tad SKPŠG išvadinės spinduliuotės spektras turės du maksimumus. Vis dėlto šie bangos ilgiai turi patekti į spektro sritį, kuriai parametrinis stiprinimas yra pakankamai didelis, jog viršytų spinduliuotės patiriamus nuostolius vieno rezonatoriaus apėjimo metu. Akivaizdu, kad galima viena laikė daugiau negu dviejų bangos ilgių generacija plačiajuosčiame SKPŠG, jei rezonatoriaus grupinio vėlinimo priklausomybė nuo bangos ilgio yra osciliuojančio pavidalo. Kaip matyti iš (1.18) išraiškos, stebimi maksimumai slinksis į priešingas puses keičiant rezonatoriaus ilgį. Esant nedidelei GVD vertei, generuojamos spinduliuotės bangos ilgis keisis labai, kai rezonatoriaus ilgis pakis nedaug. Ir priešingai, kuo didesnė rezonatoriaus GVD, nesvarbu, teigiama ar neigiama, tuo tiksliau galima keisti generuojamos spinduliuotės centrinį bangos ilgį.

Apibrėžkime bangos ilgio derinimo spartą kaip dydį, nusakantį sig-

nalinio arba šalutinio impulso centrinio bangos ilgio pokytį atžvilgiu rezonatoriaus ilgio pokyčio. Šis parametras taip pat apibūdina bangos ilgio keitimo tikslumą, tam tikromis eksperimentinėmis sąlygomis. Atliktuose eksperimentuose išvadinės spinduliuotės spektras buvo užrašomas ties kiekvienu poslinkio stalelio, ant kurio pritvirtintas rezonatoriaus galinis veidrodys, žingsniu. Rezonatoriaus išderinimo pozicija, kuriai esant generacija nutrūkdavo, buvo prilyginta nuliui. O impulso centrinis bangos ilgis buvo nustatomas skaičiuojant spektro masės centrą. Toks būdas centriniam bangos ilgiui nustatyti pasirinktas, nes dažnai registruojamų išvadinės spinduliuotės spektrų pavidalas buvo ne simetrinis ar turintis dvi smailes. Eksperimentinių duomenų analizė atlikta apžvelgiant į skirtingų rezonatoriaus konfigūracijų SKPŠG veikimo charakteristikas mažėjančios grupinio vėlinimo dispersijos seka. SKPŠG bangos ilgio derinimo charakteristikos aptariamą spektrą suskirstant į keletą sričių ir lyginant tarpusavyje pradedama raudonąja spektro sritimi ir judama į infraraudonąją.

Rezonatoriaus ilgio išderinimo ir signalinio impulso centrinio bangos ilgio sąryšis pateiktas 2.5 paveiksle. Yra du variantai: kai spinduliuotė iš rezonatoriaus išvedama dėl atspindžių nuo 5 mm (a) ir 2 mm (b) storio stiklo plokštelių. Atitinkamos rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivės pateiktos paveikslo apatinėje dalyje. Grupinio vėlinimo dispersija įvertinta sudėjus suderintų dispersijos osciliacijos porų, meniskinių veidrodžių, stiklo plokštelių, naudojamų spinduliuotei išvesti, bei BBO kristalo grupinio vėlinimo dispersiją. Neatsižvelgiant į čirpuotų veidrodžių porų sudaromą neigiamą dispersiją, dėl teigiamos storio netiesinio BBO kristalo ir išvadinių stiklo plokštelių dispersijos suminė rezonatoriaus GVD dispersija abiem pateiktais atvejais beveik visoje spektro srityje yra teigiama.

Tolygus bangos ilgio keitimas pasiektas 664–914 nm srityje didelės suminės GVD dispersijos atveju. Sumažinus rezonatoriaus dispersiją, tolygaus derinimo diapazonas išsiplėtė trumpesniųjų bangos ilgių srityje nuo 623 nm ir tęsėsi iki 910 nm. Tolygaus bangos ilgio derinimo diapazonas apima 287 nm, o šalutinė banga užkloja spektro sritį nuo 1176 nm iki 2905 nm. Derinimo sparta yra apie 2,5 nm/ μm ir 3,8 nm/ μm spektro srityje ties 700 nm, atitinkamai su 5 mm ir 2 mm storio stiklais. Tarpusavyje lyginant 2.5 paveikslo (a) ir (b) dalis, pirmasis spektro intervalas, kuriame stebimas bangos ilgio derinimo spartos pasikeitimas, yra tarp 735 ir 762 nm vidutinės dispersijos atveju. Čia generuojamos spinduliuotės bangos ilgis nedaug



2.5 pav. Signalinio impulso centrinio bangos ilgio ir rezonatoriaus išderinimo sąryšis, kai spinduliuotei išvesti naudojamas (a) 5 mm storio UVFS stiklas ir (b) 2 mm storio *Suprasil* stiklas. Apačioje pateiktos atitinkamos rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivės.

pakeitus rezonatoriaus ilgį pasikeičia ženkliai. Derinimo sparta yra didesnė nei

26 nm/μm ties 744 nm. Toks bangos ilgio derinimo spartos pasikeitimas nurodo, jog šioje spektro srityje rezonatoriaus suminė GVD priartėja prie 0 fs². Remiantis (1.18) išraiška įvertinta GVD vertė yra apie 60 fs². Analizuojant atskirų rezonatoriaus komponentų dispersines charakteristikas matyti, jog šį pokytį lemia meniskiniai rezonatoriaus veidrodžiai (žr. 2.2 pav., (b)). Grupinio vėlinimo dispersija yra didesnė nei -100 fs², o keturi atspindžiai nuo meniskinių veidrodžių lemia, kad išvaadinės stiklo plokštelės bei netiesinio BBO kristalo įnešama teigiama dispersija yra kompensuojama ir suminė rezonatoriaus GVD vertė priartėja prie 0 fs². Šioje spektro srityje GVD pokytis dėl skirtingų stiklo plokštelių storio yra apie 240 fs². Antrasis panašiomis savybėmis išsiskiriantis spektro intervalas yra nuo 792 iki 829 nm. Čia ties ~825 nm esantį minimumą lemia čirpuotų veidrodžių grupinio vėlinimo osciliacijos. Derinimo spartos pokytis šiame spektro intervale stebimas ne tik vidutinės, bet ir didelės dispersijos

atveju. Nors suminė GVD kreivė turi panašias vertes ties maždaug 760 ir 825 nm, tačiau didelės dispersijos atveju dideli derinimo spartos pokyčiai stebimi tik antrajame spektro intervale. Galimas to priežastis aptarsime vėliau. Generuojamos signalinės spinduliuotės bangos ilgio keitimo skyra, sąlygota minimalaus rezonatoriaus ilgio išderinimo žingsnio, vidutinės dispersijos atveju yra itin prasta. Didelės derinimo spartos diapazonas išplatėja nuo 10 iki 37 nm sumažinus rezonatoriaus dispersiją. Šiuo atveju dėl stiklo plokštelių storių grupinio vėlinimo dispersija skiriasi apie 210 fs^2 . Trečiasis spektro intervalas, kuriame rezonatoriaus GVD priartėja prie nulinės vertės yra 856–886 nm srityje. Vis dėlto sudėtingiausia bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio stebima spektro intervale nuo 909 iki 957 nm. Kai suminė rezonatoriaus dispersija neigiama, generacija stebėta esant $22,6^\circ$ ir $22,9^\circ$ didelės dispersijos ir $23,1^\circ$ fazinio sinchronizmo kampui vidutinės dispersijos atvejais. Šiuo atveju GVD skirtumas dėl skirtingo stiklo plokštelių storių yra 166 fs^2 , tačiau apskaičiuotos GVD vertės yra -170 fs^2 didelės dispersijos ir -300 fs^2 vidutinės dispersijos atvejais. Pateiktos 2.5 paveiksle suminės rezonatoriaus GVD kreivės vertės yra teigiamos šiame bangos ilgių intervale, bet mažėja itin greitai bangos ilgiams didėjant. Neatitikimai tarp pateiktų rezonatoriaus GVD kreivių minimumų ir maksimumų padėčių gali atsirasti dėl to, kad spinduliuotė sklinda šiek tiek kitu kampu rezonatoriuje, negu GVD matuota baltos šviesos interferometru. Meniskinių veidrodžių GVD matuota baltos šviesos pluoštui krentant statmenai į veidrodžio paviršių, tačiau šviesos sklidimo kampas buvo pakeistas bandinio atšakoje įstatyto sklaidančio lęšio. Tačiau SKPŠG rezonatoriuje spinduliuotė į veidrodžius krito didesniu nei 4° kampu. Atsižvelgiant į tai, jog šiame spektriniame intervale GVD vertės mažėja itin greitai, nedidelis neatitikimas įvertinant pluošto kritimo kampą gali turėti didelę reikšmę nustatant tikrąją GVD vertę. Svarbu prisiminti, jog baltos šviesos interferometru yra matuojamas grupinis vėlinimas, o grupinio vėlinimo dispersija yra apskaičiuojama gautą kreivę aproksimuojant tiesėmis pasirinktam tam tikram skaičiui GV verčių. Kitaip skaičiuojant GVD kreivę, ši paskėtų triukšmuose. Dėl minėtų priežasčių matomi neatitikimai.

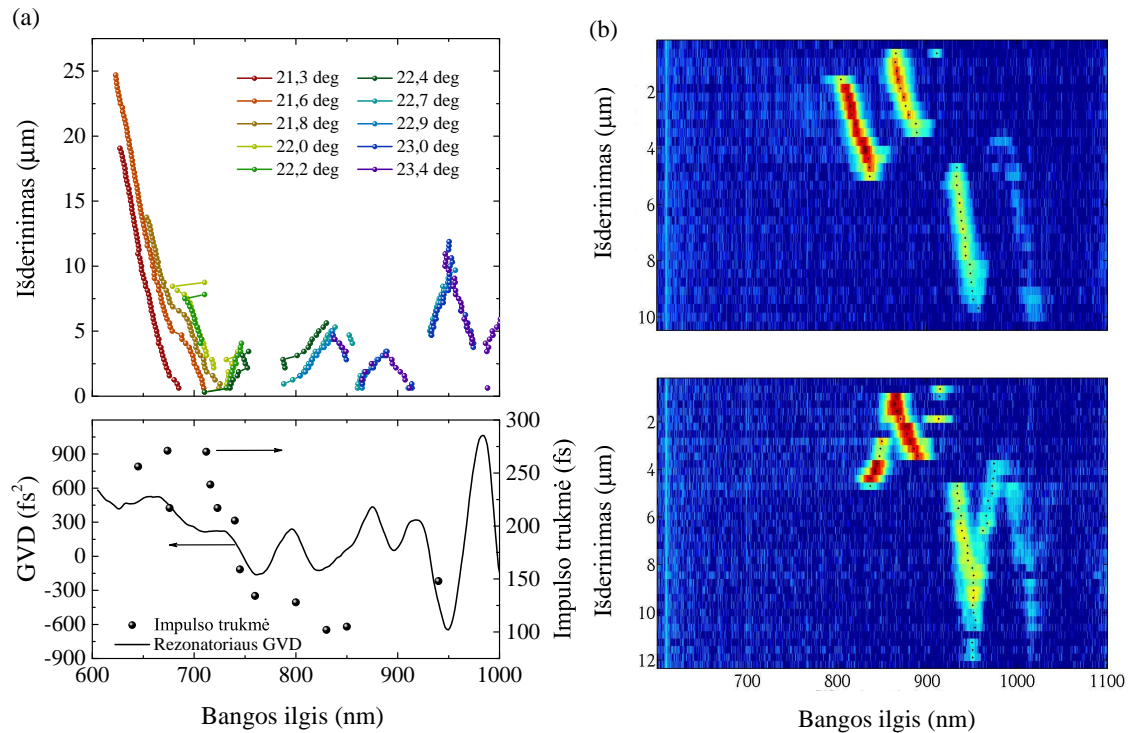
Vienalaikė dviejų bangos ilgių generacija stebėta 902–905 nm ir 931–951 nm spektro intervaluose didelės dispersijos atveju esant $22,9^\circ$ fazinio sinchronizmo kampui. Čia registruojamų impulsų centriniai bangos ilgiai slinkosi į priešingas puses spektre keičiant rezonatoriaus ilgį. Tai rodo, jog

parametrinė generacija vyksta intervale, kuriame grupinis vėlinimas yra ties ekstremumu. Vidutinės dispersijos atveju dviejų bangos ilgių generacija vyksta ties $23,1^\circ$ ir $23,2^\circ$ fazinio sinchronizmo kampais. Šiuo atveju generuojamo spinduliuotės spektro smailės slinkosi ta pačia kryptimi keičiant rezonatoriaus ilgį. Norit įsitikinti, jog šiuo atveju dviejų skirtingų centrinio bangos ilgio smailių generacijos nelemia generacija ties dviem skirtingais fazinio sinchronizmo kampais neteisiniame kristale, išvadinės spinduliuotės pluošto profilis buvo skenuotas 0,2 mm storio optiniu šviesolaidžiu 6 m atstumu nuo išvadinės stiklo plokštelės. Skenuojant pluošto profilį, spektrometru visada stebimos dvi atskirtos smailės, todėl toks bangos ilgio derinimo pobūdis yra paaiškinamas generacija dviejuose spektro intervaluose, kuriuos skiria du grupinio greičio ekstremumai. Toks generacijos pobūdis atitinka GVD kreivės, pateiktos 2.5 paveiksle, pavidalą.

Generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio ir rezonatoriaus ilgio išderinimo sąryšis, kai suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija mažiausia, pateiktas 2.6 paveikslo (a) dalies viršuje. Iš rezonatoriaus pašalintos stiklo plokštelės ir įmontuotas 7 % pralaidumo veidrodis, todėl spinduliuotė išvedama vienu pluoštu. Suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija yra mažesnė nei anksčiau aptartais dviem atvejais, todėl bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo yra daug sudėtingesnė. Itin sudėtinga SKPŠG generuojamos spinduliuotės priklausomybė nuo rezonatoriaus išderinimo pavaizduota 2.6 paveikslo (b) dalyje.

Pirmasis spektro intervalas, kuriam stebimi bangos ilgio derinimo spartos pokyčiai, yra tarp 679 ir 694 nm. Šiame spektro intervale didelės ir vidutinės dispersijos atvejais jie nestebėti. Dvi aiškiai išreikštos spektrinės smailės stebėtos spektro intervaluose tarp 706–719 nm ir 733–746 nm. Keičiant rezonatoriaus ilgį, smailės šiuose intervaluose juda į priešingas puses, tad tarp jų yra grupinio vėlinimo ekstremumas. Parametrinė generacija neišvengiamai generuojamos dispersijos srityje stebėta tarp 733 ir 835 nm, tačiau šioje srityje yra 31 nm pločio sritis nuo 753 iki 784 nm, kurioje generacija nestebėta. Analizuojant generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio priklausomybę nuo rezonatoriaus išderinimo, matyti, jog infraraudonojoje spektro srityje rezonatoriaus GVD ženklą keičia maždaug ties 836, 861, 888, 922, 945 ir 981 nm.

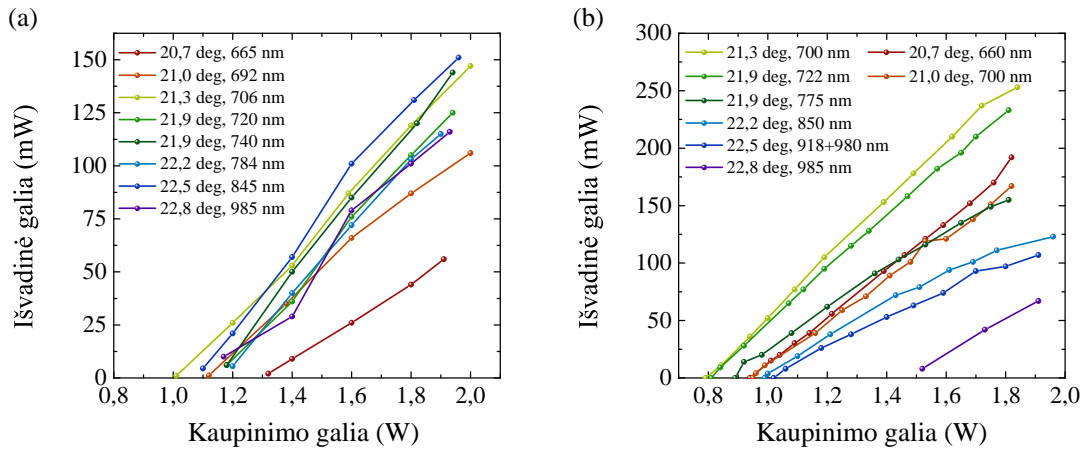
Generuojamos spinduliuotės impulso trukmė pateikta 2.6 paveikslo (a) apatinėje dalyje. Kiekvienas pavaizduotas taškas atitinka skirtingą



2.6 pav. (a) Signalinio impulso centrinio bangos ilgio ir rezonatoriaus išderinimo sąryšis (viršuje), rezonatoriaus su 7 % pralaidumo išvadiniu veidrodžiu grupinio vėlumo dispersija ir impulso trukmė (apačioje). (b) Generuojamos spinduliuotės spektro priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo esant $22,9^\circ$ (viršuje) ir 23° (apačioje) fazinio synchronizmo kampams. Juodi taškai vaizduoja generuojamos spinduliuotės smailių centrinius bangos ilgius.

BBO kristalo posūkio kampą. Kiekvieno matavimo metu rezonatoriaus ilgio išderinimas buvo keičiamas taip, kad išvadinės spinduliuotės galia būtų didžiausia. Taip pat teigta, jog impulsai yra Gauso pavidalo. Išmatuota impulsų trukmė pusės aukštyje kito nuo 102 iki 266 fs. Akivaizdu, jog minimali impulsų trukmė yra, kai SKPŠG veikia neigiamos dispersijos srityje.

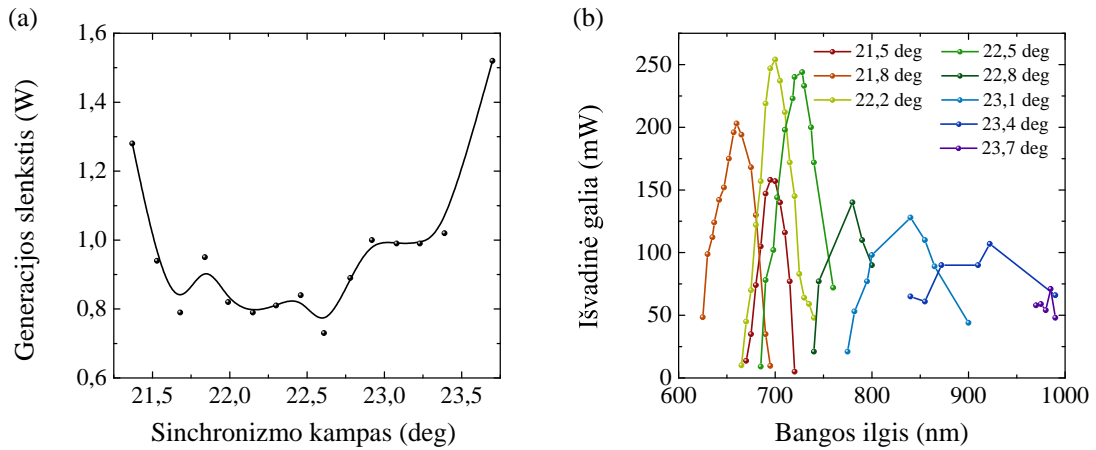
Energetinės SKPŠG charakteristikos buvo analizuotos rezonatoriuje su 2 mm storio stiklo plokšte. Išvadinės galios priklausomybė nuo kaupinimo galios esant įvairiems fazinio synchronizmo kampams pateikta 2.7 paveiksle. Rezonatoriuje stiklo plokštelė buvo pasukta dviem skirtingais kampais, todėl dėl Frenelio atspindžių į rezonatorių buvo įnešta 15 % (2.7 pav., (a)) ir 13 % (2.7 pav, (b.)) naudingųjų nuostolių. Rezonatoriuje osciluojančiai spinduliuotei atsispindint nuo stiklo susidaro keturi iš rezonatoriaus išeinantys pluoštai. Grafikuose pateikta išvadinės spinduliuotės galia buvo matuota, įvertinant tik dviejų iš keturių pluoštų ga-



2.7 pav. Išvadinės spinduliuotės galia esant skirtingiems kristalo posūkio kampams. Spinduliuotė iš rezonatoriaus išvedama 2 mm storio stiklo plokštele, esant 15 % (a) ir 13 % (b) naudingųjų nuostolių.

lią, todėl tikroji išvadinė galia yra du kartus didesnė. Reikia pažymėti, jog atliekant šiuos matavimus ties kiekvienu kristalo pasukimo kampu rezonatoriaus ilgis buvo išderinamas taip, kad išvadinė galia būtų didžiausia. Didžiausia išvadinė galia siekė 500 mW ties 700 nm ir 300 mW ties 845 nm, esant skirtingiems naudingiesiems nuostoliams. Tai atitinka 27 % ir 15 % keitimo koeficientą iš kaupinimo į signalinės spinduliuotės galią. Tikrasis parametrinės sąveikos efektyvumas yra dar didesnis, nes šiuo atveju neįskaityti nuostoliai kaupinimo spinduliuotės dėl atspindžių nuo fokusuojančio lęšio, meniskinio veidrodžio ir netiesinio BBO kristalo. Signalinės bangos spinduliuotė taip pat patiria nuostolius rezonatoriuje dėl atspindžių nuo netiesinio kristalo ir dėl to, kad rezonatoriaus veidrodžiai neatspindi 100 % į juos krentančios spinduliuotės aukšto atspindžio diapazone. Sukonstruoto SKPŠG spinduliuotės keitimo efektyvumas yra palyginamas su T. Lang pademonstruoto nekolinearaus 515 nm spinduliuote kaupinamo femtosekundinio parametrinio šviesos generatoriaus su BBO kristalu efektyvumu, kuris siekė 30 % [45]. Panašus kaupinimo galios keitimo į signalinės spinduliuotės galią efektyvumas pasiektas ir kolineariame SKPŠG, kuriame naudojamas BIBO netiesinis kristalas [138].

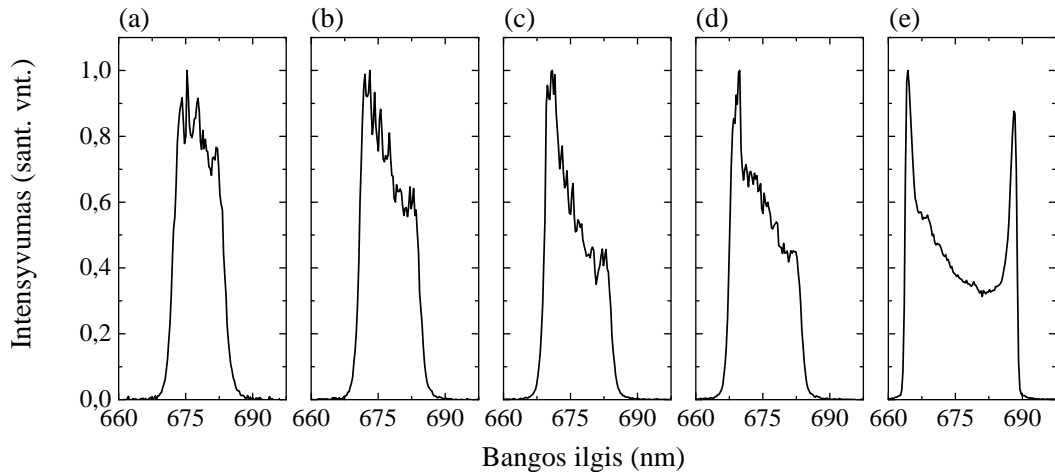
Slenkstinės kaupinimo spinduliuotės galios esant įvairiems BBO kristalo posūkio kampams pateiktos 2.8 paveiksle, (a). Šiuo atveju matavimai taip pat atlikti, rezonatoriaus ilgio išderinimą parinkus taip, kad spinduliuotės galia būtų didžiausia. Mažiausia kaupinimo galia, reikalinga generacijai prasidėti, buvo 0,73 W. Slenkstinė kaupinimo galia fazinio sinchronizmo



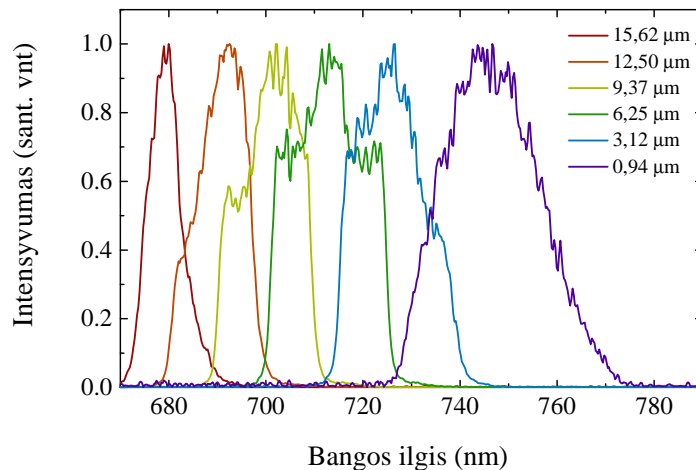
2.8 pav. (a) Slenkstinė generacijos galia ir (b) signalinės spinduliuotės galia, esant skirtingiems signalinės bangos ilgiams bei fazinio sinchronizmo kampams.

kampams raudonojoje spektro srityje buvo didelė dėl šioje srityje didesnio atspindžio koeficiento nuo netiesinio BBO kristalo bei didėjančios sugerties šalutinei bangai. O aukštą generacijos slenkstį infraraudojoje spektro srityje lėmė sudėtingas SKPŠG rezonatoriaus derinimas dėl osciliuojančios grupinio vėlinimo dispersijos. Vykdamt eksperimentus, tai kelia daug nepatogumų. Derinant rezonatoriaus veidrodžius nežymiai keičiasi rezonatoriaus ilgis ir atitinkamai kinta išvadinės spinduliuotės bangos ilgis. Esant tokioms sąlygoms, itin sunku suderinti rezonatorių taip, kad jame būtų užtikrinamos palankiausios sąlygos generacijai. Slenkstinė generacijos galia svyravo apie 1,2 W, kai naudingieji nuostoliai siekė 15 %. Sumažinus spinduliuotės išvedimo iš rezonatoriaus koeficientą bei esant toms pačioms kaupinimo sąlygoms, būtų galima pasiekti žemesnį generacijos slenkstį ir didesnę išvadinės spinduliuotės galią. Spektro srityje nuo 620 iki 750 nm išvadinės spinduliuotės galios priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio turi aiškias smailes. Kiekvienam fazinio sinchronizmo kampui yra tam tikras rezonatoriaus išderinimas, kuriam išvadinės spinduliuotės galia didžiausia. Tolstant į infraraudonąją spektro dalį, juostos plotis, kuriame palaikoma generacija plėtėja. Tokia elgsena lengvai paaiškinama parametrinės sąveikos savybėmis BBO kristale. Infraraudojoje spektro dalyje stiprinimo juostos plotis didėja, generacija artėja prie išsigimusio režimo, todėl generacija gali būti palaikoma platesnėje spektro srityje esant tam pačiam fazinio sinchronizmo kampui.

Didžiojoje generuojamos spinduliuotės derinimo dalyje, ypač nuo 660



2.9 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai esant: (a) 1,2 W; (b) 1,42 W; (c) 1,64 W; (d) 1,87 W kaupinimo spinduliuotės galiai, kai rezonatoriuje įstatyta *Suprasil* stiklo plokštelė. (e) Generuojamos spinduliuotės spektras, kai *Suprasil* stiklo plokštelė išimta iš rezonatoriaus.

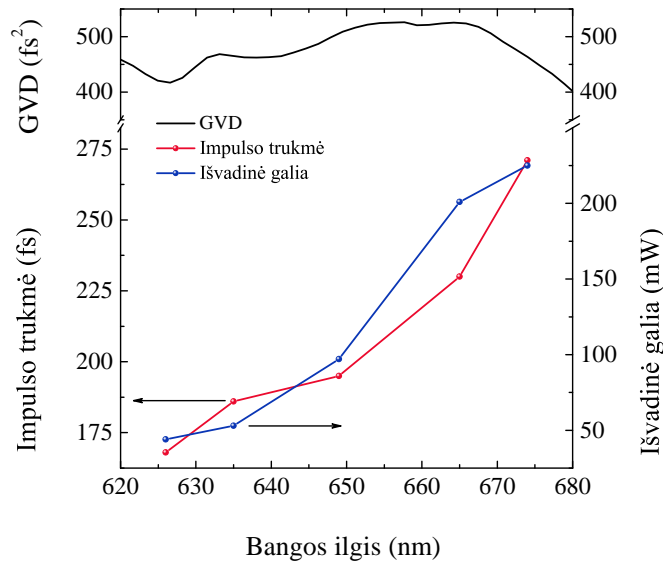


2.10 pav. Normuoti išvadinės spinduliuotės spektrai esant skirtingiems rezonatoriaus ilgio išderinimams. Rezonatoriuje įstatyta *Suprasil* stiklo plokštelė, o BBO kristalas išsuktas $22,3^\circ$ fazinio sinchronizmo kampu.

iki 775 nm, signalinių impulsų spektro pavidalas buvo ne Gauso formos, o dažniausiai asimetrinis su dviem smailėmis (žr. 2.9 pav.). Didinant kaupinimo spinduliuotės galią, spektro pavidalo asimetriškumas ryškėja, susiformuoja smailė ties vienu impulso spektro kraštu. Smailė linkusi formotis tame impulso spektro šlaite, kuriam rezonatoriaus GVD vertė yra mažesnė. Iš rezonatoriaus išėmus stiklo plokštelę, kuria išvedama spinduliuotė, ir registruojant per rezonatoriaus veidrodį pereinančios spinduliuotės spektrą,

matomos dvi aiškiai išreikštos smailės ties impulso spektro kraštais. Didinant kaupinimo spinduliuotės galią, spektro plotis $1/e^2$ aukštyje padidėjo nuo 14,1 iki 17,6 nm. Rezonatoriuje be spinduliuotės išvedimo spinduliuotės spektro plotis siekė net 25,7 nm. Tokį generuojamų impulsų spektro pavidalą lemia impulsų fazės moduliavimasis ir dispersinis plitimas [139]. Kaupinimo ir rezonuojanti signalinė spinduliuotė yra aštriai fokusuojamos į netiesinį kristalą. Intensyvus kaupinimo impulsas moduliuojasi netiesiniame kristale ir sukuria parametrinės spinduliuotės impulsą. Akivaizdu, kad šio impulso spektro pavidalas bus paveiktas kaupinimo impulso fazės moduliavimosi. Parametrinės spinduliuotės impulsui apėjus rezonatorių ir netiesiniame kristale įvykus jo ir kaupinimo impulso sanklotai, prasidės kryžminis fazės moduliavimasis. Įskaitant kaupinimo spinduliuotės nuostolius šiai sklindant per fokusuojantį lęšį bei meniskinį veidrodį, didžiausias galimas smailinis kaupinimo spinduliuotės intensyvumas sąsmaukoje siekia 31 GW/cm^2 . Atsižvelgiant į tai, kad išvadinė SKPŠG galia gali siekti 500 mW, esant 13 % naudingųjų nuostolių, ir laikant generuojamus impulsus 2,5 karto ilgesnius nei kaupinimo, parametrinės spinduliuotės smailinis intensyvumas kristale gali siekti 28 GW/cm^2 . Akivaizdu, jog parametrinei spinduliuotei įtaką daro ne tik kaupinimo impulso fazės moduliavimasis ir kryžminė fazės moduliacija dėl kaupinimo impulso intensyvumo, bet ir fazės moduliavimasis dėl itin aukšto rezonuojančios spinduliuotės intensyvumo netiesiniame kristale, o impulso spektro vystymosi dinamika yra itin sudėtinga. Išderinus rezonatoriaus ilgį į šalis nuo padėties, ties kuria pasiekama didžiausia išvadinė galia, ir sumažėjus spinduliuotės galiai, spektro pavidalas artėja prie Gauso, nors kaupinimo spinduliuotės galia nekeičiama. Išvadinės spinduliuotės spektro pavidalo kitimas, keičiant rezonatoriaus išderinimą, pateiktas 2.10 paveiksle. Esant $22,3^\circ$ kristalo posūkio kampui, spinduliuotės bangos ilgis tolygiai kinta 674–754 nm srityje. Ties derinimo zonos ribomis spektro forma artima Gauso. Čia išvadinės spinduliuotės galia siekia vos keletą milivatų. O didžiausia išvadinė galia yra 254 mW ties 700 nm. Tai dar kartą parodo rezonatoriuje sklindančios signalinės bangos spinduliuotės intensyvumo įtaką spektro moduliavimosi procesams.

Išvadinės spinduliuotės impulsų trukmės priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios bei rezonatoriaus ilgio išderinimo buvo matuota parametrinę spinduliuotę generuojant rezonatoriuje, kurio suminė grupinio vėlinimo dispersija mažiausia. Didėjant išvadinės spinduliuotės galiai, didė-



2.11 pav. Impulso trukmės ir išvadinės spinduliuotės galios kitimas, keičiant centrinį bangos ilgį dėl rezonatoriaus ilgio išderinimo. Grafiko viršutinėje dalyje pateikta rezonatoriaus suminė grupinio vėlinimo dispersija.

jo ir generuojamų impulsų trukmė. Impulsų spektro plotis pusės aukštyje padidėjo nuo 8,5 iki 13 nm, o impulsų kokybės parametras ($\Delta\nu \times t_p$, čia $\Delta\nu$ ir t_p atitinkamai yra impulso spektro plotis ir trukmė pusės aukštyje) padidėjo nuo 1,19 iki 2,09. Esant tam pačiam fazinio sinchronizmo kampui, matuota impulsų trukmės priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo, t. y. keičiantis signalinės spinduliuotės bangos ilgiui (žr. 2.11 pav.). Impulsų trukmė ir galia didėjo ilgėjant signalinės bangos ilgiui. Šioje spektro srityje rezonatoriaus suminė GVD buvo teigiama ir kito nežymiai. Tokią priklausomybę galima aiškinti paprastai: jei SKPŠG stipriname spinduliuotę, kurios bangos ilgis nežymiai nutolęs nuo idealių fazinio sinchronizmo sąlygų, šio bangos ilgio spinduliuotės stiprinimo slenkstis bus didesnis, o generuojama galia mažesnė. Keičiant rezonatoriaus ilgį taip, kad generuojamos spinduliuotės bangos ilgis artėtų link tikslaus fazinio sinchronizmo, generacijos slenkstis mažės, o stiprinimo sąlygos gerės, todėl bus palaikoma platesnio spektro spinduliuotės generacija. Išaugus išvadinės spinduliuotės galiai, pasireikš fazę moduluojantys reiškiniai, todėl dar labiau plis impulso trukmė bei spektras. Svarbu neužmiršti ir impulso plitimo dėl teigiamos suminės rezonatoriaus dispersijos.

2.4 Apibendrinimas

Šiame skyriuje pristatytas, mūsų žiniomis, pirmasis sinchroniškai kaupiamas femtosekundinis parametrinis šviesos generatorius, kurio rezonatoriaus konstrukcijai panaudotos suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros. Keičiant rezonatoriaus ilgį ir netiesinio BBO kristalo posūkio kampą, pasiektas tolygus spinduliuotės keitimas 625–910 nm srityje. Įskaitant trūkius, generuojamos spinduliuotės bangos ilgis gali būti derinimas iki 980 nm. Pasiektas tolygus spinduliuotės derinimo diapazonas yra platesnis nei pademonstruotas, nekolinearaus parametrinio šviesos generatoriaus su dvigubai čirpuotais veidrodžiais, atveju [45]. Pademonstruotas SKPŠG, kurio kaupinimo spinduliuotės galios keitimo į signalinės spinduliuotės galią efektyvumas siekia 27 %. Šis rezultatas palyginamas su kitais itin aukšto efektyvumo ir šioje spektro srityje derinamais femtosekundiniais parametriniais šviesos generatoriais [45, 138].

Itin daug dėmesio skirta išvadinės spinduliuotės bangos ilgio derinimo tyrimui. Pademonstruota, jog SKPŠG rezonatoriaus veidrodžių dispersinės charakteristikos gali turėti lemiamos įtakos derinimo diapazono pločiui, derinimo trūkių atsiradimui bei vienalaikėi keleto bangos ilgių generacijai. Literatūroje pažymima, jog galima vienalaikė dviejų bangos ilgių generacija, jei rezonatoriaus grupinis vėlinimas yra ties ekstremumu. Vis dėlto analizuojant SKPŠG su suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poromis veikimą, parodyta, jog galima ne tik vienalaikė dviejų, bet ir daugiau bangos ilgių generacija, jei suminė rezonatoriaus GVD kreivė kerta nulinę vertę daugiau nei vieną kartą spektro srityje, kurioje SKPŠG stiprinimas yra didesnis negu nuostoliai. Tai dar kartą įrodo tinkamų SKPŠG rezonatoriaus veidrodžių parinkimo svarbą. Minėta, jog plačiajuosčiai čirpuoti veidrodžiai tinka plataus spektro impulsų spūdai, net jei tokių veidrodžių GVD išsiskiria didelėmis osciliacijomis ir kerta nulinę GVD vertę. GV ir GVD verčių nuokrypiai atsiranda dėl veidrodžių garinimo procesų paklaidų. Taigi, gaminant plačiajuosčius čirpuotus veidrodžius tolygiai derinamų femtosekundinių SKPŠG rezonatoriams, turi būti keliami aukštesni tikslumo ir gamybos proceso kontrolės reikalavimai.

Teigiamos dispersijos įtaka sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui

Pastaruoju laikotarpiu daug dėmesio skirta sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių išvadinės spinduliuotės galios ir derinimo diapazono didinimui. Proveržis išvadinės galios atžvilgiu įvyko atsiradus naujiems kaupinimo šaltiniams. Tačiau, kaip aptarta 2 skyriuje, norint išplėsti derinimo diapazoną, itin svarbūs tinkami SKPŠG rezonatoriaus veidrodžiai. Plačiajuosčių čirpuotų veidrodžių grupinio vėlinimo dispersijos spektre neįmanoma išvengti osciliacijų, kurios savo ruožtu gali lemti trūkius derinimo srityje arba vienalaikę keleto bangos ilgių spinduliuotės generaciją. Osciliuojanti GVD priklausomybė nuo bangos ilgio taip pat gali lemti nenuostovaus spektro impulsų generaciją, kurią plačiau aptarsime 4 skyriuje. Eksperimentiškai dažniausiai siekiama konstruoti SKPŠG veikiančius neigiamos dispersijos srityje, kur impulso spektrinių komponentų išsifazavimas yra kompensuojamas. Rezonatoriuje, kurio dispersija teigiama, stabilios trukmės impulsas susiformuoja tarpusavyje konkuruojant dispersiniam plitimui ir impulso spektro siaurėjimui ribotos stiprinimo juostos ir laikinio impulsų persiklojimo. Tačiau, SKPŠG generuojamos spinduliuotės impulso trukmės kitimas teigiamos dispersijos srityje beveik netyrinėtas.

Dar kartą prisiminkime SKPŠG derinimo kreives, aptartas 2 skyriuje. Osciliuojanti GVD sutrikdo tolygų generuojamos spinduliuotės ilgio keitimą. Šią problemą galima spręsti suminę rezonatoriaus vieno apėjimo GVD kreivę paslenkant tolyn nuo nulinės GVD vertės. Tai galima pasiekti į rezonatorių įnešant papildomos neigiamos arba teigiamos dispersijos elemen-

tus. Kompensuoti netiesinio kristalo įnešamą teigiamą dispersiją galima rezonatoriuje įmontuojant prizmes arba naudojant čirpuotus veidrodžius. Abu galimi variantai turi savų minusų. Dispersiją kompensuojančios prizmės paprastai būna pjaunamos Briusterio kampu, bet generuojant plačioje spektro srityje derinamą spinduliuotę, nuostoliai dėl atspindžių nuo prizmių paviršių yra neišvengiami. Rezonatoriaus konstrukcija tampa sudėtingesnė, didesnė ir dėl to jautresnė mechaniniams bei terminiams nestabilumams. O mechaninė SKPŠG rezonatoriaus su čirpuotais veidrodžiai konstrukcija yra kompaktiškesnė.

Pademonstruoti labai geromis išvadinės spinduliuotės charakteristikomis (išvadine galia, impulso trukme ir derinimo tolygumu) apibūdinami sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai [17,140,141]. Vis dėlto čia čirpuotų veidrodžių atspindžio diapazonas buvo 100–140 nm artimajame IR spektro ruože ir 350 nm ties $1,5 \mu\text{m}$. Suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių porų ar dvigubai čirpuotų veidrodžių atspindžio diapazonas gali būti didesnis nei 400 nm spektro srityje, kurios centrinis bangos ilgis lygus 800 nm. Minėta, kad gaminant plataus spektro veidrodžius garinimo proceso klaidos lemia GVD osciliacijų nukrypimą nuo suprojektuotų kreivių. Atspindžio bei dispersines charakteristikas galima paslinkti centrinio bangos ilgio atžvilgiu, keičiant pluošto kritimo kampą. Taip yra daroma skirtingo veikimo kampo dispersinių veidrodžių poromis. Tačiau šiam metodui būdingos aukštesnės osciliacijos nei suderintų dispersijos osciliacijų porų atveju [22]. Tad suderintų čirpuotų veidrodžių porų atveju galima bandyti minimizuoti osciliacijas skirtingai lankstant rezonatoriaus atšakas. Tai daug laiko ir pastangų reikalaujantis metodas, nebūtinai garantuojantis sėkmę.

Įnešti papildomą teigiamą dispersiją išlaikant kuo paprastesnę rezonatoriaus konstrukciją yra daug paprasčiau. Užtenka į rezonatorių įstatyti stiklo plokštelę. Norint sumažinti nuostolius, plokštelė statoma Briusterio kampu, o siekiant valdyti dispersijos kiekį galima naudoti du pleištus dengtus skaidrinančiomis dangos [45]. Tokiu būdu sukonstruotas itin plačioje, apimančioje 650–1200 nm ruožą, spektro srityje derinamas nekolinearus SKPŠG. Teigiama rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija turi minusų, nes lemia impulsų dispersinį plitimą, o generuojamos spinduliuotės spektro pavidalas nėra Gauso formos. Tam tikriems taikymams, kai reikalinga plati derinimo sritis ir didelė išvadinė galia, o spektro pavidalas nebūtinai

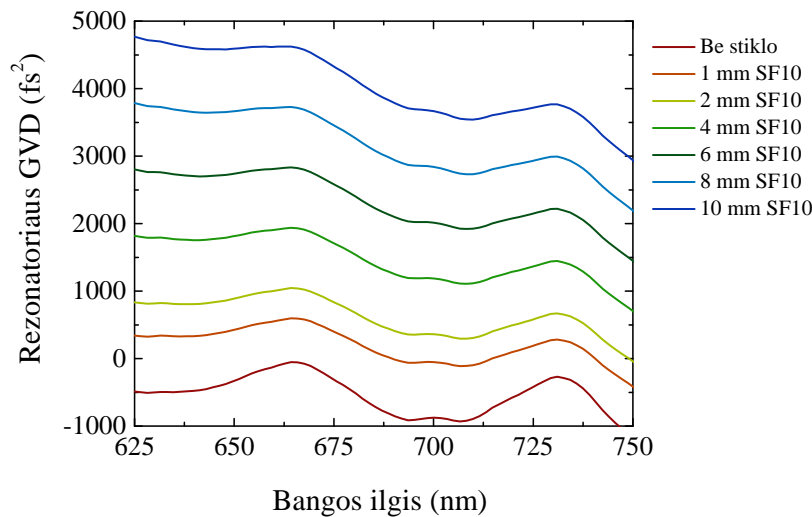
turi būti Gauso, impulsai gali būti spaudžiami išoriniu spaustuvu. Taip ne tik supaprastinama rezonatoriaus konstrukcija, bet galima padidinti išvadinės spinduliuotės galią mažinant nuostolius, t. y. išėmus prizmes arba minimizuojant atspindžių nuo veidrodžių skaičių.

Šiame skyriuje apžvelgiamos teigiamoje dispersijos srityje veikiančio sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus charakteristikos. Aptariama išvadinės spinduliuotės galios, derinimo diapazono kitimo priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios bei rezonatoriaus dispersijos. Bus parodyta, kad teigiamos dispersijos srityje veikiančio SKPŠG efektyvumas gali būti panašus ar net didesnis nei neigiamos dispersijos atveju.

3.1 Eksperimentinė schema

Teigiamos dispersijos įtakos sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui tyrimo schema pateikta 3.1 paveiksle. Eksperimentinė schema labai panaši į aprašytąją 2.2 skyrelyje. Tačiau yra keletas skirtumų, kuriuos aptarsime plačiau. Pirmiausia buvo padidinta Yb:KGV lazerinio osciliatoriaus išėjimo galia iki 5 W. Atrosios optinės harmonikos generacijai naudotas tokių pat parametrų LBO kristalas. Didžiausia prieš L3 lęšį išmatuota antrosios harmonikos spinduliuotės galia buvo 2,7 W, o impulso trukmė – 105 fs. Pakeitus SKPŠG rezonatoriaus konstrukciją, osciliuojantis signalinės spinduliuotės pluoštas nuo suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių atsispindi 28 kartus. Vienos iš rezonatorių lankstančios atšakų gale įstatytas plokščias veidrodis, kurio baltos šviesos interferometru išmatuota GVD svyruoja apie -25 fs^2 spektro srityje nuo 620 iki 750 nm, o išmatuotas spektrofotometru pralaidumas šiame diapazone yra mažesnis negu 0,3 %. Spinduliuotei iš SKPŠG rezonatoriaus išvesti naudojamas 8 % pralaidumo veidrodis. Išvadinis rezonatoriaus veidrodis buvo įmontuotas ant grubaus poslinkio stalelio, o veidrodis V7 – ant motorizuoto stalelio, kurio žingsnio dydis lygus $0,312 \mu\text{m}$. Kaip ir 2 skyriuje aprašytų eksperimentų metu, integruojantis *AvaSpec* spektrometro veikimas buvo sinchronizuotas su poslinkio staleliu, taip užrašant generuojamos spinduliuotės spektrą ties kiekvienu žingsniu.

Jei rezonatoriuje neįstatyta stiklo plokštelė, didžiausia neigiama dispersija yra apie -900 fs^2 ties 695–705 nm ir yra neigiama spektro srityje nuo



3.2 pav. Rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija rezonatoriuje įstačius į jį įvairaus storio stiklo plokšteles.

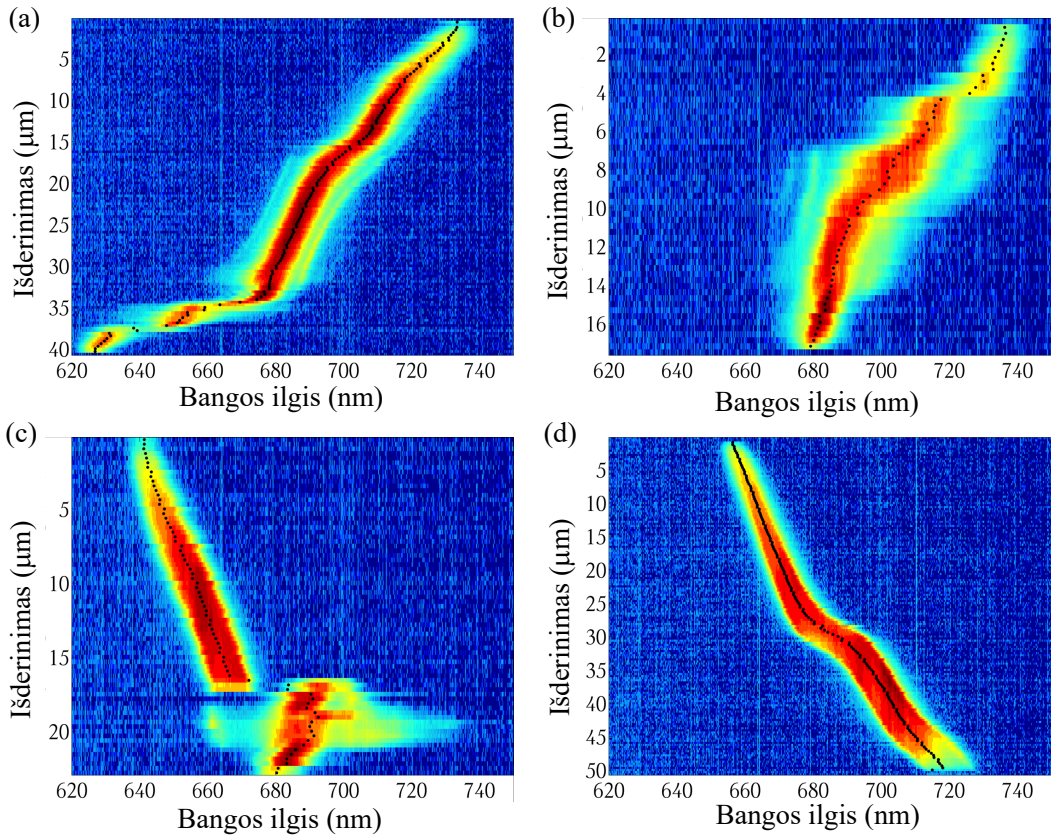
3.2 Eksperimentinio tyrimo rezultatai

Parametrinis šviesos generatorius be stiklo plokštelės buvo suderintas didžiausiai išvadinei galiai ties 695–705 nm, o kristalo orientacijos kampas nebuvo keičiamas vėlesnių tyrimų metu. Pastebėta, jog šioje srityje rezonatorius derinasi lengviausiai, o generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio lengviausiai nuspėjama. Į GVD minimumo zonos ribas patenkantis generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis kinta kur kas jautriau, todėl tinkamai suderinti rezonatorių yra sunkiau. Centrinio bangos ilgio priklausomybė dar sudėtingesnė, kai rezonatoriuje įstatyta 1 arba 2 mm storio stiklo plokštelė, todėl šiais atvejais išmatuotos tik derinimo kreivės bei išvadinės spinduliuotės galia. Impulso trukmė nebuvo matuota.

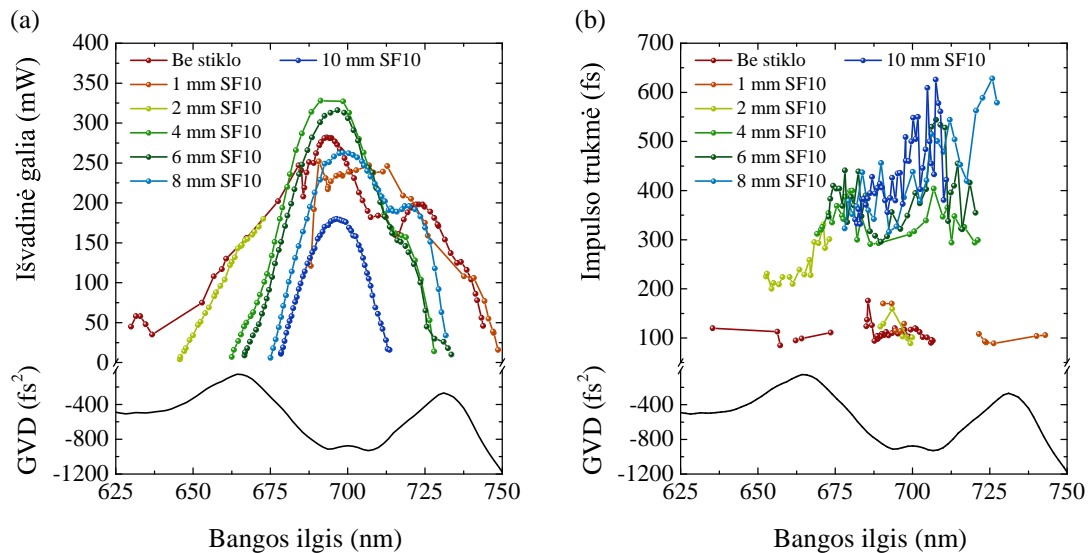
Pirmiausia, suderinus parametrinį šviesos generatorių, užrašytas išvadinės spinduliuotės spektro kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį. Signalinio impulso spektro kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį, rezonatoriaus be stiklo, su 1, 2 ir 4 mm storio SF10 stiklo plokštelėmis pateiktas 3.3 paveiksle. Plačiausia derinimo sritimi išsiskiria SKPŠG be pridėtos teigiamos dispersijos. Išvadinės spinduliuotės bangos ilgio kitimo sparta yra didelė. Atsiranda derinimo trūkiai spektro srityje nuo 626 iki 685 nm (žr. 3.3 pav., (a)). Įstačius 1 mm storio stiklo plokštelę ir rezonatoriaus GVD dispersijos kreivę pakėlus

maždaug 400 fs^2 , derinimo sritis susiaurėja. Čia centrinis bangos ilgis kinta nuo 688 iki 748 nm. Generacija spektro srityje nuo 626 iki 688 nm galima, tačiau tam reikia derinti rezonatoriaus veidrodžius plokštumoje, kurioje sulankstytas rezonatorius. Keičiant rezonatoriaus dispersiją ir tiriant generuojamos spinduliuotės charakteristikas, stengtasi kuo mažiau keisti rezonatoriaus konfigūraciją, pluošto sklidimo kryptį. Dėl šios priežasties generacija 626–688 nm spektro srityje rezonatoriuje su 1 mm stiklu neanalizuota. Kai rezonatoriuje įstatyta 2 mm storio SF10 stiklo plokštelė, derinimo kreivėje matomas šuolis srityje tarp 673 ir 689 nm. Šioje zonoje rezonatoriaus GVD kreivė keičia ženklą. Tai indikuoja pasikeitusi centinio bangos ilgio kitimo kryptis tolygiai keičiant rezonatoriaus ilgį. Kai rezonatoriaus dispersija padidinama dar daugiau, t. y. įstatoma 4 mm storio plokštelė, bangos ilgis kinta tolygiai nuo 666 iki 733 nm. Su 6, 8 ir 10 mm storio plokštelėmis derinimo pobūdis išlieka toks pat, kaip ir su 4 mm storio plokštele. Tačiau linkis ties 680 nm nebėra toks žymus, o derinimo diapazonas atitinkamai sumažėja iki 666–733 nm, 675–731 nm ir 687–713 nm. Mažinant kaupinimo spinduliuotės galią, derinimo zonos siaurėja. Sumažinus kaupinimo spinduliuotės galią 0,9 W, derinimo srities plotis rezonatoriuje be stiklo sumažėja nuo 107 iki 38 nm, o rezonatoriuje su 10 mm storio stiklo plokštele nuo 34 iki 11 nm. Didėjant dispersijai, spektro plotis siaurėja, o forma mažai keičiasi. Rezonatoriuje su teigiama dispersija susiformuoja stačių šlaitų spektras su dviem išreikštomis smailėmis bei minimu centre. Ties rezonatoriaus GVD kreivės linkiais smailė, kuriai GVD vertė mažesnė, išryškėja.

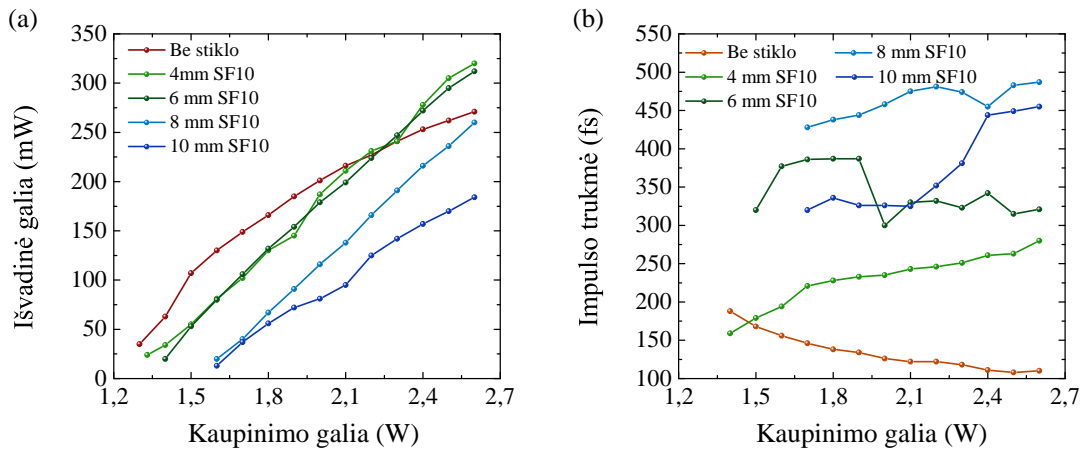
Keičiant rezonatoriaus ilgį, taip pat registruota išvadinės spinduliuotės galia. Centrinio bangos ilgio ir išvadinės galios sąryšis, kai į rezonatorių įstatytos skirtingo storio stiklo plokštelės, pateiktas 3.4 paveiksle, (a). O 3.4 (b) dalyje pavaizduota impulso trukmė ties skirtingais išvadinės spinduliuotės bangos ilgiais, esant skirtingai rezonatoriaus dispersijai. Paveikslų apatinėje dalyje pateikta rezonatoriaus be stiklo GVD kreivė. Matavimų metu kaupinimo spinduliuotės galia buvo 2,6 W. Išvadinės spinduliuotės galios ir impulso trukmės priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios pateikta 3.5 paveiksle. Siekiant labiau pajusti dispersijos įtaką generuojamos spinduliuotės impulso trukmei, rezonatoriaus be stiklo ir su 4 mm storio stiklo plokštele impulso trukmės priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios pateikta 3.6 paveiksle, (a). Čia taip pat pavaizduota impulso kokybė, t. y. jo trukmės ir spektro pločio pusės aukštyje



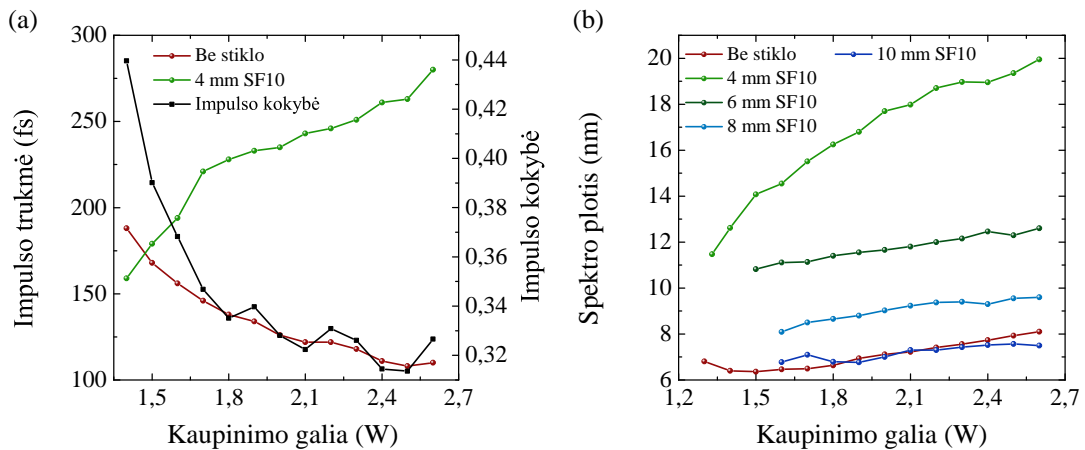
3.3 pav. Generuojamos spinduliuotės spektro kitimas, keičiant rezonatoriaus ilgį: (a) be stiklo, (b) su 1 mm SF10, (c) su 2 mm SF10, (d) su 4 mm SF10. Juodi taškai žymi spektro masės centrą.



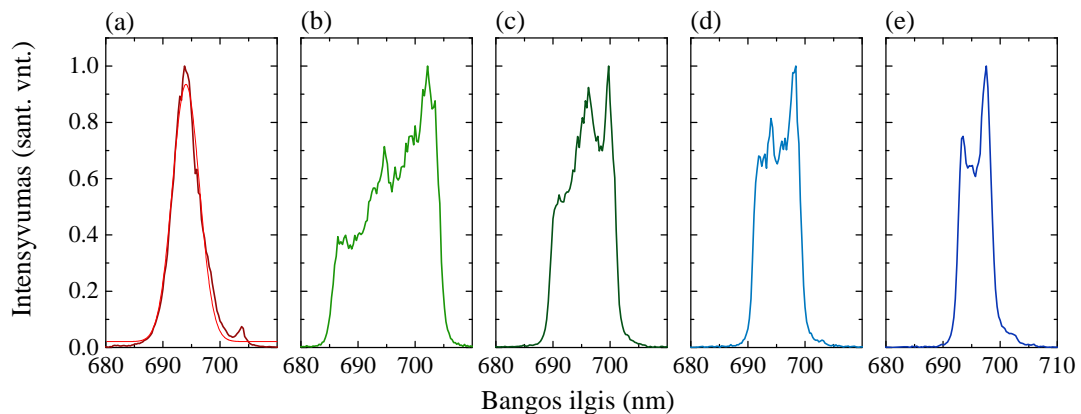
3.4 pav. (a) Išvadinės galios ir (b) impulso trukmės priklausomybė nuo generuojamos spinduliuotės bangos ilgio. Grafikų apačioje pateikta rezonatoriaus be stiklo plokštelės GVD kreivė.



3.5 pav. (a) Išvadinės galios ir (b) impulso trukmės priklausomybė nuo kaupinimo galios, kai generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis yra 695 nm.



3.6 pav. (a) Impulso trukmės ir kokybės priklausomybė bei (b) spektro pločio $1/e^2$ aukštyje priklausomybė nuo kaupinimo galios.



3.7 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai rezonatoriuje: (a) be stiklo, (b) su 4 mm, (c) 6 mm, (d) 8 mm ir (e) 10 mm storio stiklo plokštelėmis. Raudona kreivė (a) dalyje yra aproksimacija Gauso funkcija. τ – išmatuota impulso trukmė, τ_{sr} – spektriškai riboto impulso trukmė.

sandauga, kai rezonatoriuje nėra pridėtos papildomos dispersijos. Spektro pločio priklausomybė nuo kaupinimo galios pateikta 3.6 paveiksle (b). Atsižvelgiant į nesimetrišką impulso spektro pavidalą teigiamos dispersijos atveju, spektro plotis įvertintas $1/e^2$ aukštyje. Išvadinės spinduliuotės spektrai, esant maksimaliai kaupinimo spinduliuotės galiai ir skirtingoms rezonatoriaus GVD vertėms, pateikti 3.7 paveiksle.

Kol kas analizuokime visus šiuos grafikus kartu. Pirmiausia žvelgdami į 3.4 paveikslą (a), pastebime, kad didžiausia išvadinė galia pasiekama rezonatoriuje su 4 ir 6 mm storio SF10 stiklo plokštelėmis. Įstačius plokštelę Briusterio kampu, nuostoliai rezonatoriuje padidėja nežymiai, nors atspindys nuo plokštelės yra minimalus, tačiau galima šviesos sklaida nuo paviršinių defektų. Jei rezonatoriuje nors ir nežymiai padidėjus nuostoliams išauga išvadinė galia, galima įtarti, kad tai lemia palankesnės stiprinimo sąlygos. Tokia pati išvadinės galios priklausomybė stebėta ir rezonatoriuje, kuriame oscilijuojantis pluoštas nuo čirpuotų veidrodžių atsispindi 20 kartų. Pažvelgę į 3.6 paveikslo (b) dalį, matome, kad rezonatoriuje 6 mm stiklo plokštele spektro plotis yra 1,6 karto platesnis nei rezonatoriuje be stiklo. Rezonatoriuje su 4 mm stiklo plokštele spektro plotis yra net 2,4 karto didesnis. O impulso trukmė padidėja apie 2,5 karto ties maksimalia kaupinimo galia. Grįžkime prie išvadinės galios augimo. SKPŠG impulso trukmės didėjimą, spektro plitimą ir didesnę išvadinę spinduliuotės galią galime susieti ir paaiškinti paprastai. Kai generuojamo impulso trukmė tokia pati kaip ir kaupinimo, kuri mūsų atveju yra lygi 105 fs, atstumas, kurį nusklidę impulsai išsiskiria per impulso trukmę yra 2,4 mm. Čia kaupinimo impulso centrinis bangos ilgis lygus 513 nm, o signalinės spinduliuotės impulso – 700 nm. Padidėjus trukmei dėl teigiamos dispersijos atstumas, kurį nusklidę impulsai išsiskiria dėl grupinių greičių nederinimo, taip pat padidėja, tad parametrinei sąveikai efektyviau išnaudojamas 3 mm storio, netiesinio kristalo ilgis. Efektyvesniam stiprinimui sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje įtakos turi ir vėlinimas, sukuriamas keičiant rezonatoriaus ilgį. Greičiau sklindantis signalinis impulsas užvėlinamas, taip optimizuojant jo laikinę sanklotą su kaupinimo impulsu. Kai impulsas dėl dispersijos išplinta dar daugiau signalinio impulso sparnų ir kaupinimo impulso, laikinė sanklota nebėra tokia efektyvi. Galiausiai impulso sparnai dar labiau silpnėja dėl rezonatoriaus nuostolių, spektras siaurėja ir atitinkamai ilgėja impulso trukmė. Taigi, esant tam tikrai, bet

ne per didelei teigiamai dispersijai, generacijos efektyvumas išauga. Išvadinės galios padidėjimas teigiamos dispersijos srityje, palyginti su išvadinė gاليا neigiamos dispersijos srityje, eksperimentiškai stebėtas žemo impulsų pasikartojimo dažnio osciliatoriuose [142].

Analizuodami išvadinės galios priklausomybės nuo signalinės spinduliuotės bangos ilgio kreives, esant skirtingoms rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos vertėms, matome efektyvumo minimumą, esantį ties 715 nm. Didėjant dispersijai, šio minimumo plotis ir moduliacijos gylis traukiasi, bet vėl padidėja rezonatoriuje su 8 mm SF10 stiklo plokšte. Išvadinės galios minimumas keičiant generuojamos spinduliuotės bangos ilgį stebėtas ir kitokios konfigūracijos (mažesnis atspindžių skaičius nuo čirpuotų veidrodžių) scheme, todėl minimumą lemia ne dispersinės rezonatoriaus savybės. Dviejų iš čirpuotų veidrodžių pralaidumas padidėja ties 717 nm (žr. 2.2 pav., (a)), spektrofotometru išmatuota pralaidumo vertė siekia 0,35 %. Nežymus poslinkis tarp išvadinės galios minimumo ir pralaidumo maksimumo atsiranda dėl nenulinio osciliuojančio pluošto kritimo kampo į čirpuotus veidrodžius SKPŠG rezonatoriuje. Kuo siauresnis spinduliuotės spektras, tuo veidrodžių nulemtų nuostolių įtaka išvadinės spinduliuotės galiai didesnė.

Atkreipkime dėmesį į išvadinės spinduliuotės galios priklausomybę nuo kaupinimo galios. Kuo rezonatoriaus dispersija didesnė, tuo generacijos slenkstis aukštesnis. Nedidelės teigiamos dispersijos atveju (su 4 ir 6 mm storio plokštelėmis) generacijos slenkstis yra panašus kaip ir neigiamos dispersijos rezonatoriuje. Be to, neigiamos dispersijos atveju išvadinės spinduliuotės galia ima sotintis didėjant kaupinimo galiai. Rezonatoriuje su teigiama dispersija ši priklausomybė yra tiesinė. Esant galimybei toliau didinti kaupinimo spinduliuotės galią, neigiamos dispersijos srityje veikiantis SKPŠG praranda savo pranašumą išvadinės galios atžvilgiu dėl kaupinimo galios keitimo į signalinės spinduliuotės galią efektyvumo sotinimosi.

Plačiau apžvelkime, kaip kinta impulso trukmė, keičiant rezonatoriaus dispersiją ir kaupinimo spinduliuotės galią. Čia reikia pastebėti, jog impulso trukmė matuota daugiašūviu autokoreliatoriumi. Matavimai buvo atliekami tik tada, kai generacija stabili, spinduliuotės bangos ilgis nelinekš šokinėti. Dėl šios priežasties spektro sritys, kuriose išmatuota impulso trukmė, yra daug siauresnės, negu tos, kuriose tirta išvadinės galios priklausomybė nuo generuojamos spinduliuotės bangos ilgio. Pagrindinis dėmesys

buvo skiriamas spektro sričiai tarp 680 ir 720 nm. Akivaizdu, kad trumpiausi impulsai generuojami rezonatoriuje be stiklo, o didinant teigiamą dispersiją rezonatoriuje impulso trukmė didėja. Mažiausia impulsų trukmė rezonatoriuje be stiklo buvo 90 fs. Didžiausia impulso trukmė siekė 626 fs rezonatoriuje su 10 mm storio stiklu. Neatsižvelgiant į impulso trukmės šuolį ties 685 nm, kurį lemia rezonatoriaus dispersijos priartėjimas prie GVD nulio rezonatoriuje be stiklo, impulso trukmė kinta nežymiai. Vidutinė vertė spektro intervale nuo 687 iki 707 nm yra 107 fs, o standartinis nuokrypis – 7,5 fs. Didėjant rezonatoriaus dispersijai, impulso trukmė kinta daug labiau. Vidutinė impulso trukmė yra: 344 ± 40 fs su 4 mm stiklo plokšte, 384 ± 74 fs su 6 mm stiklo plokšte, 414 ± 69 fs su 8 mm stiklo plokšte ir 455 ± 70 fs su 10 mm storio stiklo plokšte. Matome, kad impulso trukmė auga ir svyruoja, o svyravimų amplitudė didėja, didėjant rezonatoriaus dispersijai. SKPŠG generuojamų impulsų trukmės didėjimas didinant įnešamų stiklo plokštelių storį ir jų sukuriamą teigiamą dispersiją stebėtas ir nekolineariame sichiškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje [45]. Šiame darbe kaupinimo impulsų trukmė buvo 500 fs, o generuojamų impulsų trukmė svyravo nežymiai (nuo 726 iki 782 fs), kai į rezonatorių įstatytos skirtingo storio stiklo plokštelės, papildomai pridedančios 200, 1000 ir 2000 fs² grupinio vėlinimo dispersiją. Didinant dispersiją, impulsų spektras taip pat tendencingai siaurėjo. Dispersijos įtaka yra atvirkščiai proporcinga ultratrumpojo impulso trukmei ($\sim 1/\tau^2$). Todėl mūsų atveju, kaupinimui naudojant ~ 100 fs impulsus, signalinio impulso trukmės didinant teigiamą dispersiją didėja iki ~ 500 fs, o kaupinant 500 fs trukmės impulsais – tik iki ~ 800 fs. Reiktų pažymėti, jog mūsų sukonstruotame parametriniame šviesos generatoriuje naudojamas palyginti ilgas 3 mm storio BBO kristalas, o T. Lang su kolegomis sukonstruotame generatoriuje [45] naudotas tik 2 mm storio kristalas.

Svarbu atkreipti dėmesį, jog didėjant kaupinimo galiai rezonatoriuje su neigiama dispersija impulso trukmė mažėja, o rezonatoriuje su teigiama dispersija ilgėja. Abiem atvejais šią priklausomybę lemia impulso spektro plitimas. Kad ir koks dispersijos pobūdis, didėjant kaupinimo galiai vis daugiau spektrinių komponentų patiria stiprinimą, didesnę nei nuostoliai rezonatoriuje. Dėl šios priežasties impulso spektras plinta. Spektro pločio didėjimui įtakos turi ir impulso fazės moduliavimasis. Kai rezonatoriaus GVD neigiama, platesnis spektras vienareikšmiškai lemia trumpesnio im-

pulso generaciją. Esant teigiamai dispersijai, impulso spektrinių komponentų išsifazavimas nėra kompensuojamas, tad impulsas plinta.

Matavimų metu manyta, kad impulso laikinė forma ir spektras yra Gauso formos. Žinoma, jog spektriškai riboto Gauso impulso kokybės parametras lygus 0,44. SKPŠG generuojamų impulsų kokybės parametras mažėja nuo 0,44 iki 0,32 didinat kaupinimo spinduliuotės galią. Impulso spektro pavidalas artimas gausiniam (žr. 3.7 (a) pav., šviesiai raudona kreivė), nors spektro infraraudonajame sparne matoma maža smailė. Tačiau tokio pločio spektriškai riboto impulso trukmė turėtų būti didesnė nei išmatuota, tad laikinis impulso pavidalas nėra gausinis, greičiau hiperbolinio sekanto pavidalo. SKPŠG veikiant teigiamos dispersijos srityje, generuojamos spinduliuotės spektras žymiai išplatėja. Kaip minėta, impulsų spektro plotis buvo įvertintas $1/e^2$ aukštyje. Tokio pločio Gauso pavidalo impulsų (spektro plotis perskaičiuotas į plotį pusės aukštyje) spektriškai ribotų impulsų trukmė pateikta 3.7 paveikslų įklijose. Eksperimentiškai parodyta, jog su išoriniu spaustuvu SKPŠG generuojamus ne spektriškai ribotus impulsus galima spausti efektyviai [39, 45, 138]. Daugiau apie tai bus pateikta 4.5 skyrelyje. Bus parodyta, jog nedidelės teigiamos dispersijos rezonatoriuje generuojamus 352 fs trukmės impulsus galima suspausti iki 55 fs.

3.3 Apibendrinimas

Šiame skyriuje nagrinėtas sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus veikimas, kai suminė rezonatoriaus dispersija yra teigiama. Dispersija keičiama į rezonatorių įstačius skirtingo storio stiklo plokšteles. Tyrimo rezultatai atskleidė, jog SKPŠG veikiant teigiamoje dispersijoje, išvadinė galia gali būti didesnė nei tokia pačiame rezonatoriuje, veikiančiame neigiamos dispersijos srityje. Teigiamos dispersijos atveju išvadinė galia auga tiesiškai, o neigiamos dispersijos SKPŠG išvadinė galia pradeda sotintis. Esant galimybei dar daugiau didinti kaupinimo spinduliuotės galią, teigiamos dispersijos SKPŠG gali būti pranašesnis išvadinės galios atžvilgiu. Generuojamos spinduliuotės spektro pavidalas nėra Gauso formos, o impulsai – spektriškai riboti. Atsižvelgiant į keletą kartų platesnį išvadinės spinduliuotės spektrą, impulsus spaudžiant išoriniu spaustuvu tikėtina pasiekti mažesnes impulsų trukmes, nei impulsų, generuojamų neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos srityje veikiančio SKPŠG.

Pirminė šio eksperimento idėja buvo ištirti SKPŠG išvadinės spinduliuotės derinimo galimybes teigiamos dispersijos srityje. Apibendrinus rezultatus, galima išskirti keletą privalumų. Be minėtos didesnės išvadinės galios ir impulsų spūdos, galima supaprastinti rezonatoriaus konstrukciją. Pirmiausia, norint sukurti tolygiai derinamą SKPŠG plačioje spektro srityje, apimančioje visą signalinės bangos dažnių diapazoną ar net dalį šalutinės bangos, galima rinktis plačiajuosčius veidrodžius su GVD osciliacijomis. Kol osciliacijų amplitudė nedidelė, suminė rezonatoriaus dispersija sukuriamą dviem stiklo pleištais. Keičiant stiklo kiekį, t. y. pleištu įleidimą į osciliuojančio pluošto kelią, suminė rezonatoriaus dispersija valdoma paprastai. Naudojant čirpuotus veidrodžius ir norit sukurti neigiamą dispersiją, tenka didinti atspindžių nuo čirpuotų veidrodžių skaičių arba įstatyti prizmių porą. Veidrodžių pralaidumas didėja, didinant aukšto atspindžio juostos plotį. Tai nėra palanku eksperimentiškai, nes didina nenaudingus nuostolius vieno rezonatoriaus apėjimo metu, kelia generacijos slenkstį ir mažina išvadinę galią.

Spektrinių nestabilumų femtosekundiniame parametriniame šviesos generatoriuje tyrimas

Femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai yra itin patrauklūs prietaisai. Vis dėlto bet kokiems taikymams naudojami prietaisai turi veikti stabiliai ir vienareikšmiškai nuspėjamai. Eksperimentiškai dar 1994 m. pastebėta, kad esant tam tikrai rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijai, t. y. neigiamai, bet artimai nuliui, antrąją titano safyro lazerio harmoniką kaupinamo PŠG veikimas yra nestabilus [39]. Šiame darbe pagrindinis dėmesys skirtas SKPŠG veikimo stabilumo srityse tyrimui. Panaši tendencija stebėta ir pirmąją titano safyro lazerio harmoniką kaupinamo PŠG [143]. Čia osciliacijų priežastimi, atsižvelgiant į charakteringą autokoreliacinės funkcijos pavidalą, laikytas solitonų formavimasis. Skaitmeninis modeliavimas, aprašantis itin plataus spektro sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus veikimą, atskleidė, jog, esant tam tikram SKPŠG rezonatoriaus ilgio išderinimui, formuojasi osciliuojantis išvadinės spinduliuotės spektras [135]. Rezonatoriaus ilgio išderinimas vos per $2,4 \mu\text{m}$ lėmė energijos persiskirstymą tarp atskirų spektrinių komponentų, o impulso spektras atsikartojo kas 26 rezonatoriaus apėjimus. Kitas skaitmeninis SKPŠG tyrimas, paremtas modeliavimu dažninėje srityje, parodė, kad išvadinė SKPŠG galia osciliuoja esant tam tikram rezonatoriaus ilgio išderinimui, kuris atitinka SKPŠG efektyvumo minimumą [132]. Šio minimumo padėtis priklauso nuo GVD kompensavimo, atžvilgiu netiesinio kristalo įnešamos teigiamos GVD. Šis rezultatas sutampa su eksperimentiniais stebėjimais [140]. O SKPŠG galia osciliuoja, kai 2 mm ilgio KTP kristalo dispersija kompensuojama nuo 4 iki 8 kartų, t. y.

rezonatoriaus apėjimo GVD yra neigiama apie -1000 fs^2 eilės [132]. Taigi nestabilus SKPŠG veikimas tikėtinas ne tik tada, kai rezonatoriaus GVD artima nuliui. Nestabilumų atsiradimą artimoje nuliui GVD srityje nesunku paaiškinti. Sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje sklindantis Gausinis impulsas, stiprinamas dėl parametrinės sąveikos netiesiniame kristale. Tačiau, bet kokiame realiame rezonatoriuje neįmanoma išvengti triukšmų, veidrodžių atspindžio, grupinio vėlinimo ir grupinio vėlinimo dispersijos netolygumo, kaupinimo spinduliuotės fliktuacijų. Šie netolygumai sukurs skirtingus nuostolius įvairioms spektrinėms komponentėms ir skirtingą užlaikymą. Galiausiai parametrinio stiprinimo sąlygos bus nebevienodos, tad formosis nenuostovaus spektro ir laikinės formos impulsai.

Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai paprastai veikia nuo kelių dešimčių iki kelių šimtų megahercų dažniu. Tiriant nestabilumus šiuose prietaisuose ir norint užregistruoti energijos persiskirstymą tarp atskirų spektrinių komponentių, svarbu sugebėti užrašyti pavienių impulsų spektrų seką. Deja, įprastiniai prietaisai, skirti spinduliuotės spektro analizei ar registravimui, neveikia tokiu dažniu. Tam puikiai tinka pastaruoju metu greitai populiarėjantis dispersinės Furjė transformacijos (angl. *Dispersive Fourier transformation, real-time Fourier transformation arba coherent time-stretch*) metodas [144–146]. Šio metodo esmė pagrįsta dispersinėmis šviesos sklidimo savybėmis ir jo principus glaustai galima paaiškinti taip: į šviesolaidį įleidus plataus spektro trumpą impulsą, jis sklisdamas plinta. Tinkamai parinkus šviesolaidį, femtosekundinis impulsas išplinta tūkstančius ar net šimtus tūkstančių kartų. O išplitusio impulso laikinis pavidalas atkartoja jo spektrinį pavidalą, nes skirtingos spektrinės komponentės sklinda skirtingais grupiniais greičiais. Greitu fotodetektoriumi užrašomi signalo amplitudės svyravimai, o iš šių duomenų atstatomas pradinio impulso spektras. Spektrinę skyrą lemia impulso plitimo sąlygos bei detektoriaus (pvz., fotodiodo ir oscilografo) veikimo dažnis.

Dispersinės Furjė transformacijos metodu užrašyta impulsų evoliucija nuo modų sinchronizacijos pradžios femtosekundiniame titano safyro lazerio osciliatoriuje, veikiančiame 90 MHz impulsų pasikartojimo dažniu [147] ir impulsų evoliucija nuo parametrinės generacijos pradžios sinchroniškai kaupinamame pikosekundiniame parametriniame šviesos generatoriuje [148, 149]. Taip pat pastebėta, jog didėjant kaupinimo spinduliuotės

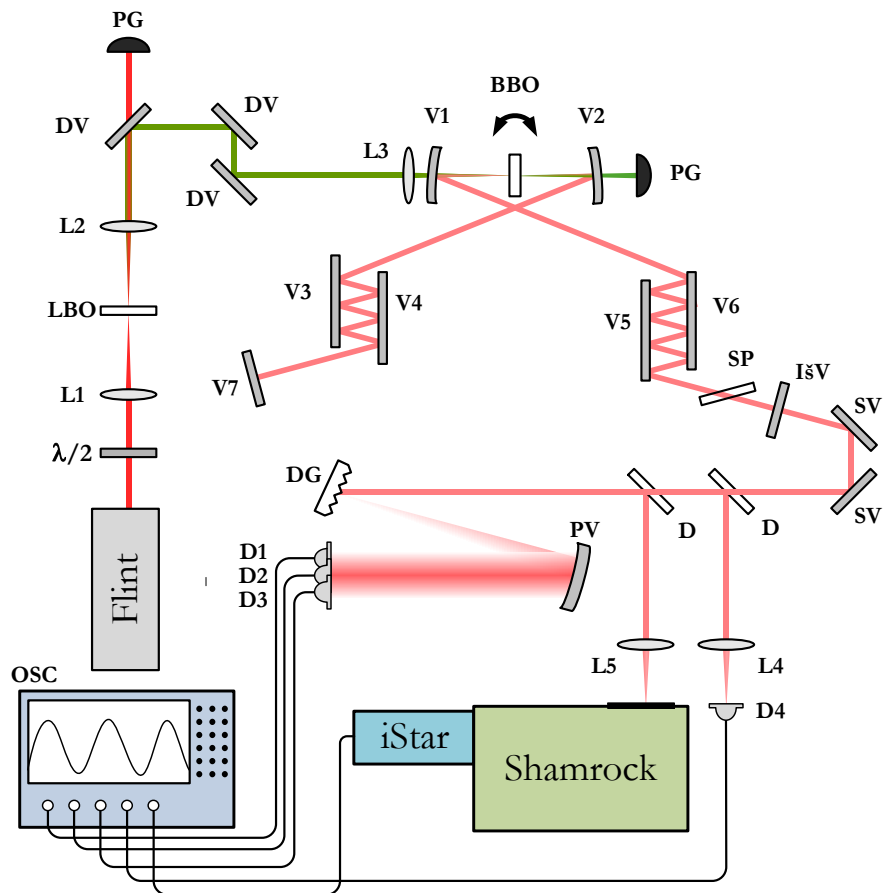
galiai impulsų spektras plinta. Kai kaupinimo galia septynis kartus viršija slenkstinę kaupinimo galią, SKPŠG spinduliuotės spektras pradeda osciliuoti.

Šiame darbe pasirinktas kitas metodas osciluojančių spektrų sekai užrašyti. Pavienių impulsų spektrus galima užrašyti su krūvių sąsajos įtaisu, turinčiu signalo stiprintuvą (KSI, angl. *intensified charge-coupled device, ICCD*). Tokių kamerų ekspozicijos trukmė gali būti vos keleto nanosekundžių trukmės arba net mažesnė (pvz., Andor Technology Ltd, iStar kameros laikinė skyra siekia 2 ns [150], o Stanford Computer Optics, Inc, 4 Picos kameros laikinė skyra yra nuo 200 ps [151]). Naudojantis SKPŠG spinduliuotės spektrų periodiniu svyravimu ir sinchronizuojant kameros veikimą, galima užrašyti atskirų impulsų spektrų seką.

Eksperimentiškai stebėti nestabilumai artimoje nuliui rezonatoriaus GVD zonoje bei sudėtinga generuojamos spinduliuotės bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio, esant nemonotoniškai GVD kreivei, kelia klausimų apie SKPŠG spinduliuotės spektro ir energijos pokyčius mikrosekundinėje laiko skalėje. Šiame skyriuje aptarsime stebėtus nestabilumus sukonstruotame sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje. Aptarsime nestabilumų atsiradimo priežastis ir kokią įtaką šiems procesams daro spinduliuotės galia, rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija. Išsamiai pristatysime pasirinktą metodą osciluojančių spektrų sekai užrašyti ir palyginsime jį su dispersinės Furjė transformacijos metodu.

4.1 Eksperimentinė schema ir tyrimo metodas

Eksperimentinės sistemos schema pavaizduota 4.1 paveiksle. Palyginti su 2.2 poskyriuje pristatyta eksperimentine sistema, esminiu pakeitimų kaupinimo dalyje nebuvo. Tik šiuo atveju kaupinimo šaltinio galia pakelta iki 5,8 W, o maksimali antrosios harmonikos spinduliuotės galia prieš lęšį L3 siekė 3,1 W. SKPŠG rezonatorių sudaro tie patys meniskiniai veidrodžiai ir suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros. Osciluojantis signalinės spinduliuotės pluoštas nuo čirpuotų veidrodžių porų atsispindi 28 kartus. Vienos rezonatoriaus atšakų gale įstatytas plokščias neigiamos dispersijos veidrodis, kitos atšakos gale – išvadinis veidrodis. Spinduliuotei iš rezonatoriaus išvesti naudoti du skirtingi 3 arba 8 % pralaidumo veidrodžiai. Išvadinis veidrodis, įmontuotas ant poslinkio staliuko, leidžia grubiai keisti



4.1 pav. Eksperimento schema. Flint – Yb:KGV osciliatorius, $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, L1 ir L2 – teleskopo lęšiai, LBO – netiesinis kristalas antrosios harmonikos generacijai, DV – spektro dalikliai, PG – pluošto gaudyklės, L3 – lęšis kaupinimo spinduliuotės fokusavimui, V1 ir V2 – meniskiniai veidrodžiai, V3–V6 – suderintų čirpuotų veidrodžių poros, V7 – plokščias veidrodis, IšV – išvadinis veidrodis, SP – *Suprasil* arba SF10 stiklo plokštelė, SV – sidabriniai veidrodžiai, D – UFVS stiklo plokštelės, L4 ir L5 – fokusuojantys lęšiai, DG – difrakcinė gardelė, PV – veidrodis, D1–D4 – fotodiodai, Shamrock – spektrografas, iStar – KSĮ kamera su signalo stiprintuvu, osc – oscilografas.

generuojamos spinduliuotės bangos ilgį. Ant rotacinio stalielio Briusterio kampu įtvirtinta *Suprasil* stiklo plokštelė. Ją sukant, galima nežymiai keisti suminę rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersiją ir taip tiksliai valdyti generuojamos spinduliuotės bangos ilgį. Kaip ir 3 skyriuje, rezonatoriaus dispersija keičiama į ją papildomai įstačius *Suprasil* arba SF10 stiklo plokšteles. Tyrimai atlikti tokiomis pat sąlygomis, t. y. 695–705 nm srityje, nekeičiant kristalo orientacijos kampo.

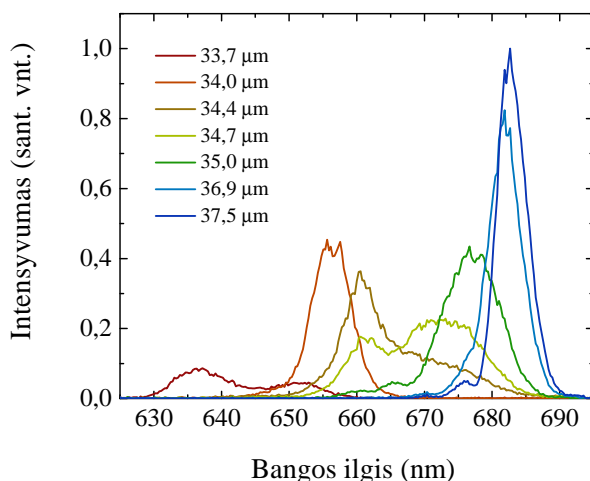
Iš SKPŠG rezonatoriaus išėjęs signalinės spinduliuotės pluoštas sidabriniais veidrodžiais per dvi UVFS stiklo plokšteles nukreipiamas į difrakcinę gardelę. Gardelės rėžių tankis yra 1800 rėžių/mm. Nuo vienos iš stiklo plokštelių atsispindėjęs pluoštas yra fokusuojamas į greitą fotodiodą, kuriuo registruojamos generuojamos spinduliuotės intensyvumo moduliacijos. Nuo kitos stiklo plokštelės atsispindėjęs pluoštas fokusuojamas į spektrografo (*Shamrock, Andor Technology Ltd.*) įėjimą. Spektrografas sujungtas su aukštos laikinės skyros KSI kamera, kurioje yra signalo stiprintuvas (*iStar DH334T-18U-73, Andor Technology Ltd*). Nuo difrakcinės gardelės atsispindėjęs ir besiplečiantis pluoštas fokusuojamas didelės apertūros veidrodžiu. Fokusuoto pluošto židinyje įstatyti trys greiti fotodiodai, registruojantys atskirų spektrinių komponentių intensyvumo svyravimus. Matavimams naudoti ET-2030A (*Electro-Optics Technology*) ir PD10A-EC (*Thorlabs Inc.*) fotodiodai. Oscilografu (*TDS7104, Tektronix Inc.*) registruojant visų keturių diodų rodmenis, galima nustatyti SKPŠG osciliacijų pobūdį. Šių matavimų spektrinę skyrą apibrėžia diodų aktyviųjų elementų fizinių matmenys ir pluošto skėstis. Fotodiodų fiziniai matmenys lemia, kiek minimaliai tarpusavyje nutolusias spektrines komponentes galima stebėti. Kokio bangos ilgio yra spektrinių komponentių amplitudės svyravimai stebimi fotodiodais. Pieš fotodiodą pastatoma apertūra ir užrašomas pereinančios spinduliuotės spektras integruojančiu spektrometru (*AvaSpec-2048, Avantes*). SKPŠG spinduliuotės spektrai taip pat registruojami spektrometru *AvaSpec*, o impulsų trukmė matuojama daugiašūviu autokoreliatoriumi (*Geco, MGF Šviesos konversija*).

Pavienių impulsų spektrų voroms užrašyti, vieno oscilografo kanalo dažnių juosta yra apribojama nuo 250 MHz iki 20 MHz taip, kad oscilografu stebimi ne atskirų impulsų amplitudės svyravimai, bet impulsų voros gaubtinė. Kai šiuo oscilografo kanalu registruojamas signalas įgyja didžiausią vertę, oscilografas išduoda sinchronizacijos signalą *iStar* kamerai. Grei-

tinanti įtampa prie daugiakanalės plokštelės prijungiama 13 ns (impulsų pasikartojimo dažnis – 76 MHz, tai atitinka $\sim 13,2$ ns trukmę tarp kaupimo arba SKPŠG impulsų), tad registruojamas tik vieno impulso spektras. Taip kartojant procesą ir užrašant N -ojo impulso spektrą, pridodant $13,2 \times (N-1)$ ns trukmės vėlinimą, užrašoma spektrų seka, iš kurios sudaromas SKPŠG impulsų spektrų evoliucijos paveikslas. Įvertinus laiko trukmę, kurios prireikia oscilografui išduoti sinchronizacijos signalą, jam nukeliauti iki kameros ir kamerei išduoti atsako signalą, nustatyta, jog kamera fiksuoja 6-ąjį impulso spektrą nuo sinchronizacijos signalo išdavimo.

4.2 Spektrinių nestabilumų priklausomybė nuo kaupimo galios ir rezonatoriaus ilgio išderinimo

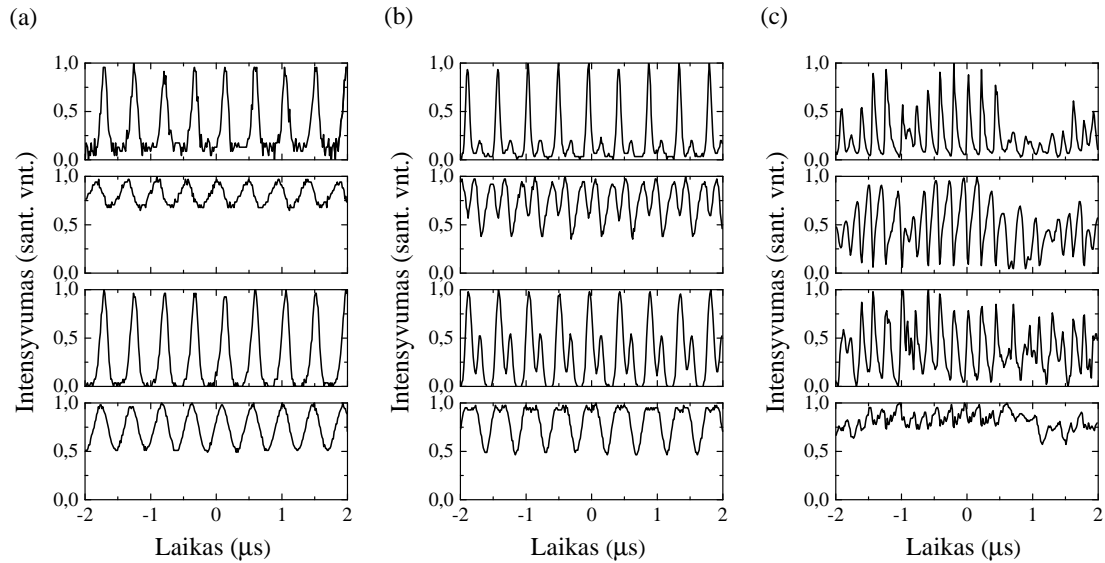
Kaip minėta, didžiausia išvadinė galia pasiekama, kai spinduliuotės centrinis bangos ilgis yra 696–705 nm srityje. Šiame diapazone bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio taip pat lengvai nuspėjama. Rezonatoriuje be stiklo plokštelės ir su 8 % išvadiniu veidrodžiu generuojamos spinduliuotės bangos ilgis kinta nuo 627 iki 733 nm, keičiant tik rezonatoriaus ilgį. Su *Suprasil* stiklo plokštele spinduliuotės derinimo diapazonas sumažėja ir tęsiasi nuo 676 iki 735 nm. *Suprasil* stiklo plokštelė, įstatyta į rezonatorių, pakelia jo suminę vieno apėjimo grupinio vėlinimo dispersiją per maždaug 360 fs^2 . Rezonatoriaus be stiklo plokštelės grupinio vėlinimo dispersija neigiama visoje derinimo srityje, bet priartėja prie nulio 630–680 nm diapazone. Šioje srityje stebimi neryškūs derinimo trūkiai, o signalinės spinduliuotės bangos ilgis kinta tolygiai 676–733 nm srityje. Atrinkti signalinės bangos spektrai pavaizduoti 4.2 paveiksle, o atitinkama rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivė pateikta 3.2 paveiksle. Išvadinės spinduliuotės spektro forma kinta keičiantis centriniam bangos ilgiui ir sąlygota rezonatoriaus dispersijos. Lyginant 3.2 ir 4.2 paveikslus, matyti, jog spektrai su dviem smailėmis arba išreikštais šlaitais formuojasi ten, kur suminė rezonatoriaus GVD artima nuliui. Spektro su dviem smailėmis ties 636 ir 650 nm formavimąsi lemia GVD kreivės linkis ties 645 nm. Šios konstrukcijos rezonatoriaus generuojamos spinduliuotės spektrinių komponentų intensyvumo amplitudės ir impulsų energijos svyravimų stebėjimas fotodiodais parodė, kad osciliacijos pirmiausia atsiranda arti derinimo trūkių srityse, kuriose keičiasi spektro forma. Suminės GVD rezonatoriaus



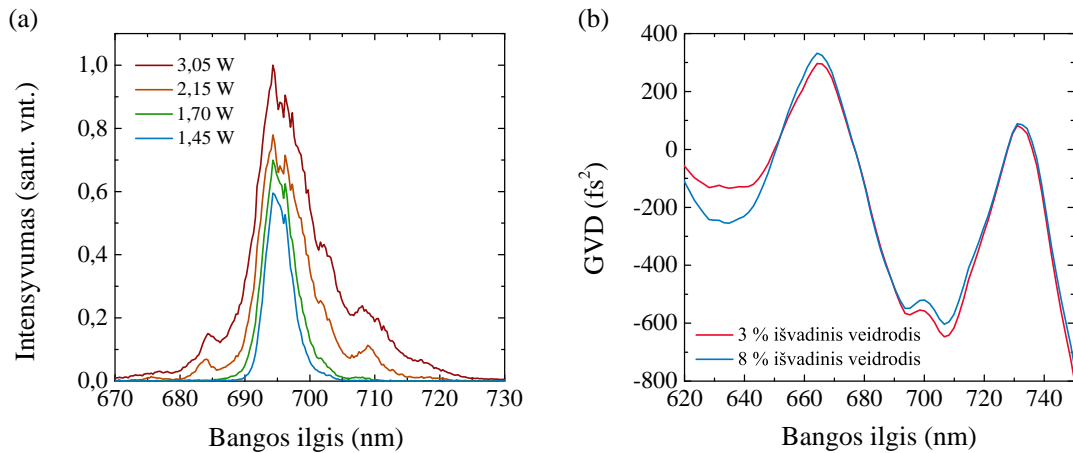
4.2 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai, esant skirtingiems rezonatoriaus išderinimams, rezonatoriuje be stiklo.

kreivės priartėjimas prie nulinės vertės šiame diapazone lemia nestabilumų atsiradimą, nes esant nedidelei GVD vertei nebelieka spektrinių komponentių ir triukšmų filtravimo. Didinant kaupinimo spinduliuotės galią, zonos, kuriose stebimos osciliacijos, plečiasi ir galiausiai apima visą derinimo zonos plotį, išskyrus kraštą tarp 720 ir 740 nm. Nekeičiant BBO kristalo fazinio sinchronizmo kampo, SKPŠG generuojamos spinduliuotės galia derinimo zonos krašte yra maža. Šiame intervale rezonatoriaus GVD yra neigiama ir svyruoja nuo -580 iki -270 fs², tad spektrinių komponentių ir impulsų energijos osciliacijos nestebimos.

Tiriant spektrinių komponentių intensyvumo amplitudės ir išvadinės spinduliuotės energijos svyravimų priklausomybę nuo kaupinimo spinduliuotės galios, stebėti impulsų voros gaubtinės formos pokyčiai. Užrašyti duomenys buvo sunormuoti tarp 0 ir 1, nepriklausomai nuo to, ar stebimos spektrinės komponentės yra ties impulso spektro centrine dalimi ar šlaite. Per impulsų viršūnes nubrėžiama voros gaubtinė ir, remiantis jos forma, SKPŠG veikimas suskirstytas į keturis tipus: stabilų, viengūbrę, dvigūbrę osciliaciją bei chaotišką veikimą. Impulsų voros gaubtinės, atitinkančios minėtas veikimo grupes, pavaizduotos 4.3 paveiksle. Viršutinė eilutė atitinka intensyvumo osciliacijas ties 679 nm, antroji – ties 695 nm, trečioji – ties 706 nm, o apatinė impulsų energijos (integruota visų spektrinių komponentių) osciliacijas. Osciliacijos užrašytos, kai rezonatoriuje įstatyta *Suprasil* stiklo plokštelė ir 3 % išvadinis veidrodis. Atitinkami spektrai, užrašyti in-



4.3 pav. Skirtingų spektrinių komponentių intensyvumo amplitudės ir impulso energijos kitimas, kai kaupinimo spinduliuotės galia yra: 1,7 W (a), 2,15 W (b) ir 3,05 W (c).



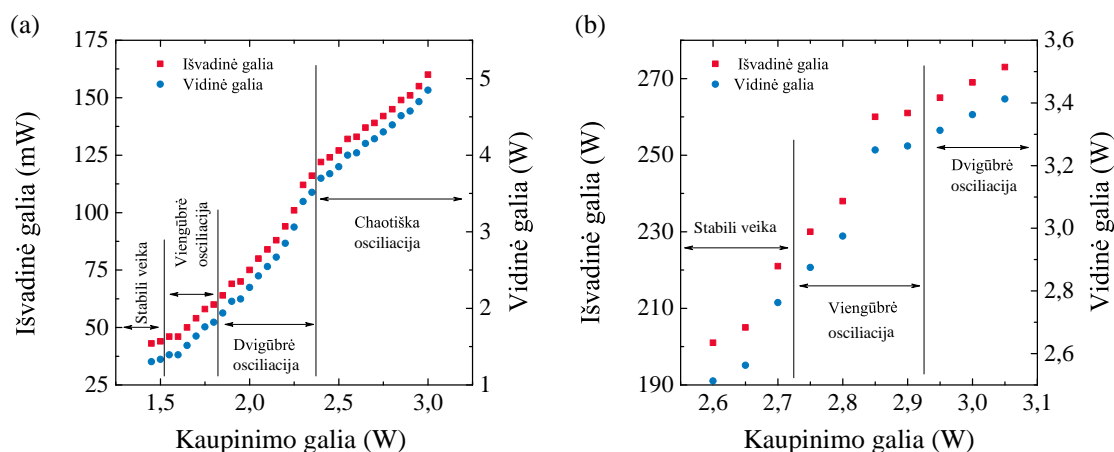
4.4 pav. (a) Išvadinės spinduliuotės spektrai, esant skirtingoms kaupinimo galios vertėms. Išvadinio veidrodžio pralaidumas – 3 %. (b) Suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivės su skirtingo pralaidumo išvadiniais veidrodžiais.

teguojančiu spektrometru, pateikti 4.4 paveiksle (a), o rezonatoriaus GVD kreivė pavaizduota 4.4 paveiksle (b). Žvelgiant į gaubtinių pavidalą dvigūbrės osciliacijos atveju, matyti, jog vienos spektrinės komponentės zonos maksimumai yra pasislinkę kitos komponentės maksimumų atžvilgių. Tai

nurodo energijos persiskirstymą impulse tarp atskirų jo spektrinių komponentų. Nežymus poslinkis matomas ir viengūbrės osciliacijos atveju.

Išvadinės spinduliuotės galios priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios su skirtingais išvadinais veidrodžiais pateikta 4.5 paveiksle. Čia taip pat sužymėtos kaupinimo galios sritys, kurioms priskirti skirtingi osciliacijų tipai. Chaotiškas veikimas registruotas tik su 3 % išvadiniu veidrodžiu. Svarbu pastebėti, jog nuo kaupinimo spinduliuotės galios priklauso ne tik osciliacijų pobūdis, bet ir osciliacijų periodiškumas. Prasidėjus osciliacijoms, jų periodas yra apie 50 impulsų ir sumažėja iki 30 prieš pasikeičiant osciliacijų pobūdžiui iš viengūbrių į dvigūbres. Po to osciliacijų periodiškumas pasikeičia į 57 rezonatoriaus apėjimų ir sumažėja iki maždaug 35 prieš prasidedant chaotiškoms osciliacijoms. Keičiant rezonatoriaus ilgį, osciliacijų pobūdis ir periodas taip pat keičiasi. Visų pirma, tam įtakos turi kintanti išėjimo arba vidinė galia osciliatoriuje. Antra priežastis – nemonotoniška GVD kreivės priklausomybė nuo bangos ilgio. Keičiant BBO kristalo posūkio kampą, generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis kinta labai nežymiai (bangos ilgis kinta ne dėl to, jog keičiasi fazinio sinchronizmo sąlygos, o todėl, kad nežymiai keičiasi optinio kelio ilgis rezonatoriuje), bet mažėja generuojamos spinduliuotės galia. Išsukus kristalą nuo padėties, kur generuojama didžiausia išvadinė galia, o osciliacijų pobūdis chaotiškas, iki padėties, kur osciliacijos pranyksta, išvadinė galia sumažėja nuo 173 mW iki 101 mW. Tačiau spektro plotis sumažėja nuo 11 iki 4,7 nm pusės aukštyje. Išvadinės galios bei spektro pločio pokytis mažinant kaupinimo spinduliuotės galią, bet išlaikant tą patį kristalo kampą, yra daug didesnis. Vis dėlto sukant kristalą osciliacijos išnyksta, kai generuojamos spinduliuotės moda pasikeičia iš TEM_{00} į TEM_{01} . Osciliacijų pobūdis, periodiškumas ir amplitudė taip pat labai jautrūs rezonatoriaus suderinimui. Esant didžiausiai kaupinimo galiiai, spektro plotis $1/e^2$ aukštyje siekia 32,25 nm ir yra palyginamas su GVD kreivės minimumo pločiu, kuris lygus 50 nm (plotis tarp dviejų $GVD = 0$ fs² verčių).

Palyginus 4.5 paveikslo (a) ir (b) dalis, matyti, jog osciliacijų pobūdis pasikeičia, esant skirtingoms vidinėms galioms, nors būtų galima tikėtis priešingai. Keičiantis osciliacijų pobūdžiui rezonatoriuose su skirtingais išvadinais veidrodžiais, generuojamo spektro pavidalas ir plotis pusės aukštyje taip pat skiriasi. Čia įtakos gali turėti išvadinių veidrodžių pralaidumas, kuris nėra tolygus. Spektro diapazone tarp 675 ir 725 nm vieno iš daliklių



4.5 pav. Išvadinės spinduliuotės galios priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės galios, kai naudojami 3 % (a) ir 8 % (b) išvadiniai veidrodžiai.

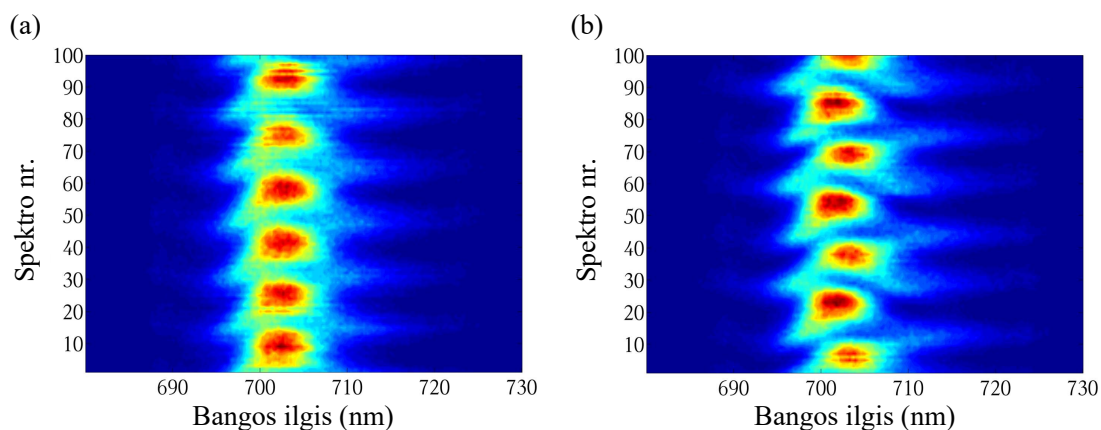
pralaidumas kinta nuo 7,6 iki 9 %, kito – nuo 3,1 iki 3,5 %. Esant nemonotoniškam išvadinio veidrodžio pralaidumui, skirtingi to paties impulso spektro sparnai patiria skirtingus nuostolius, yra nevienodai stiprinami, tad jų evoliucija taip pat skirtinga.

4.3 SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektro evoliucijos matavimai

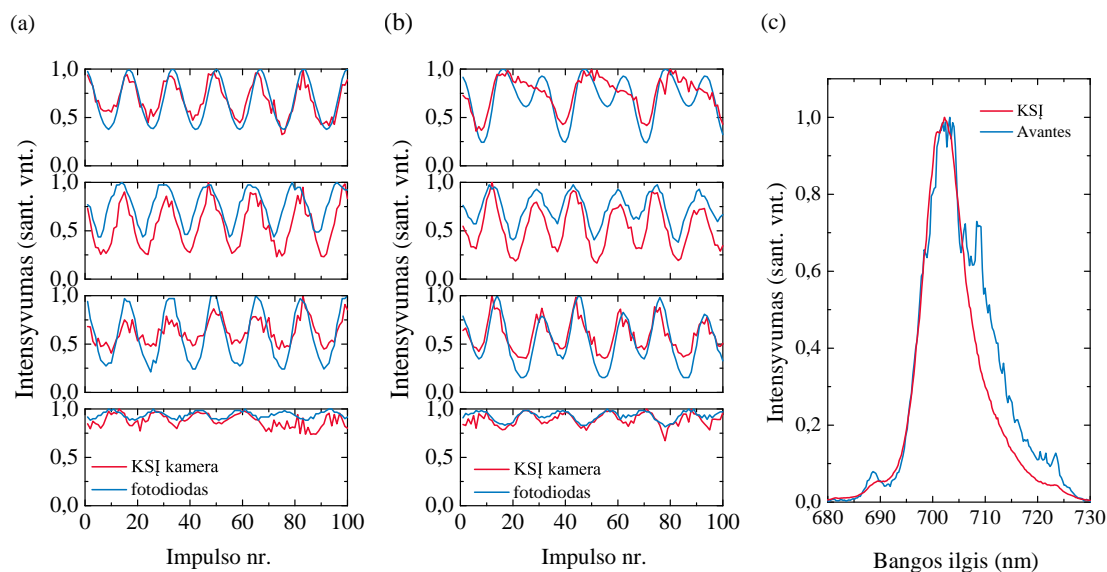
Minėta, jog dispersinės Furjė transformacijos metodas puikiai tinka didelio pasikartojimo dažnio impulsų voros spektro dinamikos tyrimui. Vis dėlto šis metodas turi keletą trūkumų. Pirmiausia tokiems matavimams naudojamas šviesolaidis gali būti keleto kilometrų ilgio [149, 152], tad į šviesolaidį įleidžiamos spinduliuotės intensyvumas turi būti labai didelis. Femtosekundinių ar pikosekundinių impulsų atveju didelis šviesos intensyvumas lemia netiesinius reiškinius, galinčius iškraipyti šviesolaidyje sklindančios spinduliuotės spektrą. Taigi apribojimai šviesos intensyvumui turi būti taikomi. Šią problemą pavyksta išspręsti, jei šviesolaidyje sklindančią spinduliuotę galima stiprinti (pvz., IR spektro srityje galima naudoti retųjų žemių jonais legiruotus šviesolaidžius). Kaip matyti iš 4.3 paveikslo, keleto spektrinių komponentų intensyvumo svyravimo stebėjimas fotodiodais ir oscilografu taip pat leidžia spręsti apie nestabilumų pobūdį. Šis metodas patogus, nes nebūtina duomenų rekonstrukcija. Oscilografu stebint oscilacijas bei keičiant eksperimento vykdymo sąlygas, galima itin greitai suprasti tokių

parametrų, kaip kad kaupinimo spinduliuotės galios ar rezonatoriaus ilgio išderinimo, įtaką nestabilumų atsiradimui. Vis dėlto šis metodas nesuteikia visos informacijos apie impulso spektro evoliuciją. Pasinaudojus nestabilumų periodiškumu ir sinchronizavus KSI kamerą, kurioje yra signalo stiprintuvas, užrašyti impulsų spektrai pateikti 4.6 paveiksle. Šiuo atveju SKPŠG rezonatoriaus išvadinio veidrodžio pralaidumas buvo 8 %, kaupinimo spinduliuotės galia viengūbrės osciliacijos atveju – 2,7 W, o dvigūbrės – 2,9 W. Kita vertus šis metodas netinkamas, kai osciliacijų pobūdis chaotiškas. Oscilografas sinchronizacijos signalą išduoda, kai pasirinktojo kanalo įtampos vertė įgyja tam tikrą reikšmę. Neperiodiškų osciliacijų atveju, sinchronizacijos signalas išduodamas neadekvačiai, tad chaotiškų osciliacijų atveju impulsų spektro evoliucijos rekonstrukcija nebeįmanoma. Registruojant pavienių impulsų spektrus, galima surinkti statistinius duomenis apie impulsų spektro pobūdį.

Oscilografu užrašytų spektrinių komponentių amplitudės svyravimų palyginimas su duomenimis, gautais registruojant pavienių impulsų spektrus, pavaizduotas 4.7 paveikslo (a) ir (b) dalyse. Viršutinėje eilutėje pateiktas osciliacijos ties 697 nm (šio oscilografo kanalo dažnių juosta apribota). Skaičiuojant nuo viršaus, antroje eilutėje – ties 712 nm, trečiojoje – ties 723 nm, o apatinėje – suminės energijos. Palyginimui pateikto fotodiodais užregistruotos voros, sudarytos iš 100 impulsų, gaubtinės, ir KSI kamera užrašytų spektrų atitinkamų spektrinių komponentių intensyvumo kitimas. Spektrų užrašytų intensifikuota kamera, vidurkio (dvigūbrė osciliacija, pateikta 4.6 pav., (b)) palyginimas su spektru, užrašytu integruojančiu



4.6 pav. Impulsų voros spektro evoliucijos rekonstrukcija: (a) viengūbrės ir (b) dvigūbrės osciliacijų atvejais.



4.7 pav. (a) ir (b) Fotodiodais registruojamų signalų palyginimas su intensifikuota kamera užrašytų spektrinių komponentių intensyvumo svyravimais. (c) Intensifikuota kamera užrašytų spektrų vidurkio palyginimas su spektru, užrašytu integruojančiu spektrometru.

spektrometru, pateiktas 4.7 paveikslo (c) dalyje.

Žvelgiant į 4.7 paveikslo (a) ir (b) dalis, pirmiausia matomas neatitikimas (b) dalies viršutinėje eilutėje. Čia skirtumas tarp osciliacijų pavidalo gali būti nulėmtas fotodiodo registruojamo signalo, nes būtent šio kanalo dažnių juosta buvo apribota, siekiant sinchronizuoti KSĮ kameros veikimą. Lyginant pateiktus duomenis, matyti, kad jie gerai sutampa. Atskirų spektrinių komponentių bei matavimų Pirono koreliacijos koeficientas kinta nuo 0,83 iki 0,92, o impulso energijai svyruoja nuo 0,51 iki 0,81. Kaip minėta, osciliacijų pobūdis itin jautrus bet kokiems pokyčiams. Jie sutrikdo sinchronizacijos mechanizmą, tad tokiems matavimams koreliacijos koeficientas mažėja. Nors intensifikuota kamera užrašyti spektrai nėra vienas po kito einančių impulsų, vis dėlto taikytas metodas tinka periodinio pobūdžio osciliacijų spektro evoliucijos atvaizdavimui. Kaip minėta, įvertinus laiką, kurio prireikia oscilografui išduoti sinchronizacijos signalą, o KSĮ kamerai užrašyti vieno impulso spektrą, nustatyta, jog kamera registruoja 6-ąjį impulsą po sinchronizacijos signalo išdavimo. Remiantis užregistruotų signalų kryžminės koreliacijos skaičiavimais, kamera registruoja 4-ąjį impulsą po sinchronizacijos signalo išdavimo. Pluošto išskleisto difrakcine gardele erdvinis skirstinys pavaizduotas 4.8 paveiksle. Matoma sudėtinga struktūra,



4.8 pav. Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus išvadinės spinduliuotės pluošto išskleisto difrakcine gardele erdvinis skirstinys.

kuri savo ruožtu parodo, jog negalima atmesti erdvėje vykstančių reiškinų įtakos impulso spektro osciliacijoms.

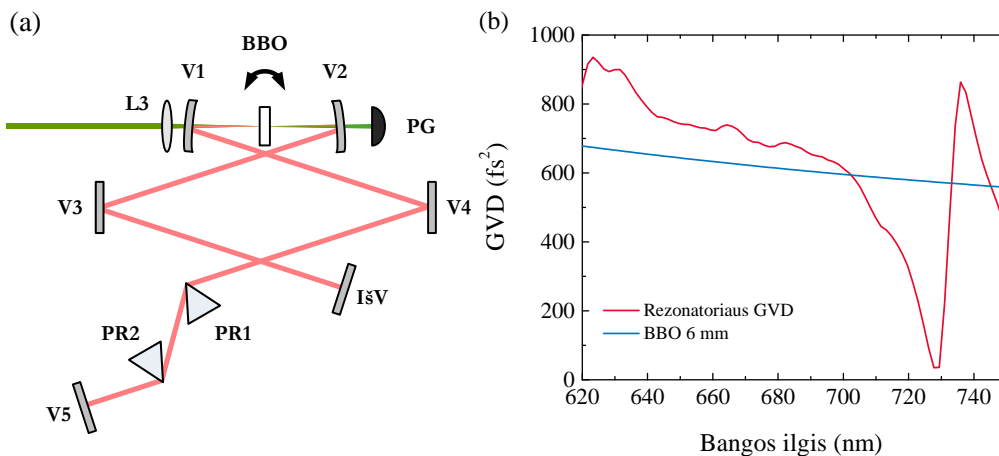
4.4 Rezonatoriaus grupinio vėlimo dispersijos įtaka spektriniams nestabilumams

Pirmiausia reikia paminėti, jog parametriniam šviesos generatoriui, kurio rezonatoriaus schema pavaizduoda 4.1 paveiksle, veikiant teigiamos dispersijos srityje, osciliacijų niekada nestebėjome. Teigiamai vieno apėjimo dispersijai sudaryti į rezonatorių buvo įstatyta 4, 6, 8 ar 10 mm storio SF10 stiklo plokštelės. Jos į suminę rezonatoriaus GVD kreivę įneša maždaug 1600, 2400, 3200 arba 4000 fs² papildomą dispersiją. Osciliacijų nestebėjome ne tik spektro zonoje, kurioje SKPŠG spinduliuotės galia didžiausia, bet ir visoje signalinės spinduliuotės derinimo srityje.

Minėta, jog SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektras platėja didinant kaupinimo spinduliuotės galią. Esant didžiausiai kaupinimo spinduliuotės galiai, išvadinės spinduliuotės spektro plotis yra palyginamas su neigiamos dispersijos zonos pločiu. Čia minimali GVD vertė siekia -600 fs² ties 690–710 nm, kai rezonatoriuje įstatyta *Suprasil* stiklo plokštelė. Kai kaupinimo spinduliuotės galia didžiausia, osciliacijas stebime beveik visoje derinimo zonoje. Mažėjant kaupinimo spinduliuotės galiai, generuojamos spinduliuotės spektras siaurėja, o zonos, kuriose stebimi spektriniai nestabilumai, traukiasi link artimų nuliui GVD sričių. Jei impulso spektro sparnai patenka į sritis, kuriose rezonatoriaus GVD vertės artimos nuliui, atsiranda nestabilumai. Šie automatiškai lems nevienodas visų impulso spektrinių komponenčių stiprinimo sąlygas. Formuosius nestabilaus spektro ir laikinio pavidalo impulsas. Iš eksperimentinių stebėjimų darome išva-

da, jog, esant neigiamai, osciliuojančiai ir priartėjančiai prie nulinės vertės rezonatoriaus GVD kreivei, o generuojamos spinduliuotės spektro pločiui palyginamam su GVD osciliacijų periodu, SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektras yra nenuostovus.

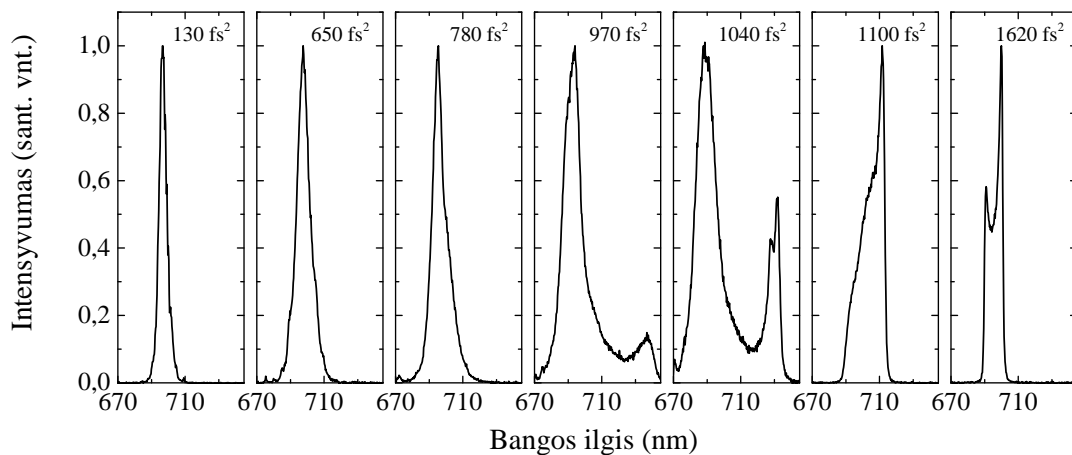
Norint geriau suprasti ribas, kuriose šie nestabilumai stebimi, atkartojome D. T. Reid atliktą eksperimentą [143], tačiau papildomai stebėjome spektrinių komponentių intensyvumo osciliacijas fotodiodais. SKPŠG rezonatoriaus schema pateikta 4.9 paveiksle, (a). Čia suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros išimtos ir į rezonatorių įstatyti aukšto atspindžio monotoniškos GVD dispersijos veidrodžiai. Jų pralaidumo ir grupinio vėlinimo dispersijos kreivės pavaizduotos 1.1 paveiksle. Suminė rezonatoriaus vieno apėjimo dispersija, neįskaičius prizmių įnešamos dispersijos, pateikta 4.9 paveiksle, (b). GVD kreivės minimumą ties 730 nm sąlygoja rezonatorių lankstančių veidrodžių GVD, o suminė rezonatoriaus GVD yra teigiama dėl 3 mm storio BBO kristalo (6 mm per pilną rezonatoriaus apėjimą) įtakos. Teigiama GVD buvo kompensuota į rezonatorių įstačius dvi Briusterio kampu išpjautas ir iš SF11 stiklo pagamintas prizmes. Atstumas rezonatoriuje tarp prizmių viršūnių lygus – 16 cm. Palaikant minimalų prizmių įleidimą į osciliuojantį pluoštą, išvadinės spinduliuotės spektro pa-



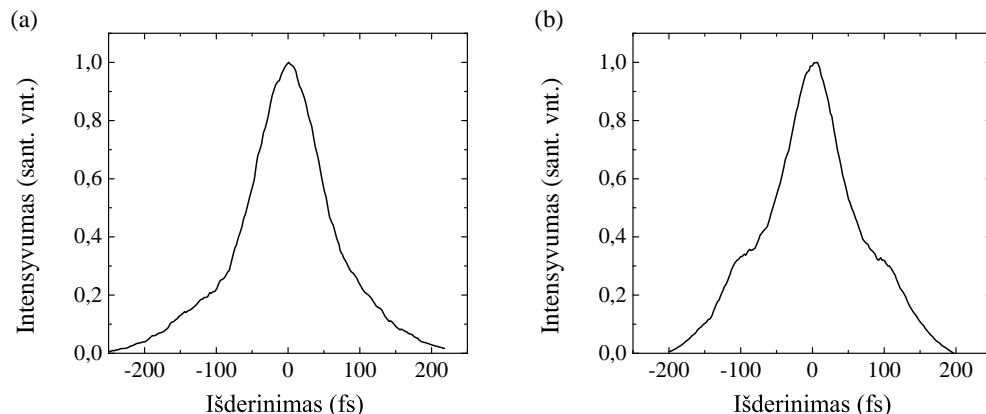
4.9 pav. (a) Modifikuota SKPŠG rezonatoriaus schema: V1 ir V2 – meniskiniai veidrodžiai, V3 – V5 – plokšti aukšto atspindžio veidrodžiai, IŠV – 8 % pralaidumo išvadinis veidrodis, PR1 ir PR2 - SF11 stiklo Briusterio prizmės. (b) Rezonatoriaus vieno apėjimo (neįskaičius prizmių įnešamos dispersijos) ir BBO kristalo GVD kreivės.

vidalas artimas gausiniam. Tiriant spektrinių nestabilumų atsiradimą, buvo keičiama rezonatoriaus GVD. Pirmiausia poslinkio staleliu, ant kurio įmontuotas išvadinis veidrodis, rezonatoriaus ilgis buvo sumažinamas 0,25 mm (optinio kelio ilgis sumažėja 0,5 mm). Tai atitinka rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos pasikeitimą per 65 fs^2 ties 695 nm. SKPŠG generacija atstatoma keičiant prizmių įleidimą į osciliuojantį pluoštą, t. y. didinant šviesos kelią prizmėse. Suminė rezonatoriaus GVD nebuvo vertinama, skaičiuotas tik pokytis ΔGVD dėl padidėjusio šviesos kelio stikle.

SKPŠG generuojamos spinduliuotės spektrai ties įvairiomis ΔGVD vertėmis pavaizduoti 4.10 paveiksle. Kol pridėta GVD yra nedidelė, impulsų spektro pavidalas yra Gauso formos. Didėjant GVD, artėjama prie nulinės GVD vertės, tad spektras plinta, o impulso trukmė mažėja. Spektrinės osciliacijos prasideda, kai ΔGVD vertė apytiksliai lygi 650 fs^2 . Čia spektro pavidalas gausinis, o autokoreliacinė funkcija turi nežymiai išreikštą pjedestalą. Kai ΔGVD padidėja iki 780 fs^2 , spektro pavidalas vis dar gausinis, bet osciliacijų pobūdis dvigūbris, o autokoreliacinė funkcija turi ryškiai išreikštą pjedestalą (žr. 4.11 pav.). Toliau didinant GVD, osciliacijų pobūdis pasikeičia į viengūbrę, o generuojamos spinduliuotės spektras išplinta įgaudamas dvi viršūnes ties 689 ir 731 nm. Čia, atsižvelgiant į rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivę, galima vienalaikė generacija ties dviem skirtingais bangos ilgiais, esančiais apie nulinę GVD vertę. Atsiranda nežymus skirtumas tarp rezonatoriaus GVD pateiktos 4.9 paveiksle ir ΔGVD vertės, kuriai esant suminė rezonatoriaus GVD tampa lygi nuliui. Mat skai-



4.10 pav. Išvadinės spinduliuotės spektrai, esant skirtingoms ΔGVD vertėms.

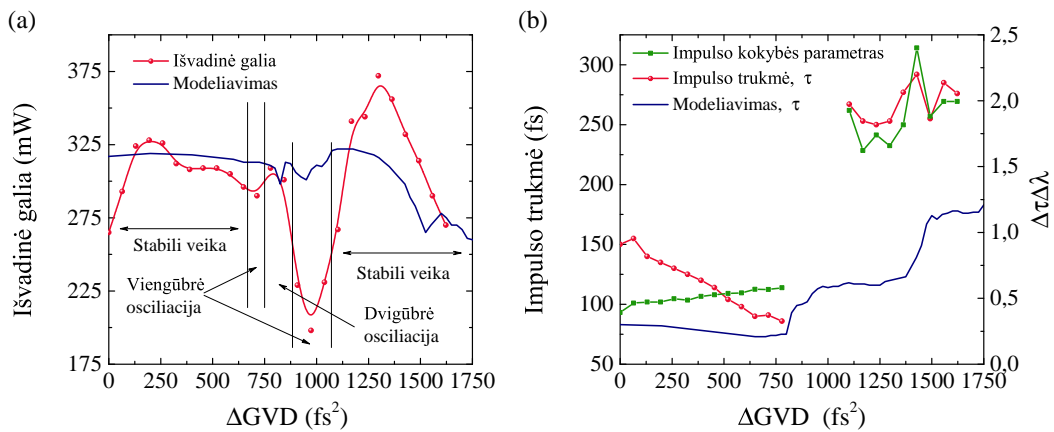


4.11 pav. Autokoreliacinių funkcijų pavidalas, kai (a) $\Delta\text{GVD} = 650 \text{ fs}^2$ ir (b) $\Delta\text{GVD} = 780 \text{ fs}^2$.

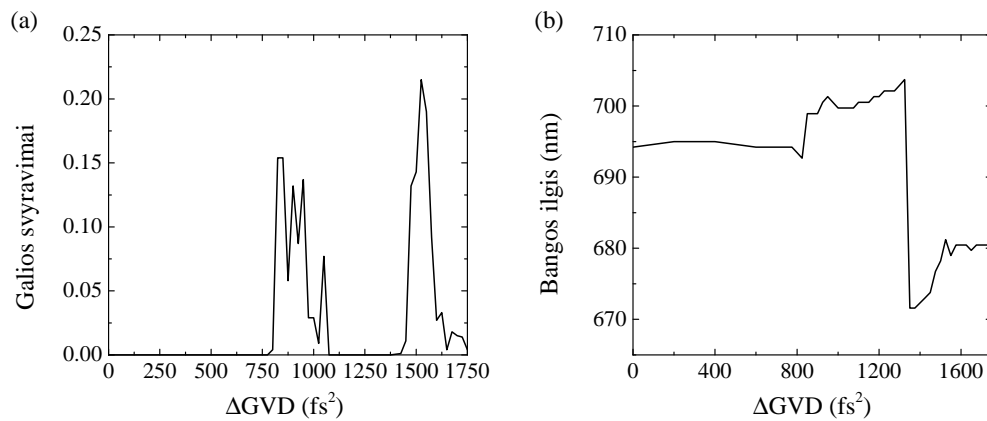
čiuojant GVD pokytį, neatsižvelgiama į nežymiai mažėjantį atstumą tarp dispersiją kompensuojančių prizmių viršūnių, įskaitytas tik šviesos kelias stikle. SKPŠG veikimas šioje zonoje labai nestabilus, nes net ir dėl mažiausio rezonatoriaus ilgio pokyčio labai keičiasi centrinis bangos ilgis. Dėl šios priežasties impulso trukmė nematuota. Registruotų osciliacijų periodiškumas keičiant ΔGVD kito nežymiai ir buvo nuo 10 iki 12 rezonatoriaus apėjimų viengūbrės osciliacijos atveju bei 20 – dvigūbrės. Dar didinant į rezonatorių įnešamą teigiamą GVD, osciliacijos pranyksta, SKPŠG veikimas stabilizuojasi. Spekto pavidalas pasikeičia. Pirmiausia susiformuoja gan platus spektras su aiškia smaile infraraudonoje spektro dalyje. Toliau didinant teigiamą GVD, susiformuoja teigiamai rezonatoriaus GVD būdingas spektras su stačiais šlaitais ir įduba centrinėje dalyje.

Išvadinės galios, impulso trukmės ir jo kokybės parametro priklausomybė nuo į rezonatorių įnešamos teigiamos dispersijos pateikta 4.12 paveiksle. Paveikslo 4.12 (a) dalyje taip pat sužymėtos ΔGVD sritys, kuriose stebėta stabili veika, viengūbrės ir dvigūbrės osciliacijos. Kartu pavaizduoti ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai. Tiek eksperimentiškai išmatuota išvadinė galia bei impulso trukmė, tiek skaitmeniškai sumodeliuotos vertės atvaizduotos kaip funkcija nuo pridėtos grupinio vėlinimo dispersijos, t. y. rezonatoriuje teigiama dispersija kompensuojama prizmių poromis ir nustumiama į neigiamą sritį. Vėliau pridėtant dispersijos (ΔGVD), suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija yra didinama ir nulinę vertę įgyja, kai $\Delta\text{GVD} \approx 800 \text{ fs}^2$. Kol suminė rezonatoriaus GVD neigiama, generuojamos

spinduliuotės galia kinta nežymiai ir yra artima skaitmeninio modeliavimo vertėms. Tik iš pradžių didinant rezonatoriaus GVD, eksperimentiškai išmatuota galia šiek tiek auga, nes čia prizmių įleidimas į rezonatoriuje osciluojančio pluošto kelią yra minimalus. Osciljuojantis pluoštas gali kliūti už prizmių kraštų, taip sudarant papildomus nuostolius rezonatoriuje. Išvadinės galios minimumą ties nuline rezonatoriaus GVD verte lemia itin jautrus SKPŠG veikimas. Čia, kaip ir 3 skyriuje, aprašytuose eksperimentuose, matomas išvadinės galios padidėjimas teigiamos dispersijos srityje. Didesnė išvadinė galia yra dėl impulso spektro ir trukmės plitimo. Skaitmeninio modeliavimo rezultatuose šios priklausomybės nesimato. Eksperimentiškai matuojant impulso trukmę bei generuojamos spinduliuotės galią, rezonatoriaus ilgis, jei tik įmanoma buvo parenkamas taip, kad centrinis bangos ilgis būtų 695–705 nm. Skaitmeniniame modelyje tokia galimybė nenumatyta. Čia generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis pasislenka dėl suminės rezonatoriaus GVD vertės, palankesnės generacijai ties ~ 680 nm (žr. 4.13 (b) pav.). Išvadinė galia sumažėja, nes fazinio sinchronizmo sąlygos parinktos 695 nm spinduliuotės generacijai. Skirtumas tarp eksperimentiškai išmatuotos ir skaitmeniškai sumodeliuotos impulso trukmės yra nulemtas tų pačių priežasčių. Eksperimentiškai išmatuota impulso trukmė mažėja nuo 150 iki 86 fs, impulso kokybės parametras didėja nuo 0,39 iki 0,57 prieš prasidedant osciliacijoms. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai rodo, jog impulso trukmė mažėja rezonatoriaus GVD artėjant prie nulinės vertės. Skirtumas tarp eksperimentiškai išmatuotų bei skaitmeniškai įvertintų impulso trukmių atsiranda dėl skirtumo tarp palaikomo impulso spektro pločio. Eksperimento metu registruotas generuojamos spinduliuotės spektro plotis kinta nuo 5,6 iki 10,9 nm, kai rezonatoriaus dispersija artėja prie nulinės vertės. Tačiau iš skaitmeninio modeliavimo rezultatų matyti, jog spektro plotis didėja nuo 9 iki 14 nm. Eksperimentiškai išmatuotos srities plotis, kurioje stebimos impulso spektrinių komponentių amplitudės oscilacijos, yra apie 450 fs^2 . Skaitmeniškai įvertintas šios zonos plotis siekia 350 fs^2 . Generuojamos spinduliuotės galios santykinis kitimas, keičiant įnešamos grupinio vėlinimo dispersijos vertę pateiktas 4.13 (a) paveiksle. Galios kitimas įvertintas taip: skaičiuota 200 impulsų voros energija. Atitinkamai apskaičiuota spinduliuotės galia bei jos standartinis nuokrypis. Galiausiai standartinis nuokrypis sunormuotas į galios vidurkį. Čia matomos dvi zonos, kuriose stebimi galios svyravimai. Viena iš jų atsiranda (ties

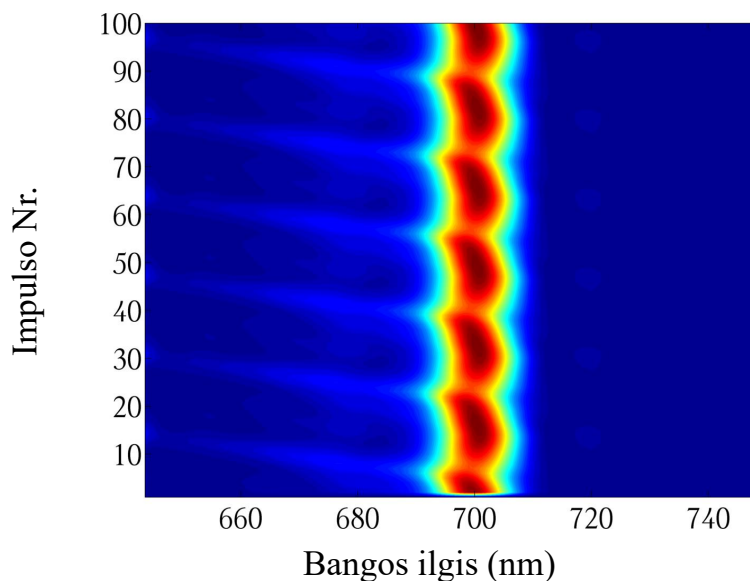


4.12 pav. (a) Išvadinės spinduliuotės galios ir (b) impulso trukmės bei kokybės priklausomybė nuo į rezonatorių įnešamos teigiamos dispersijos.



4.13 pav. (a) Išvadinės spinduliuotės galios svyravimų ir (b) generuojamos spinduliuotės spektro intensyviausios komponentės priklausomybė nuo į rezonatorių įnešamos dispersijos.

1600 fs^2), kai generuojamos spinduliuotės intensyviausios komponentės bangos ilgis (žr. 4.13 (b) pav.) pasislenka į 670 – 680 nm sritį. Kaip minėta, eksperimento metu atstatant generaciją buvo parenkamos tokios sąlygos, kad generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis būtų ties ~ 695 nm. Tad šiuo atveju, kaip ir generuojamos spinduliuotės galios bei impulso trukmės, neatitikimas tarp eksperimentinių bei skaitmeninio modeliavimo rezultatų atsiranda dėl tų pačių priežasčių. Skaitmeninis modeliavimas rodo, jog generuojamos spinduliuotės spektras gali kisti periodiškai arba chaotiškai. Spekto evoliucija periodinės osciliacijos atveju, kai rezonatoriuje pridėta



4.14 pav. Skaitmeniškai sumodeliuotas generuojamos spinduliuotės spektro kitimas, kai $\Delta\text{GVD}=1100 \text{ fs}^2$.

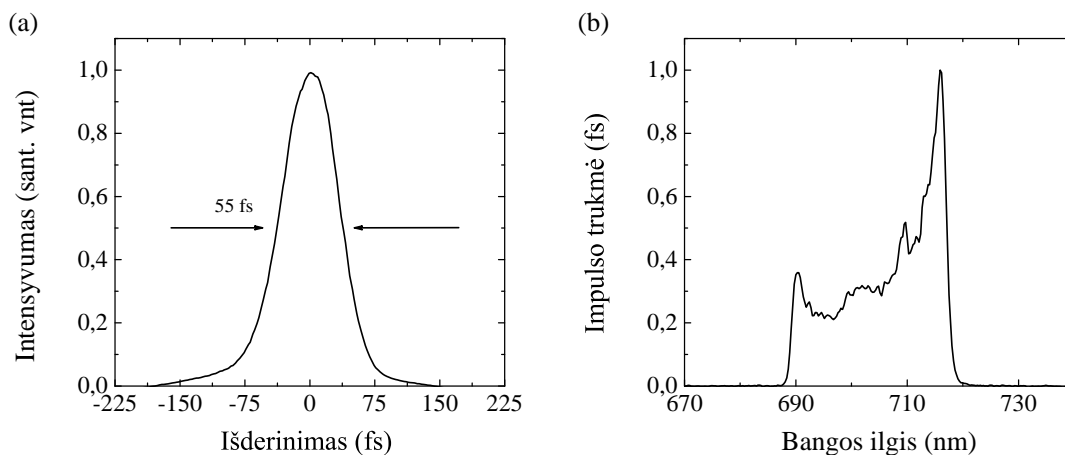
1100 fs^2 dispersija pavaizduota 4.14 pav.

Pažvelgus į impulsų energijos arba tam tikrų spektrinių komponentų amplitudės svyravimus, perėjimas iš stabilios veikos į viengūbrę, dvigūbrę osciliaciją ir galiausiai chaotišką veikimą primena deterministinį chaosą. Panaši impulsų energijos priklausomybė nuo įvairių parametrų stebima didelio pasikartojimo dažnio regeneratyviniuose stiprintuvuose [153–155]. Tačiau reiktų išvengti esminį skirtumą, sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje nestabilumai stebėti, kai rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija yra artima nuliui. Jie tam tikrai spektro sričiai GVD yra artima nuliui, tai šiems spektriniams komponentams grupinio vėlinimo dispersija yra vienoda. Rezonatoriuje nebėra spektrinio filtro išvalančio triukšmus. Analogiškai, kaip difrakcija išvalo pluoštą nuo triukšminių elementų, taip dispersija išvalo impulso spektrą. Taigi chaotiškas pobūdis lengvai suprantamas. Sunkiau paaiškinti periodinių osciliacijų pobūdžio veikimą. Galima remtis analogija iš mechanikos, aiškinant harmoninio osciliatoriaus judėjimą. Tam tikra grąžinanti jėga, sukuria konkuravimą tarp dviejų procesų. Periodinės spektro osciliacijos ir chaotiškas veikimas stebimas tik artimoje nuliui GVD zonoje, tad akivaizdu, jog GVD lemia vieno iš konkuruojančių procesų atsiradimą. Dvigūbrės osciliacijos atveju matomas generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio pasikeitimas, o du pagrindiniai aspektai nulemiantys generuojamos spinduliuotės bangos ilgį yra

fazinio sinchronizmo sąlygos ir rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija. Artimoje nuliui GVD zonoje, GVD įtaka generuojamos spinduliuotės centriniam bangos ilgiui nusilpsta, tad sustiprėja generacija ties tikslu faziniu sinchronizmu. Tarpusavyje konkuruojant šiems dviems procesams, galimas osciluojančio centrinio bangos ilgio generacijos režimas. Vis dėlto reiktų nepamiršti, kad tokiam veikimui įtakos gali turėti kaupinimo regeneracija, impulso fazės moduliavimasis, kryžminė fazės moduliacija, erdviniai bei kiti reiškiniai. Su dispersiją kompensuojančiomis prizmėmis, kaupinimo spinduliuotės galios keitimas į signalinės spinduliuotės galią neigiamos dispersijos srityje yra apie 11%. Esant tokiam spinduliuotės keitimo efektyvumui, galimas kaupinimo spinduliuotės nuskurdinimas ir regeneracija. Be to, SKPŠG derinant taip, kad išvadinė galia būtų didžiausia, tarp kaupinimo ir rezonuojančio pluošto susidaro apie 2° laipsnių išorinis kampas. Tad sąveika nekolineari. Prisiminus sudėtingą gardele išskleisto pluošto skirstinį, erdviųjų reiškinų įtakos taip pat atmesti negalima.

4.5 Impulsų spūda išoriniu spaustuvu

Iš sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatoriaus išėmus dispersiją kompensuojančias prizmes, didžiausia išvadinės spinduliuotės galia buvo 690 mW. Tai atitinka 22 % spinduliuotės keitimo (kaupinimo į signalinės spinduliuotės galią; kaupinimo spinduliuotės galia – 3,05 W) efektyvumą. Išmatuota impulso trukmė siekė 352 fs. Pastebimas akivaizdus išvadinės spinduliuotės galios skirtumas, SKPŠG veikiant be dispersiją kompensuojančių prizmių ir su jomis. Tai lemia dvi priežastys: pirmiausia, papildomi nuostoliai dėl atspindžių nuo prizmių; antra, kaip ir buvo aptarta 3 skyriuje, didesnis generacijos efektyvumas teigiamos dispersijos srityje. Už SKPŠG rezonatoriaus sukonstruotas išorinis spaustuvas, sudarytas iš dviejų prizmių. Pluoštas per prizmes eina du kartus, o atstumas tarp prizmių viršūnių buvo lygus 19,5 cm. Per tokį spaustuvą sklindančio pluošto galia sumažėjo nuo 640 iki 576 mW, tai atitinka 10 % nuostolių. Po spaudimo išoriniu spaustuvu išmatuota mažiausia impulso trukmė siekė 55 fs. Išmatuota autokoreliacinė funkcija ir spaudžiamo impulso spektras pavaizduoti 4.15 paveiksle. Spekto plotis pusės aukštyje yra vos 7,8 nm, o $1/e^2$ aukštyje net 29 nm. Tokio pločio Gauso impulso spekto plotis pusės aukštyje būtų 17 nm, o spektriškai riboto impulso truk-



4.15 pav. (a) Išoriniu spaustuviu suspausto impulso išmatuota autokoreliacinė funkcija ir (b) spaudžiamo impulso spektras.

mė būtų 43 fs. Impulsų trukmė sumažėjo 6,4 kartus ir yra mažesnė negu impulsų, generuojamų rezonatoriuje, kurio suminė GVD neigiama. Išvadinės galios padidėjimas ir impulsų spūda dar kartą parodo, jog sinchroniškai kaupinamas femtosekundinis parametrinis šviesos generatorius, veikiantis teigiamos dispersijos srityje, gali būti patrauklus prietaisas tolygiai keičiamo bangos ilgio spinduliuotės generacijai.

4.6 Apibendrinimas

Norint sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje generuoti plačioje spektro srityje derinamą spinduliuotę, neigiama suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija turi būti sudaryta didinant atspindžių skaičių nuo suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių. Sudėtinga generuojamos spinduliuotės bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio kelia klausimų apie spinduliuotės pokyčius mikrosekundinėje laiko skalėje. Tad šiame skyriuje pristatyti nestabilumų, atsirandančių femtosekundiniuose sinchroniškai kaupinamuose parametriniuose šviesos generatoriuose, tyrimai.

Pirmiausia surinkta eksperimentinė schema, kad būtų galima stebėti kelių impulsų spektrinių komponentių ir impulsų energijos svyravimus greitais fotodiodais. Tai leidžia iškart nustatyti SKPŠG veikimo pobūdį. Stebint impulsų voros energijos ir spektrinių komponentių gaubtinės

formos pasikeitimus, SKPŠG veikimą galima suskirstyti į keturis tipus: stabilų, viengūbrę, dvigūbrę osciliaciją bei chaotišką veikimą. Stebėta itin sudėtinga šių osciliacijų priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo. Keičiasi ne tik osciliacijų forma, bet ir periodiškumas. Didinant kaupinimo spinduliuotės galią, osciliacijos pirma pastebimos ties zonomis, kuriose suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija priartėja prie nulinės vertės. Didinant kaupinimo spinduliuotės galią, spektrinės zonos, kuriose stebimos osciliacijos, didėja. Nekeičiant rezonatoriaus ilgio išderinimo, bet didinant kaupinimo spinduliuotės galią, stabilus veikimas pasikeičia, atsiranda viengūbrės, vėliau dvigūbrės osciliacijos ir galiausiai prasideda nestabilus veikimas. Tokios elgsenos priežastis – nemonotoniška rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos kreivė. Didėjant kaupinimo spinduliuotės galiai, auga išvadinės spinduliuotės galia ir spektras. Kai generuojamos spinduliuotės centrinis bangos ilgis yra ties GVD minimumu, didėjant impulso spektro pločiui, jo sparnai patenka į zonas, kur GVD kreivė artėja prie nulinės vertės. Žinoma, kad SKPŠG veikia nestabiliai, kai rezonatoriaus GVD artima nuliui. Tad, išplatėjus impulso spektrui, yra sutrikdomas stabilus SKPŠG veikimas. Periodinis spektro kitimas greičiausiai yra sąlygotas konkurencijos tarp procesų lemiančių generuojamos spinduliuotės bangos ilgį. Srityje, kur GVD artima nuliui, nusilpsta jos įtaka generuojamos spinduliuotės bangos ilgio nusistovėjimui ir išryškėja tikslaus fazinio sinchronizmo sąlygų įtaka. Neatmetama kitų reiškinių, tokių kaip kaupinimo impulso regeneracija, impulso fazės moduliavimasis, kryžminė fazės moduliacija ir erdvinių reiškinių, įtaka.

Pasinaudojus periodiniu nestabilumų pobūdžiu ir sinchronizavus aukštos laikinės skyros kameros su signalo stiprintuvu veikimą, užrašytos pavienių impulsų spektrų sekos. Rekonstruota generuojamos spinduliuotės spektro evoliucija viengūbrės ir dvigūbrės osciliacijų atvejais. Dvigūbrės osciliacijos atveju, stebimas energijos tarp atskirų spektrinių komponentių persiskirstymas.

Tiriant rezonatoriaus dispersijos įtaką osciliacijų atsiradimui, pakeista rezonatoriaus konstrukcija. Čirpuotų veidrodžių poros pakeistos tolygios dispersijos veidrodžiais. Kristalo įnešama teigiama dispersija kompensuota prizmių pora. Valdant prizmių įleidimą į osciliuojančio pluošto kelią, keista suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo disperija. Nustatyta, jog stabilus SKPŠG veikimas sutrinka suminės rezonatoriaus grupinio vėlinimo disper-

sijos zonoje, artimoje nulinei GVD vertei. Eksperimentiškai išmatuotos srities plotis, kurioje stebimos impulsų spektrinių komponenčių amplitudės oscilacijos, yra 450 fs^2 .

Suminei rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijai pasikeitus iš neigiamos į teigiamą, stebimas generuojamos spinduliuotės galios augimas, nors rezonatoriaus konstrukcija nekeista. Spinduliuotės galia išauga nuo 328 iki 372 mW. Iš rezonatoriaus išėmus dispersiją kompensuojančias prizmes ir sumažinus rezonatoriaus nuostolius, išvadinės spinduliuotės galia išauga iki 690 mW, generuojamos spinduliuotės spektras išplinta, o išmatuota impulso trukmė lygi 352 fs. Nors spektro pavidalas nėra Gauso formos, išoriniu spaustuvu suspaustų impulsų trukmė siekia 55 fs. Išaugusi išvadinės spinduliuotės galia ir impulsų spūdos efektyvumas dar kartą parodo teigiamos dispersijos srityje veikiančio SKPŠG pranašumą išvadinės galios atžvilgiu.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Darbo metu sukonstruotas sinchroniškai femtosekundinio Yb:KGV lazerinio osciliatoriaus antrąja harmonika kaupinamas parametrinis šviesos generatorius, kurio rezonatoriaus konstrukcijai panaudotos suderintų dispersijos osciliacijų veidrodžių poros. Parametrinei sąveikai naudotas 3 mm storio BBO kristalas. Keičiant rezonatoriaus ilgio išderinimą ir netiesinio kristalo posūkio kampą, pademonstruotas signalinės spinduliuotės derinimas itin plačiame spektriniame intervale, apimančiame 625–910 nm sritį. Pasiiekta maksimali išvadinė galia siekė 500 mW, esant 13 % naudingųjų nuostolių ir 1,9 W kaupinimo spinduliuotės galiai.
2. Eksperimentiškai pademonstruota, kad suminei rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijai priartėjus prie nulinės vertės generuojamos spinduliuotės derinimo sparta išauga, prarandamas išvadinės spinduliuotės centrinio bangos ilgio keitimo, keičiant rezonatoriaus ilgį, tikslumas. Rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijai sumažėjus nuo 420 iki 225 fs², centrinio bangos ilgio derinimo sparta pasikeičia nuo 3,8 nm/μm ties 700 nm iki 26 nm/μm ties 744 nm. Grupinio vėlinimo dispersijai keičiant ženklą, generuojamos spinduliuotės derinimo diapazone atsiranda trūkiai.
3. Jei sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus palaikomos stiprinimo juostos plotyje grupinio vėlinimo dispersijos kreivė daugiau nei vieną kartą keičia ženklą, galima vienalaikė keleto bangos ilgių generacija. Grupinio vėlinimo dispersijai keičiant ženklą, grupinis vėlinimas yra ties ekstremumu, tad galima rasti du skirtingus bangos

ilgius, kuriems grupinis vėlinimas turi tokią pat vertę. Esant tokiai rezonatoriaus GVD ir tolygiai keičiant rezonatoriaus ilgį, stebima viena laikė dviejų bangos ilgių generacija, o centriniai generuojamos spinduliuotės bangos ilgiai spektre juda į priešingas puses. Eksperimentiškai stebėta vienalaikė dviejų skirtingų bangos ilgių spinduliuotės generacija. Tolygiai keičiant rezonatoriaus ilgį, šios spinduliuotės centriniai bangos ilgiai spektre juda į tą pačią pusę. Tai atitinka generaciją apie du grupinio vėlinimo ekstremumus. Šių bangos ilgių GV vertė yra vienoda, o GVD ženklas toks pat. Stebėta generuojamos spinduliuotės bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus išderinimo atitinka rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos priklausomybės nuo bangos ilgio pobūdį.

4. Sinchroniškai antrąja Yb:KGV lazerio harmonika kaupinamame rezonatoriuje, optimizuotame generacijai ties 695–705 nm, suminę rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersiją pakeitus iš neigiamos į teigiamą, t. y. nuo -900 fs^2 iki $+700\text{--}1500 \text{ fs}^2$, stebimas generuojamos spinduliuotės galios padidėjimas nuo 282 iki 328 mW, parametrinei sąveikai vykstant 3 mm storio BBO kristale. SKPŠG veikiant teigiamos dispersijos srityje, ilgėja generuojamų impulsų trukmė. Dėl šios priežasties gerėja impulsų sanklota laike, išauga atstumas, kuriame vyksta parametrinė sąveika kristale, tad generuojamo impulso energija padidėja.
5. Generuojamos spinduliuotės spektro centriniam bangos ilgiui esant neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos srityje, o spektro sparnams patenkant į zonas, kur suminė rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija priartėja prie nulinės vertės, yra sutrikdomas stabilus SKPŠG veikimas. Didėjant kaupinimo galiai ir plėtėjant generuojamos spinduliuotės spektrui, eksperimentiškai stebėti keturi veikos tipai: stabilus veikimas, viengūbrė ir dvigūbrė osciliacija bei chaotiškas veikimas.
6. Darbe pasiūlyta metodika, kurią galima naudoti sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos generatorių generuojamos spinduliuotės spektro evoliucijos rekonstrukcijai. Ši technika remiasi periodiniu osciliacijų pobūdžiu. Stebint pasirinktos impulso spektrinės komponentės svyravimus, greitu fotodiodu sinchronizuojamas greitos ir aukštos laikinės skyros kameros veikimas. Skaitmeniškai vėlinant kameros įsi-

jungimą sinchronizacijos signalo atžvilgiu, užrašoma pavienių impulsų spektrų seka, vaizduojanti spektro evoliuciją sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje.

7. Sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos generatoriuje, kurio suminės rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos vertė yra apie 600 fs^2 ties 700 nm , generuojamos spinduliuotės galia siekia 690 mW . Tai atitinka 22% kaupinimo spinduliuotės galios keitimo į signalinės spinduliuotės galią efektyvumą. Išmatuota impulsų trukmė siekia 352 fs , o spektro plotis $1/e^2$ aukštyje lygus 29 nm . Nors impulso spektro pavidalas nėra Gauso, išoriniu impulsų spaustuvu tokie impulsai gali būti suspausti iki 55 fs trukmės.

Literatūra

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, Generation of optical harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **7**(4), 118–119 (1961).
- [2] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys. Rev.* **127**, 1918–1939 (1962).
- [3] K. R. H., Parametric amplification and oscillation at optical frequencies, *Proc. IRE* **50**, 472 (1962).
- [4] N. M. Kroll, Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies, *Phys. Rev.* **127**, 1207–1211 (1962).
- [5] S. A. Akhmanov, R. V. Khokhlov, Concerning one possibility of amplification of light waves, *Sov. Phys. JETP* **16**, 252 (1963).
- [6] J. A. Giordmaine, R. C. Miller, Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 973–976 (1965).
- [7] S. A. Akhmanov, A. I. Kovrigin, V. V. Piskarskas, A. S. anf Fadeev, R. V. Khokhlov, Observation of parametric amplification in the optical range, *JETP Lett.* **2**, 191–193 (1965).
- [8] M. H. Dunn, M. Ebrahimzadeh, Parametric generation of tunable light from continuous-wave to femtosecond pulses, *Science* **286**(5444), 1513–1517 (1999).
- [9] H. Van Driel, Synchronously pumped optical parametric oscillators, *Appl. Phys. B* **60**(5), 411–420 (1995).
- [10] W. Yang, R. Yuste, In vivo imaging of neural activity, *Nat. Methods* **14**(4), 349–359 (2017).

- [11] M.-H. Yang, M. Abashin, P. A. Saisan, P. Tian, C. G. Ferri, A. Devor, Y. Fainman, Non-degenerate 2-photon excitation in scattering medium for fluorescence microscopy, *Opt. Express* **24**(26), 30173–30187 (2016).
- [12] P. Mahou, M. Zimmerley, K. Loulier, K. S. Matho, G. Labroille, X. Morin, W. Supatto, J. Livet, D. Débarre, E. Beaurepaire, Multicolor two-photon tissue imaging by wavelength mixing, *Nat. Methods* **9**(8), 815–818 (2012).
- [13] S. Witte, A. Negrean, J. C. Lodder, C. P. De Kock, G. T. Silva, H. D. Mansvelder, M. L. Groot, Label-free live brain imaging and targeted patching with third-harmonic generation microscopy, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **108**(15), 5970–5975 (2011).
- [14] R. A. McCracken, Z. Zhang, D. T. Reid, Recent advances in ultrafast optical parametric oscillator frequency combs, *Opt. Eng.* **53**(12), 122605 (2014).
- [15] A. Schliesser, N. Picqué, T. W. Hänsch, Mid-infrared frequency combs, *Nat. Photon.* **6**(7), 440–449 (2012).
- [16] J. Sun, B. Gale, D. Reid, Composite frequency comb spanning 0.4–2.4 μm from a phase-controlled femtosecond Ti:sapphire laser and synchronously pumped optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **32**(11), 1414–1416 (2007).
- [17] Y. Jin, S. M. Cristescu, F. J. Harren, J. Mandon, Femtosecond optical parametric oscillators toward real-time dual-comb spectroscopy, *Appl. Phys. B* **119**(1), 65–74 (2015).
- [18] D. C. Edelstein, E. S. Wachman, C. L. Tang, Broadly tunable high repetition rate femtosecond optical parametric oscillator, *Appl. Phys. Lett.* **54**(18), 1728–1730 (1989).
- [19] D. Reid, J. Sun, T. Lamour, T. FERREIRO, Advances in ultrafast optical parametric oscillators, *Laser Phys. Lett.* **8**(1), 8–15 (2011).
- [20] W. F. Krupke, Ytterbium solid-state lasers. The first decade, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**(6), 1287–1296 (2000).
- [21] A. Brenier, G. Boulon, Overview of the best Yb 3+-doped laser crystals, *J. Alloys Compd.* **323**, 210–213 (2001).
- [22] V. Pervak, O. Razskazovskaya, I. B. Angelov, K. L. Vodopyanov, M. Trubetskov, Dispersive mirror technology for ultrafast lasers in the range 220–4500 nm, *Adv. Opt. Techn.* **3**(1), 55–63 (2014).

- [23] G. Steinmeyer, Femtosecond dispersion compensation with multilayer coatings: toward the optical octave, *Appl. Opt.* **45**(7), 1484–1490 (2006).
- [24] R. Szipöcs, C. Spielmann, F. Krausz, K. Ferencz, Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers, *Opt. Lett.* **19**(3), 201–203 (1994).
- [25] V. Pervak, A. Tikhonravov, M. Trubetskov, S. Naumov, F. Krausz, A. Apolonski, 1.5–octave chirped mirror for pulse compression down to sub–3 fs, *Appl. Phys. B* **87**(1), 5–12 (2007).
- [26] G. Steinmeyer, Brewster–angled chirped mirrors for high–fidelity dispersion compensation and bandwidths exceeding one optical octave, *Opt. Express* **11**(19), 2385–2396 (2003).
- [27] F. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. Fujimoto, E. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, Ultrabroadband double–chirped mirror pairs for generation of octave spectra, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**(6), 882–885 (2001).
- [28] S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer, Observation of tunable optical parametric fluorescence, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 732–734 (1967).
- [29] W. H. Louisell, A. Yariv, A. E. Siegman, Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I., *Phys. Rev.* **124**, 1646–1654 (1961).
- [30] V. Krylov, A. Rebane, D. Erni, A. Kalintsev, U. P. Wild, Noncollinear parametric generation in LiIO_3 and β –barium borate by frequency–doubled femtosecond Ti:sapphire laser pulses, *Opt. Lett.* **20**(2), 151–153 (1995).
- [31] V. Krylov, J. Gallus, U. Wild, A. Kalintsev, A. Rebane, Femtosecond noncollinear and collinear parametric generation and amplification in BBO crystal, *Appl. Phys. B* **70**(2), 163–168.
- [32] A. Galvanauskas, M. A. Arbore, M. M. Fejer, M. E. Fermann, D. Harter, Fiber–laser–based femtosecond parametric generator in bulk periodically poled LiNbO_3 , *Opt. Lett.* **22**(2), 105–107 (1997).
- [33] C. Manzoni, G. Cirimi, D. Brida, S. De Silvestri, G. Cerullo, Optical–parametric–generation process driven by femtosecond pulses: Timing and carrier–envelope phase properties, *Phys. Rev. A* **79**, 033818 (2009).
- [34] M. Breuer, C. Homann, S. Lochbrunner, E. Riedle, Noncollinear optical parametric amplification of cw light, continua and vacuum fluctuations, CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest IE2 3 (2007).

- [35] G. Mak, Q. Fu, H. M. van Driel, Externally pumped high repetition rate femtosecond infrared optical parametric oscillator, *Appl. Phys. Lett.* **60**(5), 542–544 (1992).
- [36] U. Keller, Recent developments in compact ultrafast lasers, *Nature* **424**(6950), 831–838 (2003).
- [37] Q. Fu, G. Mak, H. M. van Driel, High-power, 62-fs infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by a 76-MHz Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.* **17**(14), 1006–1008 (1992).
- [38] W. S. Pelouch, P. E. Powers, C. L. Tang, Ti:sapphire-pumped, high-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **17**(15), 1070–1072 (1992).
- [39] T. Driscoll, G. Gale, F. Hache, Ti:sapphire second-harmonic-pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **110**(5), 638–644 (1994).
- [40] G. M. Gale, M. Cavallari, T. J. Driscoll, F. Hache, Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **20**(14), 1562–1564 (1995).
- [41] J. D. Kafka, M. L. Watts, J. W. Pieterse, Synchronously pumped optical parametric oscillators with LiB_3O_5 , *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(11), 2147–2157 (1995).
- [42] T. Andres, P. Haag, S. Zelt, J.-P. Meyn, A. Borsutzky, R. Beigang, R. Wallenstein, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator of congruent and stoichiometric MgO-doped periodically poled lithium niobate, *Appl. Phys. B* **76**(3), 241–244 (2003).
- [43] C. Cleff, J. Epping, P. Gross, C. Fallnich, Femtosecond OPO based on LBO pumped by a frequency-doubled Yb-fiber laser-amplifier system for CARS spectroscopy, *Appl. Phys. B* **103**(4), 795–800 (2011).
- [44] R. Hegenbarth, A. Steinmann, G. Tóth, J. Hebling, H. Giessen, Two-color femtosecond optical parametric oscillator with 1.7 W output pumped by a 7.4 W Yb:KGW laser, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(5), 1344–1352 (2011).
- [45] T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Harth, U. Morgner, High power ultra-widely tuneable femtosecond pulses from a non-collinear optical parametric oscillator (NOPPO), *Opt Express* **20**(2), 912–917 (2012).
- [46] L. Xu, J. S. Feehan, L. Shen, A. C. Peacock, D. P. Shepherd, D. J. Richardson, J. H. V. Price, Yb-fiber amplifier pumped idler-resonant

- PPLN optical parametric oscillator producing 90 femtosecond pulses with high beam quality, *Appl. Phys. B* **117**(4), 987–993 (2014).
- [47] M. V. O’Connor, M. A. Watson, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, J. H. V. Price, A. Malinowski, J. Nilsson, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, L. Lefort, Synchronously pumped optical parametric oscillator driven by a femtosecond mode-locked fiber laser, *Opt. Lett.* **27**(12), 1052–1054 (2002).
- [48] C. Gu, M. Hu, L. Zhang, J. Fan, Y. Song, C. Wang, D. T. Reid, High average power, widely tunable femtosecond laser source from red to mid-infrared based on an Yb-fiber-laser-pumped optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **38**(11), 1820–1822 (2013).
- [49] W. Tian, J. Zhu, Z. Wang, Z. Wei, Efficient femtosecond optical parametric oscillator pumped by all solid-state mode-locking Yb:YCOB laser, *Chin. Opt. Lett.* **13**(1), 011901 (2015).
- [50] K. Stankevičiūtė, I. Pipinytė, I. Stasevičius, J. Vengelis, G. Valiulis, R. Grigonis, M. Vengris, M. Bardauskas, L. Giniūnas, O. Balachninaite, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Femtosecond optical parametric oscillators synchronously pumped by Yb:KGW oscillator, *Lith. J. Phys.* **53**(1), 41–56 (2013).
- [51] C. Gu, M. Hu, J. Fan, Y. Song, B. Liu, C. Wang, High-power, dual-wavelength femtosecond LiB₃O₅ optical parametric oscillator pumped by fiber laser, *Opt. Lett.* **39**(13), 3896–3899 (2014).
- [52] S. C. Kumar, O. Kimmelma, M. Ebrahim-Zadeh, High-power, Yb-fiber-laser-pumped, picosecond parametric source tunable across 752–860 nm, *Opt. Lett.* **37**(9), 1577–1579 (2012).
- [53] F. Kienle, P. S. Teh, D. Lin, S.-u. Alam, J. H. Price, D. Hanna, D. J. Richardson, D. P. Shepherd, High-power, high repetition-rate, green-pumped, picosecond LBO optical parametric oscillator, *Opt. Express* **20**(7), 7008–7014 (2012).
- [54] M. Ebrahim-Zadeh, S. Chaitanya Kumar, Yb-Fiber-laser-pumped ultrafast frequency conversion sources from the mid-infrared to the ultraviolet, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**(5), 624–642 (2014).
- [55] E. S. Wachman, D. C. Edelstein, C. L. Tang, Continuous-wave mode-locked and dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **15**(2), 136–138 (1990).
- [56] E. S. Wachman, W. S. Pelouch, C. L. Tang, cw femtosecond pulses tunable in the near- and midinfrared, *J. Appl. Phys.* **70**(3), 1893–1895 (1991).

- [57] P. E. Powers, C. L. Tang, L. K. Cheng, High-repetition-rate femto-second optical parametric oscillator based on CsTiOAsO₄, *Opt. Lett.* **19**(1), 37–39 (1994).
- [58] C. L. Tang, P. E. Powers, R. J. Ellingson, Optical parametric processes and broadly tunable femtosecond sources, *Appl. Phys. B* **58**(3), 243–248 (1994).
- [59] P. Powers, C. Tang, L. Cheng, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on RbTiOAsO₄, *Opt. Lett.* **19**(18), 1439–1441 (1994).
- [60] D. T. Reid, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, Noncritically phase-matched Ti:sapphire-pumped femtosecond optical parametric oscillator based on RbTiOAsO₄, *Opt. Lett.* **20**(1), 55–57 (1995).
- [61] R. Laenen, H. Graener, A. Laubereau, Broadly tunable femtosecond pulses generated by optical parametric oscillation, *Opt. Lett.* **15**(17), 971–973 (1990).
- [62] J. D. V. Khaydarov, J. H. Andrews, K. D. Singer, Pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator from group-velocity mismatch, *Opt. Lett.* **19**(11), 831–833 (1994).
- [63] D. E. Spence, C. Bosshard, P. Günter, S. Wielandy, C. L. Tang, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on KNbO₃, *Opt. Lett.* **20**(7), 680–682 (1995).
- [64] M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh, BiB₃O₆ femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **31**, 3128–3130 (2006).
- [65] V. Petrov, M. Ghotbi, O. Kokabee, A. Esteban-Martin, F. Noack, A. Gaydardzhiev, I. Nikolov, P. Tzankov, I. Buchvarov, K. Miyata, A. Majchrowski, I. Kityk, F. Rotermund, E. Michalski, M. Ebrahim-Zadeh, Femtosecond nonlinear frequency conversion based on BiB₃O₆, *Laser Photon. Rev.* **4**(1), 53–98 (2010).
- [66] M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, M. Ebrahim-Zadeh, Tunable, high-repetition-rate, femtosecond pulse generation in the ultraviolet, *Opt. Lett.* **33**(4), 345–347 (2008).
- [67] S. D. Butterworth, M. J. McCarthy, D. C. Hanna, Widely tunable synchronously pumped optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **18**(17), 1429–1431 (1993).
- [68] A. Robertson, A. I. Ferguson, Synchronously pumped all-solid-state lithium triborate optical parametric oscillator in a ring configuration, *Opt. Lett.* **19**(2), 117–119 (1994).

- [69] K. C. Burr, C. Tang, M. A. Arbore, M. M. Fejer, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, *Appl. Phys. Lett.* **70**(25), 3341–3343 (1997).
- [70] C. McGowan, D. T. Reid, Z. E. Penman, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, D. H. Jundt, Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(2), 694–701 (1998).
- [71] L. Lefort, K. Puech, S. D. Butterworth, Y. P. Svirko, D. C. Hanna, Generation of femtosecond pulses from order-of-magnitude pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate, *Opt. Lett.* **24**(1), 28–30 (1999).
- [72] P. Loza-Alvarez, C. T. A. Brown, D. T. Reid, W. Sibbett, M. Misyey, High-repetition-rate ultrashort-pulse optical parametric oscillator continuously tunable from 2.8 to 6.8 μm , *Opt. Lett.* **24**(21), 1523–1525 (1999).
- [73] J. Sun, B. J. Gale, D. T. Reid, Testing the parametric energy conservation law in a femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Express* **15**(7), 4378–4384 (2007).
- [74] F. Ruebel, P. Haag, J. A. L’huillier, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator with integrated sum frequency generation, *Appl. Phys. Lett.* **92**(1), 1122 (2008).
- [75] T. Kartaloglu, K. G. Köprülü, O. Aytür, M. Sundheimer, W. P. Risk, Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO_4 , *Opt. Lett.* **23**(1), 61–63 (1998).
- [76] X. Ma, J. Tian, X. Zhang, Y. Song, L. Wang, Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO_4 , in *Photonics Asia 2010* (International Society for Optics and Photonics, 2010), 78431D.
- [77] F. Kienle, D. Lin, S. ul Alam, H. S. S. Hung, C. B. E. Gawith, H. E. Major, D. J. Richardson, D. P. Shepherd, Green-pumped, picosecond MgO:PPLN optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**(1), 144–152 (2012).
- [78] S. C. Kumar, M. Ebrahim-Zadeh, Fiber-laser-based green-pumped picosecond MgO:sPPLT optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **38**(24), 5349–5352 (2013).

- [79] S. C. Kumar, S. Parsa, M. Ebrahim-Zadeh, Fiber-laser-based, green-pumped, picosecond optical parametric oscillator using fan-out grating PPKTP, *Opt. Lett.* **41**(1), 52–55 (2016).
- [80] S. Manjooran, H. Zhao, I. Lima Jr, A. Major, Phase-matching properties of PPKTP, MgO: PPSLT and MgO: PPcLN for ultrafast optical parametric oscillation in the visible and near-infrared ranges with green pump, *Laser Phys.* **22**(8), 1325–1330 (2012).
- [81] J. A. Dobrowolski, A. V. Tikhonravov, M. K. Trubetskov, B. T. Sullivan, P. G. Verly, Optimal single-band normal-incidence antireflection coatings, *Appl. Opt.* **35**(4), 644–658 (1996).
- [82] T. V. Amotchkina, Empirical expression for the minimum residual reflectance of normal- and oblique-incidence antireflection coatings, *Appl. Opt.* **47**(17), 3109–3113 (2008).
- [83] O. Stenzel, *Optical Coatings. Material Aspects in Theory and Practice* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2014).
- [84] E. Sorokin, G. Tempea, T. Brabec, Measurement of the root-mean-square width and the root-mean-square chirp in ultrafast optics, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(1), 146–150 (2000).
- [85] D. Marcuse, Pulse distortion in single-mode fibers, *Appl. Opt.* **19**(10), 1653–1660 (1980).
- [86] T. Lang, *Ultrashort laser pulses from optical parametric amplifiers and oscillators*, Ph.D. thesis, Leibniz University of Hanover (2014).
- [87] X. Zhang, *High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillators based on KTP and PPLN*, Ph.D. thesis, Philipps-Universität Marburg (2002).
- [88] W. H. Knox, In situ measurement of complete intracavity dispersion in an operating Ti:sapphire femtosecond laser, *Opt. Lett.* **17**(7), 514–516 (1992).
- [89] W. Knox, Dispersion measurements for femtosecond-pulse generation and applications, *Appl. Phys. B* **58**(3), 225–235 (1994).
- [90] V. Petrov, F. Noack, Frequency upconversion of tunable femtosecond pulses by parametric amplification and sum-frequency generation in a single nonlinear crystal, *Opt. Lett.* **20**(21), 2171–2173 (1995).
- [91] M. K. Reed, M. S. Shepard, Tunable infrared generation using a femtosecond 250 kHz Ti:sapphire regenerative amplifier, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**(8), 1273–1277 (1996).

- [92] M. K. Reed, M. K. Steiner-Shepard, D. K. Negus, Widely tunable femtosecond optical parametric amplifier at 250 kHz with a ti:sapphire regenerative amplifier, *Opt. Lett.* **19**(22), 1855–1857 (1994).
- [93] V. Petrov, F. Noack, P. Tzankov, M. Ghotbi, M. Ebrahim-Zadeh, I. Nikolov, I. Buchvarov, High-power femtosecond optical parametric amplification at 1 kHz in BiB₃O₆ pumped at 800 nm, *Opt. Express* **15**(2), 556–563 (2007).
- [94] T. Stanislaukas, R. Budriūnas, R. Antipenkov, A. Zaukevičius, J. Adamonis, A. Michailovas, L. Giniūnas, R. Danielius, A. Piskarskas, A. Varanavičius, Table top TW-class OPCPA system driven by tandem femtosecond Yb: KGW and picosecond Nd: YAG lasers, *Optics express* **22**(2), 1865–1870 (2014).
- [95] <http://www.lightcon.com/Products/opa-orpheus.html> (tikrinta 2017-09-10) .
- [96] G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1–18 (2003).
- [97] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, Lietuva, 2011).
- [98] M. Nisoli, R. Danielius, A. Piskarskas, S. De Silvestri, V. Magni, G. Valiulis, A. Varanavicius, O. Svelto, Highly efficient parametric conversion of femtosecond Ti:sapphire laser pulses at 1 kHz, *Opt. Lett.* **19**(23), 1973–1975 (1994).
- [99] K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, Ultrafast rainbow: tunable ultrashort pulses from a solid-state kilohertz system, *JOSA B* **14**(2), 444–448 (1997).
- [100] G. Cirimi, D. Brida, C. Manzoni, M. Marangoni, S. De Silvestri, G. Cerullo, Few-optical-cycle pulses in the near-infrared from a noncollinear optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **32**(16), 2396–2398 (2007).
- [101] D. I. Babic, S. W. Corzine, Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors, *IEEE J. Quant. Electron.* **28**(2), 514–524 (1992).
- [102] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings* (McGraw-Hill, 1989).
- [103] S. D. Silvestri, P. Laporta, O. Svelto, Analysis of quarter-wave dielectric-mirror dispersion in femtosecond dye-laser cavities, *Opt. Lett.* **9**(8), 335–337 (1984).

- [104] P. Laporta, V. Magni, Dispersive effects in the reflection of femto-second optical pulses from broadband dielectric mirrors, *Appl. Opt.* **24**(13), 2014–2020 (1985).
- [105] R. Szipócs, A. Kóházi-Kis, Theory and design of chirped dielectric laser mirrors, *Appl. Phys. B* **65**(2), 115–135 (1997).
- [106] F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi, Design and fabrication of double-chirped mirrors, *Opt. Lett.* **22**(11), 831–833 (1997).
- [107] N. Matuschek, F. X. Kartner, U. Keller, Analytical design of double-chirped mirrors with custom-tailored dispersion characteristics, *IEEE J. Quant. Electron.* **35**(2), 129–137 (1999).
- [108] P. A., F. A, *Optical Thin Films and Coatings, From Materials to Applications* (Woodhead Publishing, 2013).
- [109] N. Matuschek, L. Gallmann, D. Sutter, G. Steinmeyer, U. Keller, Back-side-coated chirped mirrors with ultra-smooth broadband dispersion characteristics, *Appl. Phys. B* **71**(4), 509–522 (2000).
- [110] G. Tempea, V. Yakovlev, B. Bacovic, F. Krausz, K. Ferencz, Tilted-front-interface chirped mirrors, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**(11), 1747–1750 (2001).
- [111] V. Pervak, I. Ahmad, M. Trubetskov, A. Tikhonravov, F. Krausz, Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics, *Opt. Express* **17**(10), 7943–7951 (2009).
- [112] S. Kičas, *Daugiasluoksnių kintamo lūžio rodiklio sistemų su kontroliuojama dispersija formavimas, charakterizavimas ir taikymai*, disertacija, Vilniaus universitetas ir Fizinių ir technologijos mokslų centras, Lietuva, 2016.
- [113] R. Hellwarth, P. Christensen, Nonlinear optical microscopic examination of structure in polycrystalline ZnSe, *Opt. Commun.* **12**(3), 318–322 (1974).
- [114] W. Denk, J. Strickler, W. Webb, Two-photon laser scanning fluorescence microscopy, *Science* **248**(4951), 73–76 (1990).
- [115] C. Xu, W. Zipfel, J. B. Shear, R. M. Williams, W. W. Webb, Multiphoton fluorescence excitation: new spectral windows for biological nonlinear microscopy, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **93**(20), 10763–10768 (1996).

- [116] S. W. Hell, K. Bahlmann, M. Schrader, A. Soini, H. M. Malak, I. Gryczynski, J. R. Lakowicz, Three-photon excitation in fluorescence microscopy, *J. Biomed. Opt.* **1**(1), 71–74 (1996).
- [117] P. J. Campagnola, A. Lewis, L. M. Loew, et al., High-resolution nonlinear optical imaging of live cells by second harmonic generation, *Biophys. J.* **77**(6), 3341–3349 (1999).
- [118] L. Moreaux, O. Sandre, J. Mertz, Membrane imaging by second-harmonic generation microscopy, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(10), 1685–1694 (2000).
- [119] Y. Barad, H. Eisenberg, M. Horowitz, Y. Silberberg, Nonlinear scanning laser microscopy by third harmonic generation, *Appl. Phys. Lett.* **70**(8), 922–924 (1997).
- [120] M. Muller, I. Squier, K. Wilson, G. Brakenhoff, 3D microscopy of transparent objects using third-harmonic generation, *J. Microsc.* **191**, 266–274 (1998).
- [121] R. Carriles, D. N. Schafer, K. E. Sheetz, J. J. Field, R. Cisek, V. Barzda, A. W. Sylvester, J. A. Squier, Invited Review Article: Imaging techniques for harmonic and multiphoton absorption fluorescence microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **80**(8), 081101 (2009).
- [122] E. E. Hoover, J. A. Squier, Advances in multiphoton microscopy technology, *Adv. Opt. Techn.* **7**(2), 93–101 (2013).
- [123] R. Selm, G. Krauss, A. Leitenstorfer, A. Zumbusch, Simultaneous second-harmonic generation, third-harmonic generation, and four-wave mixing microscopy with single sub-8 fs laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **99**(18), 181124 (2011).
- [124] D. Kobat, M. E. Durst, N. Nishimura, A. W. Wong, C. B. Schaffer, C. Xu, Deep tissue multiphoton microscopy using longer wavelength excitation, *Opt. Express* **17**(16), 13354–13364 (2009).
- [125] M. Oheim, E. Beaurepaire, E. Chaigneau, J. Mertz, S. Charpak, Two-photon microscopy in brain tissue: parameters influencing the imaging depth, *J. Neurosci. Methods* **111**(1), 29 – 37 (2001).
- [126] P. Theer, W. Denk, On the fundamental imaging-depth limit in two-photon microscopy, *J. Opt. Soc. Am. A* **23**(12), 3139–3149 (2006).
- [127] P. Theer, M. T. Hasan, W. Denk, Two-photon imaging to a depth of 1000 μm in living brains by use of a Ti:Al₂O₃ regenerative amplifier, *Opt. Lett.* **28**(12), 1022–1024 (2003).

- [128] D. Kobat, N. G. Horton, C. Xu, In vivo two-photon microscopy to 1.6-mm depth in mouse cortex, *J. Biomed. Opt.* **16**(10), 106014–106014–4 (2011).
- [129] H. Chen, H. Wang, M. N. Slipchenko, Y. Jung, Y. Shi, J. Zhu, K. K. Buhman, J.-X. Cheng, A multimodal platform for nonlinear optical microscopy and microspectroscopy, *Opt. Express* **17**(3), 1282–1290 (2009).
- [130] J. Ye, S. T. Cundiff, *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications* (Springer US, 2015).
- [131] K. Balskus, M. Fleming, R. A. McCracken, Z. Zhang, D. T. Reid, Carrier-envelope offset frequency stabilization in a femtosecond optical parametric oscillator without nonlinear interferometry, *Opt. Lett.* **41**(5), 966–969 (2016).
- [132] J. Seres, J. Hebling, Nonstationary theory of synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillators, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(5), 741–750 (2000).
- [133] J. E. Schaar, J. S. Pelc, K. L. Vodopyanov, M. M. Fejer, Characterization and control of pulse shapes in a doubly resonant synchronously pumped optical parametric oscillator, *Appl. Opt.* **49**(24), 4489–4493 (2010).
- [134] M. Conforti, F. Baronio, C. De Angelis, Nonlinear envelope equation for broadband optical pulses in quadratic media, *Phys. Rev. A* **81**(5), 053841 (2010).
- [135] D. T. Reid, Ultra-broadband pulse evolution in optical parametric oscillators, *Opt. Express* **19**(19), 17979–17984 (2011).
- [136] P. Dombi, V. S. Yakovlev, K. O’Keeffe, T. Fuji, M. Lezius, G. Tempea, Pulse compression with time-domain optimized chirped mirrors, *Opt. Express* **13**(26), 10888–10894 (2005).
- [137] V. Pervak, M. Trubetskov, A. Tikhonravov, Robust synthesis of dispersive mirrors, *Opt. Express* **19**(3), 2371–2380 (2011).
- [138] W. Tian, Z. Wang, X. Meng, N. Zhang, J. Zhu, Z. Wei, High-power, widely tunable, green-pumped femtosecond BiB₃O₆ optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **41**(21), 4851–4854 (2016).
- [139] E. Gaižauskas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Self- and cross-modulation effects in a synchronously pumped optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(12), 2957–2966 (2002).

- [140] J. Hebling, H. Giessen, S. Linden, J. Kuhl, Mirror–dispersion–compensated femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **141**(3-4), 229–236 (1997).
- [141] I. Stasevičius, M. Vengris, R. Danielius, Development of simple and robust femtosecond optical parametric oscillator for multiphoton imaging, *Proc. SPIE* **10069**, 100692T–1 (2017).
- [142] S. Cho, F. Kärtner, U. Morgner, E. Ippen, J. Fujimoto, J. Cunningham, W. Knox, Generation of 90–nJ pulses with a 4–MHz repetition–rate Kerr–lens mode–locked Ti: Al₂O₃ laser operating with net positive and negative intracavity dispersion, *Opt. Lett.* **26**(8), 560–562 (2001).
- [143] D. T. Reid, J. M. Dudley, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, Soliton formation in a femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **19**(11), 825–827 (1994).
- [144] K. Goda, D. R. Solli, K. K. Tsia, B. Jalali, Theory of amplified dispersive Fourier transformation, *Phys. Rev. A* **80**(4), 043821 (2009).
- [145] K. Goda, B. Jalali, Dispersive Fourier transformation for fast continuous single–shot measurements, *Nat. Photon.* **7**(2), 102–112 (2013).
- [146] C. Lei, B. Guo, Z. Cheng, K. Goda, Optical time–stretch imaging: Principles and applications, *Appl. Phys. Rev.* **3**(1), 011102 (2016).
- [147] G. Herink, B. Jalali, C. Ropers, D. Solli, Resolving the build–up of femtosecond mode–locking with single–shot spectroscopy at 90 MHz frame rate, *Nat. Photon.* **10**(5), 321–326 (2016).
- [148] D. Descloux, C. Laporte, J.-B. Dherbecourt, J.-M. Melkonian, M. Raybaut, C. Drag, A. Godard, Pulse–to–pulse spectra of a picosecond optical parametric oscillator based on chirped quasi–phase matching, in *CLEO: 2014* (Optical Society of America, 2014), SM2I.6.
- [149] D. Descloux, C. Laporte, J.-B. Dherbecourt, J.-M. Melkonian, M. Raybaut, C. Drag, A. Godard, Spectrotemporal dynamics of a picosecond OPO based on chirped quasi–phase–matching, *Opt. Lett.* **40**(2), 280–283 (2015).
- [150] <http://www.andor.com/cameras/istar-intensified-scmos-and-iccd> (tikrinta 2017-07-27) .
- [151] <http://stanfordcomputeroptics.com/products/picosecond-iccd.html> (tikrinta 2017-07-27) .

- [152] J. Hammer, P. Hosseini, C. Menyuk, P. S. J. Russell, N. Y. Joly, Single-shot reconstruction of spectral amplitude and phase in a fiber ring cavity at a 80 MHz repetition rate, *Opt. Lett.* **41**(20), 4641–4644 (2016).
- [153] J. Dörring, A. Killi, U. Morgner, A. Lang, M. Lederer, D. Kopf, Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers, *Opt. Express* **12**(8), 1759–1768 (2004).
- [154] M. Grishin, V. Gulbinas, A. Michailovas, Dynamics of high repetition rate regenerative amplifiers, *Optics express* **15**(15), 9434–9443 (2007).
- [155] T. Metzger, A. Schwarz, C. Teisset, D. Sutter, A. Killi, R. Kienberger, F. Krausz, High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification, *Opt. Lett.* **34**(14), 2123–2125 (2009).