

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Ieva
PIPINYTĖ

Femtosekundiniais iterbio lazerio impulsais
sinchroniškai kaupiamos parametrinės
šviesos generacijos tyrimas ir taikymas
artimojoje infraraudonojoje srityje

DAKTARO DISERTACIJA

Gamtos mokslai
Fizika (N002)

VILNIUS 2020

Disertacija rengta 2013 – 2019 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas:

Dr. Rimantas Grigonis (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika – N 002).

Gynimo taryba:

Pirmininkas – Doc. Dr. Aidas Matijošius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika, N 002)

Nariai:

Dr. Andrejus Michailovas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika, N 002)

Dr. Arūnas Varanavičius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika, N 002)

Dr. Audrius Pugžlys (Vienos technologijos universitetas, gamtos mokslai, fizika, N 002)

Dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, gamtos mokslai, fizika, N 002)

Disertacija bus ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2020 m. liepos mėn. 3 d. 14 val. Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto Lazerinių tyrimų centro 306 auditorijoje.

Adresas: Saulėtekio al. 10, 306 aud., Vilnius, Lietuva.

VILNIUS UNIVERSITY
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGIES

Ieva
PIPINYTĖ

Investigation and application of near-
infrared parametric light generation syn-
chronously pumped by femtosecond ytter-
bium laser pulses

DOCTORAL DISSERTATION

Natural Sciences
Physics N 002

VILNIUS 2020

This dissertation was prepared between 2013 and 2019 in Vilnius university.

Academic supervisor:

Dr. Rimantas Grigonis (Vilnius university, natural sciences, Physics, N 002)

Dissertation Defense Panel:

Chairman – Assoc. Prof. Aidas Matijošius (Vilnius university, natural sciences, physics, N 002)

Members:

Dr. Andrejus Michailovas (Center for physical science and technology, natural sciences, physics, N 002)

Dr. Arūnas Varanavičius (Vilnius university, natural sciences, physics, N 002)

Dr. Audrius Pugžlys (Vienna university of technology, natural sciences, physics, N 002)

Dr. Kęstutis Regelskis (Center for physical science and technology, natural sciences, physics, N 002)

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defense Panel at 14 p.m. on the 3rd of July, 2020 at Vilnius University Laser Research Center, room 306.

Address: Saulėtekio al. 10, Room 306, Vilnius, Lithuania.

TURINYS

TRUMPINIŲ SĄRAŠAS	8
ĮVADAS	10
Disertacijos tikslas	13
Pagrindinės užduotys	13
Mokslinis tyrimų naujumas ir praktinė nauda	14
Ginamieji teiginiai	15
Disertacijos struktūra	15
Bendraautorijų indėlis	16
Aprobacija	17
1 LITERATŪROS APŽVALGA	20
1.1 Femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos osciliatoriai su periodiškai poliuotais netiesiniais kristalais . . .	20
1.1.1 Netiesiniai optiniai reiškiniai ir jų kilmė	20
1.1.2 Fazinis sinchronizmas ir kvazisinchronizmas	22
1.1.3 Ultratrumpais impulsais kaupinami parametriniai šviesos generatoriai ir stiprintuvai	26
1.1.4 Netiesinės terpės. LN ir KTP kristalų savybės	29
1.1.5 Impulsų dispersija ir jos įtaka SPOPO	35
1.1.6 Netiesinis lūžio rodiklis, fazinis moduliavimasis ir kryžminė fazinė moduliacija	37
1.1.7 Skaitmeninis SPOPO modeliavimas	39
1.1.8 Ultratrumpų impulsų SPOPO, derinamų artimojoje infraraudonojoje srityje, apžvalga	40
1.2 Lazerio indukuota dielektrinių medžiagų paviršiaus pažeida, veikiant femtosekundiniais impulsais	44
1.2.1 Dielektrinių medžiagų optinė pažeida ir ją sąlygojantys procesai	45
1.2.2 Lazerinės spinduliuotės parametrų įtaka lazerio indukuotos pažeidos slenksčiui	51
1.2.3 Ličio niobato kristalo lazerio indukuota paviršiaus pažeida, veikiant femtosekundiniais impulsais	57

1.3	Baltos šviesos kontinuumo generacija šviesolaidyje, žadinant ultratrumpaisiais impulsais	58
1.3.1	Pagrindiniai šviesolaidžių tipai	60
1.3.2	Pagrindiniai optiniai reiškiniai būdingi kontinuumo generacijai šviesolaidžiuose	63
1.3.3	Žadinančios spinduliuotės bangos ilgio įtaka kontinuumo generacijai šviesolaidžiuose	69
1.3.4	Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas	70
1.3.5	Šviesolaidžio gupinių greičių dispersijos nustatymas, panaudojant kontinuumo generaciją	73
2	OPTINIŲ PARAMETRINIŲ OSCILIATORIŲ SINCHRONIŠKAI KAUPINAMŲ PIRMAJA FEMTOSEKUNDINIO Yb:KGW LAZERIO HARMONIKA TYRIMAS	76
2.1	Eksperimentinė schema ir naudojamų elementų charakteristikos	77
2.2	SPOPO energinių, laikinių ir spektrinių charakteristikų tyrimas	82
2.2.1	PPLN SPOPO	82
2.2.2	MgO:PPLN ir PPKTP SPOPO	86
2.3	SPOPO laikinių charakteristikų tyrimas, esant skirtingiems rezonatoriaus nuostoliams	95
2.4	Apibendrinimas	107
3	KRISTALŲ OPTINIO ATSPARUMO DIDELIO PASIKARTOJIMO DAŽNIO FEMTOSEKUNDINEI LAZERIO SPINDULIUOTEI TYRIMAS	109
3.1	Ličio niobato LIDT priklausomybės nuo femtosekundinių impulsų pasikartojimo dažnio matavimas	109
3.2	Netiesinės sugerties pokyčio ličio niobato kristale tyrimas, veikiant jį pasikartojančiais femtosekundiniais Yb:KGW lazerio impulsais	113
3.3	Apibendrinimas	116
4	BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJOS ŠVIESOLAIDYJE TYRIMAS, ŽADINANT 1,45 - 1,8 μm SPEKTRINĖJE SRITYJE DERINAMA SPOPO SPINDULIUOTE	118
4.1	Kontinuumo generacijos šviesolaidyje, kaupinant derinama PPKTP SPOPO spinduliuote, tyrimo eksperimentinė schema .	118
4.2	Teorinis modelis, taikytas šviesolaidžio kontinuumo generacijos priklausomybės nuo žadinančio impulso bangos ilgio vertinimui	120
4.3	Kontinuumo generacijos šviesolaidyje, kaupinant derinama PPKTP SPOPO spinduliuote, eksperimento ir teorinio modeliavimo rezultatai	122

4.4	Šviesolaidžio dispersijos nustatymas	128
4.5	Apibendrinimas	130
PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS		131
SUMMARY OF DOCTORAL DISSERTATION		134
LITERATŪRA		155
TRUMPOS ŽINIOS APIE AUTORE		177

TRUMPINIŲ SĄRAŠAS

- BBO – β bario borato kristalas
- CG - kontinuumo generacija
- DW - dispersinės bangos
- FROG - dažninės skyros optinės sklendės metodas
- FWM - keturbangis dažnių maišymasis
- GDD – grupinio vėlinimo dispersija
- GVM – grupinių greičių nederinimas
- GVD - grupinių greičių dispersija
- IR – infraraudonojo spektro spinduliuotė
- KTP - kalio titanilo fosfato kristalas
- QPM - kvazisinchronizmas
- LIDT - lazerio indukuotos pažeidimo slenkstis
- LN - ličio niobato kristalas
- MA - daugiafotonė sugertis
- MgO:PPLN – magnio oksidu legiruotas periodiškai poliutas ličio niobato kristalas
- MIR - vidurinė infraraudonoji spektro sritis
- NIR - artimoji infraraudonoji spektro sritis
- NZDSF- nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidis
- OPA - optinis parametrinis stiprintuvas
- PCF - fotoninių kristalų šviesolaidis
- PLG - parametrinė šviesos generacija
- PPLN – periodiškai poliutas ličio niobato kristalas
- PPKTP – periodiškai poliutas kalio titanilo fosfato kristalas
- SRS - priverstinė Ramano sklaida

PLG – parametrinė šviesos generacija

SFG- suminio dažnio generacija

SHG - antros harmonikos generacija

SPM - fazinis moduliavimasis

SPOPO– sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos osciliatorius

XFROG - kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas

Yb:KGW – iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframas

ZDW - nulinis grupinių greičių dispersijos bangos ilgis

XPM - kryžminė fazės moduliacija

2NM - dvifotonė netiesinė mikroskopija

3NM - trifotonė netiesinė mikroskopija

ĮVADAS

1960 m. T. Mainman pademonstruoja pirmąjį lazerį [1], kuris tampa svarbiu nauju įrankiu įvairių mokslinių tyrimų stebėjimui, išradimų kūrimui, naujų mokslo šakų atsiradimui. Viena iš tokių mokslo šakų - netiesinė optika, kadangi ją atitinkančių reiškinių efektyviam realizavimui ankstesnių šviesos šaltinių spinduliuotės intensyvumai buvo nepakankami. Daugelis netiesinės optikos reiškinių ir prietaisų pirmą kartą pademonstruoti jau pirmajame lazerio gyvavimo dešimtmetyje: 1961 m. antros harmonikos generacija (toliau SHG) [2], 1965 m. pirmasis derinamas optinis parametrinis osciliatorius (toliau OPO) [3] ir optinis parametrinis stiprintuvas (toliau OPA) [4]. Tokių prietaisų dėka ženkliai praplėsta lazerių spektrinio derinimo galimybė išlaikant kitas lazerinei spinduliuotei būdingas savybes: koherentiškumą ir didelį intensyvumą. Įvairių junginių, medžiagų sąveika su šviesa yra atranki spinduliuotės dažnio atžvilgiu, čia ir pasitarnauja minėti prietaisai, įdarbinant juos įvairiuose spektroskopijos, mikroskopijos tyrimuose, kurie savo ruožtu suteikia žinių taikant ištirtas medžiagas ar procesus jose, įvairiuose chemijos, medicinos, pramonės taikymuose.

Priklausomai nuo kaupinimo šaltinio ir netiesinės terpės parametrų, parametrinio keitiklio pasirinktos konstrukcijos, galimi įvairūs optinio dažnio keitimo prietaisai, tačiau plačiau aptarsime vieną atskirą jų kategoriją, nagrinėjama šiame darbe, - sinchroniškai kaupinamus parametrinius šviesos osciliatorius (SPOPO). Pastarieji naudojami keisti didelio pasikartojimo dažnio (>50 MHz) lazerinių šaltinių - ultratrumpus impulsus generuojančių lazerinių osciliatorių - spinduliuotės dažniui. Tokių prietaisų impulsų energijos paprastai tesiekia keletą dešimčių nanodžaulių, o trumpa impulsų trukmė labai apriboja panaudojamų netiesinių terpių naudingą ilgį (iki vieno ar kelių milimetrų). Dėl šių priežasčių, vieno lėkio stiprinimas neefektyvus, tad būtina užtikrinti grįžtamąjį ryšį, t.y. netiesinę terpę talpinti į optinį rezonatorių, kur oscilijuojantis signalinis (ir/ar šalutinis) impulsas būtų sustiprintas. Dėl kaupinimo impulsų trumpumo ir momentinės netiesinio poliarizuotumo prigimties (parametrinė generacija ir jos stiprinimas vyksta tik kaupinimo impulso laikiniame lange) svarbu užtikrinti sinchroninį kaupinimą, kuris įgyvendinamas kai rezonatoriuje oscilijuojančio impulso grįžimo į netiesinę terpę momentas sutampa su ateinančio kito kaupinimo impulso momentu. Sinchroninis kaupinimas realizuojamas sutapatinant kaupinimo osciliatoriaus ir SPOPO rezonatorių optinius ilgius. Naudojant ~ 50 - 80 MHz impulsų pasikartojimo dažnio sistemas, rezonatoriaus

ilgiai gali siekti $\sim 1,8-3$ metrus, o parametrinė sąveika gali būti užtikrinta tik suderinus SPOPO rezonatoriaus ilgį keleto ar keleto dešimčių μm tikslumu (priklauso nuo fazinio sinchronimo stiprinimo juostos pločio ir rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos). Tokio prietaiso elementų ir konstrukcijos parinkimas, siekiant užtikrinti efektyviausią generuojamą spinduliuotės sąveiką, taip pat kelia iššūkių, nes išvadinių impulsų charakteristikos priklauso ne tik nuo kaupinimo šaltinio ir netiesinės medžiagos parinkimo, bet ir nuo rezonatoriaus elementų charakteristikų indėlio: bendrų nuostolių, bendros grupinio vėlinimo dispersijos. Tad nors pirmas femtosekundinis SPOPO pademonstruotas dar 1989 m. [5], jų konstravimas, optimalios sudedamųjų elementų (kaupinimo šaltinio, netiesinės terpės, rezonatoriaus veidrodžių) kombinacijos parinkimas vis dar kelia klausimų, pvz.: pradedant šį darbą nebuvo žinomos netiesinių terpių atsparumo ribos didelio pasikartojimo dažnio femtosekundiniams impulsams ar rezonatoriaus nuostolių įtaka osciluojančio impulso ne tik energinių, bet ir laikinių savybių formavimuisi.

Kalbant apie SPOPO naudojamas kaupinimo sistemas, ilgą laiką (iki ~ 2010 m.) vyravo femtosekundinės Ti:safyro lazerinės sistemos. Visgi vėliau, pademonstravus paprastesnius ir galingesnius iterbio (Yb) jonais legiruotų lazerinių sistemų osciliatorius susidomėta jų pritaikymu SPOPO sistemose infraraudo- nojoje srityje derinamai spinduliuotei generuoti. Kaupinant pastarųjų pirmąją harmoniką ir naudojant tokias netiesines terpes kaip periodiškai poliuotus ličio niobato ar kalio titanilo fosfato kristalus, galima gauti spinduliuotės derinimą $\sim 1 - 5 \mu\text{m}$ srityje, o vidutinė signalinės spinduliuotės galia gali siekti $> 1 \text{ W}$ [6,7]. Derinama tokiaame spektriniame diapazone didelio impulsų pasikartojimo dažnio SPOPO spinduliuotė naudinga įvairiems netiesinės mikroskopijos ir vaizdinimo, spektroskopijos taikymams [8–21]. Trifotonėje netiesinėje mikroskopijoje (toliau 3NM) biologinių bandinių vaizdinimo langas yra 1300 - 1700 nm [15]. Pavyzdžiui, atsižvelgus į pačio audinio sklaidą ir vandens sugertį, 1700 nm bangos ilgis yra perspektyvus pelės smegenų audinio vaizdinimui [12, 13]. 3NM naudojama didesnio ilgio spinduliuotė nei įprastai naudojamoje dvifotonėje netiesinėje mikroskopijoje (toliau 2NM) leidžia pasiekti didesnę prasi- skverbimo gylį dėl mažesnės sklaidos ir geresnę skyrą (fluorescencijos signalas 3NM atveju tolstant nuo židinio taško mažėja kaip $\sim 1/z^4$, o 2NM atitinkamai $\sim 1/z^2$, čia z - atstumas). Taip pat 3NM atveju sumažėja foninės, ne židinio aplinkos, spinduliuotės dalis [12]. 2NM atveju galima pasiekti didesnę raišką ir gylį, didinant signalo galią, tačiau pastarąją riboja biologinių audinių pažai- dos slenkstis. Taip pat nemažas 3NM privalumas yra ir tai kad čia naudojami spinduliuotės bangos ilgiai, gali sužadinti platų spektrą fluorescuojančių dažų, baltymų ir kitų indikatorių. Taikant 1700 nm bangos ilgio spinduliuotę, 3NM metodu pademonstruotas pelės smegenų kraujagyslių vaizdinimas iki 1,3 mm gylio ($\sim 1,8$ karto giliau nei 2NM atveju) [12]. Tuo tarpu, spektroskopiniuose taikymuose aktuali 1,6 - 1,67 μm [10] ir 3 - 5 μm [16] bangos ilgių spinduliuotė,

kuri naudinga nuotoliniam šiltnamio efekto dujų monitoringui (čia yra stiprios CH, NH ir OH molekulių grupių sugerties linijos). SPOPO spinduliuotė taip pat gali būti panaudota pakopiniam dažnio keitimui į dar tolimesnę - MIR spektro sritį [6, 17, 18]. Tokiu atveju, gali būti panaudoti kristalai, pasižymintys dar didesniu netiesiškumu ir didesne pralaidumo sritimi, kurių kaupinimui reikalinga ilgesnių bangos ilgių spinduliuotė dėl santykinai didelės dvifotonės sugerties ties $\sim 1 \mu\text{m}$ [19]. Panaudojant tokių kristalų ir femtosekundinių NIR SPOPO spinduliuotės kombinaciją, įgyvendintas tolimesnis spinduliuotės bangos ilgio keitimas pakopinio kaupinimo sistemose (parametrinės spinduliuotės signalas sugeneruotas viename kristale, toliau naudojamas kaip kaupinimas antrajam kristalui) [19–21] bei generuojant skirtuminį dažnį [17, 18]. Naudojant pakopinį kaupinimą MgO:PPLN AgGaSe₂ SPOPO sistemoje pademonstruota iki 113 mW vidutinė išvadinės spinduliuotės galia 4,6 - 5 μm spektrinėje srityje [20], o CsTiOAsO AgGaSe₂ SPOPO sistemoje atitinkamai: iki 22 mW 4 - 8 μm [21]. Naudojant SPOPO spinduliuotės skirtuminio dažnio generaciją BaGa₂GeSe₆ kristale gauta 25 - 55 mW, 5 - 10 μm [18], o AgGaSe₂: iki 100 mW, 5 - 20 μm [17]). Tokia MIR spinduliuotė naudinga įvairių molekulių vibracinei spektrometrijai, nes 2 μm - 20 μm spektrinėje srityje egzistuoja daugelio molekulių unikalios sugerties linijos, vadinamos molekulių pirštų antspaudais [9]. Reiktų pasakyti, kad spinduliuotės derinimas NIR srityje taip pat gaunamas naudojant OPA sistemas, generuojančias didesnės energijos impulsus (μJ -mJ eilės [22, 23]), tačiau pastarosioms kaupinti naudojami regeneraciniuose stiprintuvuose sustiprinti impulsai ir dėl to jų impulsų pasikartojimo dažnio diapazonas yra nuo kelių iki kelių šimtų kilohercų, o pati kaupinimo sistema sudėtingesnė, didesnė ir brangesnė. Taip pat, parametrinės spinduliuotės stiprinimui juose naudojamas papildomas užkrato signalas: parametrinės fluorescencijos signalas sugeneruotas kitame netiesiniame kristale, arba baltos šviesos kontinuumo signalas, kuris dažniausiai generuojamas aštriai fokusuojant intensyvią lazerio spinduliuotę į safyro elementą. Visa tai dar labiau didina tokios sistemos konstrukcijos dydį ir kainą. Tuo tarpu, kadangi SPOPO prietaisų kaupinimui pakanka mažos energijos (nJ eilės) kaupinimo impulsų, kuriuos generuoja ultratrumpų impulsų lazerių osciliatoriai, pats prietaisas kompaktiškesnis ir pigesnis, o jo impulsų pasikartojimo dažnis didelis (>50 MHz). Dėl šių priežasčių tokie prietaisai patrauklūs taikymuose, kuriems maža impulsų energija nėra trūkumas (netiesinės mikrokopijos vaizdinime panaudojama energija gali būti ribojama tiriamų biologinių audinių pažeidimo iki 200 nJ [24]), o didelis impulsų pasikartojimo dažnis leidžia gauti didelę vaizdinimo, duomenų surinkimo spartą.

Taigi, Yb:KGW lazerinių šaltinių progresas ir privalumai bei sinchroniškai kaupiamų parametrinių optinių prietaisų spinduliuotės derinamos artimojoje infraraudonoje spektrinėje srityje patrauklumas taikant įvairiuose moksliniuose tyrimuose lėmė poreikį sukonstruoti ir ištirti femtosekundinį 1,03 μm bangos

ilgio spinduliuote kaupinamą SPOPO.

Disertacijos tikslas

Parinkti ir optimizuoti nuolatinio kaupinimo femtosekundinio Yb:KGW lazerio pirmosios harmonikos impulsais sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos osciliatorių su periodiškai poliutais netiesiniais kristalais schemas, ištirti jų generuojamos spinduliuotės ypatumus bei pritaikyti tokio prietaiso derinamą spinduliuotę kontinuumo generacijos šviesolaidyje tyrimui.

Pagrindinės užduotys

Rengiant disertaciją buvo atliekamos šios užduotys:

1. Eksperimentinių SPOPO schemų išbandymas ir optimizavimas su įvairiais periodiškai poliutais kristalais (PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP) kaupinant 1,03 μm centrinio bangos ilgio femtosekundinės trukmės Yb:KGW osciliatoriaus impulsais bei tokių prietaisų energinių ir laikinių charakteristikų tyrimas esant skirtingiems rezonatoriaus nuostoliams.
2. Sinchroniškai kaupinamam parametriniam šviesos osciliatoriui (SPOPO) kurti naudotų periodiškai poliutų magnio oksidu legiruoto ličio niobato (MgO:PPLN) ir kalio titanilo fosfato (PPKTP) kristalų atsparumo femtosekundinei Yb:KGW lazerio spinduliuotei nustatymas, apėmęs ir tokius uždavinius:
 - a) sąlyginai mažo lazerio indukuoto pažeidimo slenksčio priežastingumui nustatyti papildomai tirtas MgO:PPLN atsparumas lazerio spinduliuotei naudojant skirtingus impulsų pasikartojimo dažnius 100-600 kHz ribose bei esant fiksuotam 76 MHz dažniui, kuris naudotas kaupinant SPOPO;
 - b) suformuota matavimo sistema netiesinės sugerties kitimo priklausomybei nuo impulsų pasikartojimo dažnio matuoti bei atliktas ličio niobato kristalo netiesinės sugerties tyrimas, veikiant jį skirtingais Yb:KGW lazerio impulsų pasikartojimo dažniais 60-1000 kHz diapazone.
3. Kontinuumo generacijos tyrimas telekomunikaciniame šviesolaidyje normalios ir anomalous grupinių greičių dispersijos srityse, panaudojant derinamą femtosekundinio SPOPO spinduliuotę bei kryžminės koreliacijos dažninės optinės skyros sklendės metodą (XFROG). Telekomunikacinio šviesolaidžio dispersijos nustatymas, panaudojant metodiką, kuri pagrįsta tiesinių ir netiesinių efektų sąveika kontinuumo generacijos metu.

Mokslinis tyrimų naujumas ir praktinė nauda

Disertacijos mokslinį naujumą patvirtina šie faktai:

- PPKTP SPOPO su išvadiniu optimalaus pralaidumo veidrodžiu kaupinamame 90 fs trukmės Yb:KGW osciliatoriaus impulsais pademonstruotas kaupinimo galios keitimo į signalinės bangos galią ~1500 nm spektrinėje srityje efektyvumas siekiantis 40 %;
- PPKTP SPOPO, kurio rezonatorius pasižymi bendra neigiama grupinio vėlinimo dispersija, išvadinio veidrodžio pralaidumo didinimas lemia generuojamų impulsų trumpėjimą ir mažesnę plitimą išderinant rezonatoriaus ilgį;
- Pirmą kartą eksperimentiškai išmatuotos MgO:PPLN ir PPKTP kristalų paviršiaus pažaidos slenkstinės vertės, veikiant ~90 fs trukmės, 1030 nm centrinio bangos ilgio ir 76 MHz pasikartojimo dažnio impulsais;
- Pirmą kartą eksperimentiškai išmatuotos MgO:PPLN kristalo paviršiaus pažaidos slenkstinė vertė, veikiant ~300 fs trukmės, 1030 nm bangos ilgio ir 76 MHz pasikartojimo dažnio impulsais bei parodytas ženklus pažaidos vertės mažėjimas lyginant su 100-600 kHz dažnio impulsais;
- Pademonstruotas naujas netiesinės sugerties kitimo stebėjimo metodas galintis padėti apytiksliai nustatyti naudojamų netiesinių kristalų pažeidimo vertes veikiant didelio pasikartojimo dažnio impulsų sekomis jų nepažeidžiant;
- Panaudojant SPOPO signalinės bangos femtosekundinius impulsus derinamus 1,45-1,8 μm spektrinėje srityje pirmą kartą nuosekliai eksperimentiškai ištirta kontinuumo generacijos šviesolaidyje priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio šviesolaidžio nulinės dispersijos srityje, apimant tiek normalios, tiek anomalios šviesolaidžio dispersijos sritis.

Atlikti tyrimai suteikia naujų praktinių žinių šiose srityse:

- kuriant femtosekundinius SPOPO su periodiškai poliuitais ličio niobato ir kalio titanilo fosfato kristalais;
- vertinant šių netiesinių kristalų pažaidos slenksčius esant įvairiems femtosekundinių lazerinių impulsų pasikartojimo dažniams;
- numatant tokiuose parametriniuose osciliatoriuose generuojamas impulsų trukmes ir jų spūdos už rezonatoriaus galimybes;
- vertinant šių SPOPO panaudojimo galimybes tokiuose tyrimuose, kur reikalingi didelio pasikartojimo dažnio derinamo bangos ilgio femtosekundiniai impulsai su energijomis viršijančiomis dešimtis nanodžaulių.

Ginamieji teiginiai

1. Periodiškai poliuota 1 mm ilgio kalio titanilo fosfato struktūra optiniame parametriniame osciliatoriuje, sinchroniškai kaupinamame Yb:KGW osciliatoriaus pirmos harmonikos ~ 90 fs trukmės impulsais, esant vienodam išvadinio veidrodžio atspindžio koeficientui, užtikrina daugiau kaip 1,5 karto didesnius keitimo koeficientus 1500 - 1800 nm spektrinėje srityje nei 1,5 mm ilgio periodiškai poliuota ličio niobato struktūra.
2. SPOPO su sumine neigiama rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija, esant didesniems naudingiems rezonatoriaus nuostoliams, kuriems esant dar galima efektyvi įsisotinanti šio prietaiso generacija, be to, kad padidėja energinis keitimo efektyvumas, formuojami trumpesni femtosekundiniai impulsai, o didėjant rezonatoriaus ilgio išderinimui, impulsai ilgėja ne taip sparčiai kaip esant mažesniems nuostoliams.
3. Ličio niobato kristalo paviršiaus pažaidos slenksčio vertė, veikiant kristalą sinchroniniams parametriniams osciliatoriams būdingais ~ 80 MHz pasikartojimo dažnio femtosekundiniais iterbio lazerio impulsais, yra apie 37 kartus mažesnė, nei veikiant ~ 100 kHz pasikartojimo dažnio impulsais, kurie būdingi optiniams parametriniams stiprintuvams, todėl efektyviam SPOPO veikimui reikalingi intensyvumai yra arti šių kristalų pažaidos slenksčių verčių net tada kai osciliatoriaus komponentų ir rezonatoriaus parametrai, tokie kaip veidrodžių atspindžio koeficientai, atstumai tarp kreivų veidrodžių ir netiesinio kristalo padėtis sąsmaukos atžvilgiu, yra parinkti artimi optimaliems.
4. Registruojant netiesinius kristalus praeinančios spinduliuotės pralaidumo mažėjimą ilgose (~ 100 impulsų) didelio pasikartojimo dažnio femtosekundinių impulsų sekose galima apytiksliai nustatyti naudojamų netiesinių kristalų slenksines pažaidos vertes jų nepažeidžiant.
5. Didžiausią nesolitoninį kontinuumo spektro plitimą šviesolaidyje lemiantis bangos ilgis priklauso nuo smailinės kaupinimo galios: pastarajai didėjant, šis ekstremumas slenkasi link trumpesnių bangos ilgių.

Disertacijos struktūra

Disertaciją sudaro keturi pagrindiniai skyriai:

- **Pirmajame skyriuje** apžvelgiama teorinė medžiaga susijusi su disertacijoje aprašomais tyrimais. Pirmoje šio skyriaus dalyje apžvelgiami pagrindiniai parametrinės spinduliuotės generavimo principai ir ypatumai bei pateikiamos femtosekundinių artimojoje infraraudonojoje srityje veikiančių sinchroniškai kaupinamų optinių parametrinių osciliatorių

bei disertacijos eksperimentuose naudotų dielektrinių kristalų savybių apžvalgą. Antroje dalyje skiriamas dėmesys optinių dielektrinių medžiagų sąveikos su femtosekundine lazerio spinduliuote bei lazerio indukuotos pažaidos slenksčio priklausomybės nuo įvairių lazerinės spinduliuotės parametrų teorinei medžiagai. Taip pat, atsižvelgiant į tai, kad SPOPO buvo naudojamas periodinis ličio niobato kristalas, apžvelgiama literatūra susijusi su šio kristalo optiniu atsparumu femtosekundinei spinduliuotei. Sukurto SPOPO prietaiso derinama spinduliuotė buvo pritaikyta tirti kontinuumo generacijai šviesolaidyje, todėl trečiojoje šio skyriaus dalyje apžvelgiama su tuo susijusi teorinė medžiaga: trumpai pristatomi šviesolaidžių tipai, aptariami pagrindiniai būdingi optiniai reiškiniai ir žadinančios spinduliuotės bangos ilgio įtaka, pateikiamas kryžminės koreliacijos dažninės skryso optinės sklendės (XFROG) metodo aprašymas. Šio skyriaus medžiaga neįtraukta į disertacijos santrauką.

- **Antrasis skyrius** skirtas pristatyti sinchroniškai pirmąją femtosekundinio Yb:KGW lazerio harmonika kaupinamų parametrinių šviesos osciliatorių su PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP kristalais tyrimo rezultatus. Pateikiamos išmatuotos pagrindinės jų veikimo charakteristikos, skirtingų SPOPO palyginimas bei pristatomi tyrimo, nagrinėjančio rezonatoriaus nuostolių įtaką SPOPO signalinio impulso trukmei, rezultatai. Taip pat čia įtrauktas ir SPOPO impulsų formavimuisi nagrinėti taikytas skaitmeninis tyrimo modelis.
- **Trečiasis skyrius** skirtas pristatyti eksperimentinį SPOPO schemose naudotų kristalų lazerio indukuotos pažaidos nustatymą bei aprašyti ličio niobato LIDT ir netiesinės sugerties priklausomybės nuo impulsų pasikartojimo dažnio rezultatus, kristalo eksponavimui naudojant femtosekundinių iterbio lazerių 1,03 μm centrinio bangos ilgio impulsus.
- **Ketvirtas skyrius** skirtas derinamos SPOPO spinduliuotės panaudojimo kontinuumo generavimo nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidyje tyrimui: pateikiami kontinuomo generavimo eksperimentas ir skaitmeninis tyrimo modelis, aptariami rezultatai bei pateikiamas šviesolaidžio dispersijos įvertinimas iš XFROG matavimų.

Bendra autorių indėlis

Disertacijoje aprašyti eksperimentiniai tyrimai, išskyrus optinių elementų dispersijos matavimus, atlikti 2013-2016 m. ir 2018-2019 m. Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centro laboratorijose, vadovaujant Dr. R. Grigoniui. SPOPO rezonatoriuje naudotų optinių veidrodžių dangų dispersijos matavimai atlikti Fizinių ir technologijos mokslų centro ir kompanijos *Altechna* optikos laboratorijose. Disertacijoje aprašytų kristalų pažaidos, sinchroniškai kaupinamo

parametrinio šviesos osciliatoriaus, kontinuumo generacijos šviesolaidyje ir XF-ROG matavimo schemų konstravimas, didžioji dalis tyrimų ir duomenų analizė atlikta pačios autorės. Taip pat ženklus šių asmenų indėlis:

Dr. Rimantas Grigonis vadovavo doktorantūros studijoms, buvo vienas iš pristatomų SPOPO kūrimo iniciatorių, konsultavo techniniais eksperimento atlikimo klausimais.

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis taip pat buvo vienas iš pristatomų tyrimų iniciatorių, konsultavo eksperimentų atlikimo, publikacijų rengimo klausimais, prisidėjo pristatant tyrimų rezultatus.

Dr. Viktorija Tamulienė atliko SPOPO skaitmeninį modeliavimą, ženkliai prisidėjo rengiant [25, 26] publikacijas.

Prof. Mikas Vengris automatizavo schemą kontinuumo generacijos matavimams, konsultavo rengiant [27] publikaciją.

Dr. Julius Vengelis konsultavo techniniais kontinuumo generacijos eksperimento ir duomenų interpretavimo klausimais. Ženkliai prisidėjo rengiant [25, 27] publikacijas.

Dr. Vygandas Jarutis atliko kontinuumo generacijos NZDS šviesolaidyje modeliavimą ir ženkliai prisidėjo rengiant [27] publikaciją.

Studentai **Agnė Marcinkevičiūtė**, **Adomas Tumas**, **Mantas Sirutavičius** atliko dalį eksperimentų.

Aprobacija

Mokslinės publikacijos periodiniuose žurnaluose, turinčiuose citavimo rodiklį Web of Science duomenų bazėje

- P1. 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).
- P2. J. Vengelis, A. Tumas, **I. Pipinytė**, M. Kuliešaitė, V. Tamulienė, V. Jarutis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Characteristics of optical parametric oscillator synchronously pumped by Yb:KGW laser and based on periodically poled potassium titanyl phosphate crystal, Opt. Commun. 410, 774 - 781 (2018).
- P3. **I. Pipinytė**, V. Tamulienė, J. Vengelis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Temporal characteristics of synchronously pumped optical parametric oscillator at different conditions of cavity losses, JOSA B, **36** (10), (2019).
- P4. **I. Pipinytė**, V. Tamulienė, J. Vengelis, M. Sirutavičius, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Investigation of laser-induced damage and related multiphoton

absorption changes in lithium niobate crystals at high repetition rate femtosecond pump, *Opt. Eng.* **59**(1), 1–10 (2020).

- P5. **I. Pipinytė**, J. Vengelis, V. Jarutis, M. Vengris, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Investigation of continuum generation in the non-zero dispersion-shifted fiber pumped by femtosecond nanojoule pulses in 1450 – 1800 nm, *Results Phys.* **17**, 103064 (2020).

Mokslinės publikacijos konferencijų leidiniuose

- PR1 **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).

- PR2 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).

Pranešimai konferencijose, pristatyti disertacijos autorės

1. **I. Pipinytė**, K. Stankevičiūtė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis ir V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb:KGV lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinamų parametrinių šviesos generatorių konstravimas ir tyrimas, LMA ketvirtoji jaunųjų mokslininkų konferencija „Tarpdalykiniai tyrimai fiziniuose ir technologijos moksluose – 2014“, Vilnius, Lietuva (vasario 11 d., 2014).
2. **I. Pipinytė**, K. Stankevičiūtė, R. Grigonis, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Infrared femtosecond optical parametric oscillator using PPLN and MgO:PPLN crystals synchronously pumped by Yb:KGW laser, 6th EPS-QUED Europhoton Conference, Neuchâtel, Switzerland (August 24-29, 2014).
3. **I. Pipinytė**, K. Stankevičiūtė, R. Grigonis, M. Malinauskas, V. Sirutkaitis, Infrared optical parametric oscillator based on MgO:PPLN crystal and synchronously pumped by femtosecond Yb:KGW laser, *SPIE Optics and optoelectronics*, Prague, Czech Republic (April 13-16, 2015).
4. **I. Pipinytė**, A. Marcinkevičiūtė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Parametrinis šviesos generatorius sinchroniškai kaupinamas femtosekundinio Yb:KGV lazerio impulsais, 41-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNKF-41), Vilnius, Lietuva (birželio 17-19 d., 2015).

5. **I. Pipinytė**, A. Marcinkevičiūtė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Infrared optical parametric oscillator based on MgO:PPLN crystal and synchronously pumped by femtosecond Yb:KGW laser, SPIE Optics + Photonics, San Diego, California, USA (August 9-13, 2015).
6. **I. Pipinytė**, J. Vengelis, V. Tamulienė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Femtosecond infrared synchronously pumped optical parametric oscillator based on PPKTP crystal, Ultrafast Optics XII, Bol, Croatia (October 6-11, 2019).

Pranešimai konferencijose, pristatyti ne disertacijos autorės

1. K. Stankevičiūtė, **I. Pipinytė**, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb:KGV lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinami parametriniai šviesos generatoriai, 40-toji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNFK-40), Vilnius, Lietuva (birželio 10–12 d., 2013)
2. K. Stankevičiūtė, **I. Pipinytė**, J. Vengelis, 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 Diego, California, USA (August 25-29, 2013).
3. 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, XX Lietuvos ir Baltarusijos seminaras “Lazeriai ir optinis netiesiškumas”, Vilnius, Lietuva (lapkričio 21-22 d., 2013).
4. K. Bagočius, M. Sirutavičius, S. Butkus, J. Vengelis, **I. Pipinytė**, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Changes of the nonlinear absorption in crystals under irradiation with trains of high repetition rate femtosecond pulses, SPIE Laser Damage 2018, Boulder, Colorado, USA (September 23-26 d., 2018).
5. V. Tamulienė, **I. Pipinytė**, J. Vengelis, A. Tumas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Femtosekundinio šviesos parametrinio osciliatoriaus veikiančio periodiškai poliuota KTP netiesinio kristalo pagrindu eksperimentinis ir skaitmeninis tyrimas, 43-toji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija (LNFK-43), Kaunas, Lietuva (spalio 3-5 d., 2019).

1. LITERATŪROS APŽVALGA

1.1. Femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos osciliatoriai su periodiškai poliuotais netiesiniais kristalais

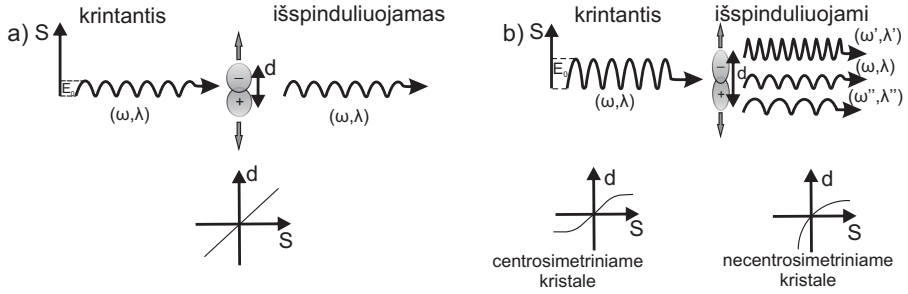
1.1.1. Netiesiniai optiniai reiškiniai ir jų kilmė

Šviesa, arba kitaip osciliuojantis elektromagnetinis laukas (toliau EML), veikdamas skaidrias medžiagas (dielektrikus) sukelia jose periodinį surištų elektronų poslinkį apie pusiausvyros padėtį, kai branduolių padėtis dėl santykinai didelės masės lieka beveik nekintanti ir taip susikuria elektrinis dipolinis momentas, kuris spinduliuoja energiją elektromagnetinės bangos pavidalu. Tarp judančių krūvininkų sukurto EML ir pradinio išorinio lauko, kuris sukėlė dalelių judėjimą, vyksta sąveika, kurios metu gali kisti medžiagą veikiančio EML savybės. Kai įeinančio elektrinio lauko intensyvumas yra mažas, dipolių poslinkis yra nedidelis, simetrinis ir tiesiškai priklauso nuo lauko stiprumo, o dipolis osciliuoja tokiu pat dažniu kaip ir įeinantis laukas. Tokiu atveju, turime tiesinę optiką atitinkantį atvejį, kurio metu pirminio EML dažnis nesikeičia, įvadinė spinduliuotė tarsi „perspinduliuojama“ tokiu pat dažniu, tik dėl sąveikos su inertiškais elektronais yra vėluojančios fazės (1.1 a) pav.). Tuo atveju, kai dielektrikas veikiamas pakankamai stipriu elektriniu lauku, dipolio poslinkis tampa netiesinis (1.1 b) pav.). Šiuo atveju, dipolis gali osciliuoti netik jį veikiančio lauko dažniu, bet ir dažniais didesniais bei mažesniais už įeinančio lauko. Taigi, išvadinėje spinduliuotėje atsiranda naujų dažnių optinės bangos. Netiesinio atsako forma priklauso nuo medžiagos kristalografinės struktūros: centrosimetrinėse terpėse atsakas yra simetrinis lauko krypties atžvilgiu, o nencentrosimetrinėse – nesimetrinis.

Iš tikrųjų, veikiant dielektriką elektromagnetiniu lauku, jame susiformuoja didelis skaičius osciliuojančių dipolių. Tad, nagrinėjant krentančio lauko poveikį naudojamas apibendrintas dydis, vadinamas poliarizuotumu P . Tai medžiagos tūrio vieneto dipolinis momentas. Tiesinės optikos atveju, kuriamas poliarizuotumas tiesiškai priklauso nuo medžiagą veikiančio elektrinio lauko stiprio:

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1.1)$$

čia ϵ_0 - vakuumo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$ - tiesinis optinis jautris. Netiesinės



1.1 pav.: Dipolio osciliacija, veikiant elektriniam laukui: a) tiesinės optikos režime ir b) netiesinės optikos atveju. Čia E_0 žymi krentančio lauko amplitudę, d – dipolio poslinkį nuo pusiausvyros padėties, S – lauko stiprumą, ω – dažnį, λ – bangos ilgį. Spinduliuotės dažnis čia tenkina sąlygą: $h\omega < \Delta E_g$. Adaptuota pagal [28].

optikos atveju, veikiant stipriu šviesos lauku (bet mažesniu nei atomo Kulono laukas) 1.1 išraiškoje turi būti įskaityti papildomi nariai, žymintys to lauko poveikį:

$$P(t) = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots + \chi^{(n)} E^n(t) \right], \quad (1.2)$$

čia $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, $\chi^{(n)}$ – atitinkamai antros, trečios ir n -osios eilės optiniai jautriai. Kiekvieno aukštesnio laipsninės eilutės (1.2) nario indėlis į bendrą poliarizavimo dydį vis mažesnis dėl mažėjančios optinio jautrio vertės ($\chi^{(1)} \approx \pi/2$, $\chi^{(2)} \approx 2 \cdot 10^{-12}$ m/V, $\chi^{(3)} \approx 4 \cdot 10^{-24}$ m²/V [29]). Dėl tokios priklausomybės, netiesinės optikos reiškiniai stebimi tik pasiekus pakankamai didelį šviesos intensyvumą: lauko stipris turi būti $\sim 10^{11}$ V/m eilės dydis. Veikiant pakankamai dideliu šviesos intensyvumu dielektrinę medžiagą, kurios $\chi^{(2)} \neq 0$, t.y. necentrosimetriniame kristale, gali vykti įvairūs netiesiniai reiškiniai, sąlygojami kvadratinio poliarizavimo nario $P(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$. Veikiant dielektriką dviejų skirtingų dažnių EML (ω_1 ir ω_2), galimi netiesiniai parametriniai optiniai procesai pavaizduoti 1.2 pav. Tokie procesai vadinami parametriniais, nes vyksta nesužadinant realių energijos lygmenų. Tokių procesų metu veikiant stipriam išoriniam EML, realaus lygmens užpilda trumpam sumažėja ir sukuriamas virtualus lygmuo, tačiau pasibaigus procesui grįžtama į pradinį realų energijos lygmenį (1.2 b) pav.). Kaip, matyti iš 1.2 a) pav. tokiam grįžimui galimi įvairūs „keliai“, t.y. gali atsirasti įvairių dažnių EML. Visgi realiomis sąlygomis, galioja tam tikri atrankos kriterijai (bus aptarti kituose skyreliuose), lemiantys kuriems dažniams susiformuoti bus optimalesnės sąlygos. Kaip užkoduota SPOPO pavadinime, jo veikimo pagrindas - parametrinė šviesos generacija (toliau PLG), kuri yra skirtuminio dažnio generacijos, pavaizduotos 1.2 pav., analogas. PLG atveju netiesiskumu pasižyminčio necentrosimetrinio

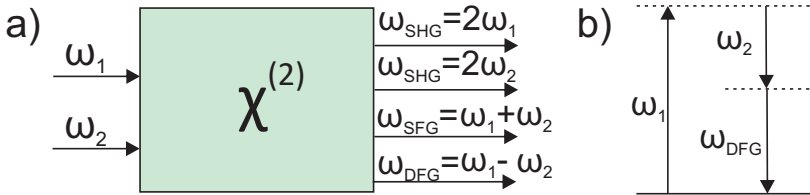
kristalo įėjime yra vieno dažnio EML, o terpės netiesiškumas sąlygoja dviejų mažesnio dažnio EML atsiradimą. PLG - savaiminis procesas, gimstantis iš kvantinių triukšmų stiprinimo, kurio metu (kvantiniu požiūriu) kaupinimo fotono (ω_k) energija sunaudojama dviejų naujų mažesnio dažnio fotonų atsiradimui, procesui vykstant per virtualų lygmenį, t.y. šiems dažniams galioja energijos tvermės dėsnis:

$$\omega_k = \omega_s + \omega_i, \quad (1.3)$$

Atsiradęs didesnio dažnio fotonas pagal susitarimą vadinamas signaliniu (ω_s , angl. *signal*), mažesnio – šalutiniu (ω_i , angl. *idler*). Kaupinimas vyksta esant dideliame kaupinimo fotonų skaičiui, o jiems skilti į du naujus mažesnio dažnio fotonus statistiškai yra daugybė būdų, t.y. galima gauti daug įvairių signalinio ir šalutinio fotonų porų, tenkinančių 1.3 išraišką. Visos šios naujų fotonų poros potencialiai gali būti stiprinamos. Visgi, efektyviausiai stiprinamos bus tos, kurių sklidimas bus sinchronizuotas su kaupinimo banga. Tokiam sinchronizmui užtikrinti reikia suvienodinti visų sąveikaujančių bangų fazinius greičius. Efektyviausiai generuosis ta signalinės ir šalutinės bangų kombinacija tenkinanti 1.3 dėsnį, kuriai galios ir judesio kiekio tvermės dėsnis:

$$\vec{k}_k = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (1.4)$$

1.4 sąlygos galiojimas, dar vadinamas faziniu sinchronizmu (toliau FS), užtikrina, kad tam tikra kryptimi vyksta efektyvus kaupinimo spinduliuotės energijos perdavimas generuojamoms signalinei ir šalutinei bangoms. Jo įgyvendinimo metodai ir jų palyginimas aprašytas kitame skyrelyje.



1.2 pav.: a) Netiesiniai reiškiniai, sąlygojami kvadratinio poliarizuotumo nario: ω_{SHG} - antros harmonikos generacija, ω_{SFG} - suminio dažnio generacija, ω_{DFG} - skirtuminio dažnio generacija. b) Energijos lygmenų diagrama, vaizduojanti skirtuminio dažnio generaciją per virtualius energinius lygmenis (punkttyrinės linijos). Adaptuota pagal [30].

1.1.2. Fazinis sinchronizmas ir kvazisinchronizmas

Kaupinimo ir PLG metu generuojamos bangos yra skirtingų dažnių, todėl dėl dispersijos jos sklinda skirtingu greičiu ir palaipsniui išsifazuoja. Joms nukeliavus atstumą, vadinamą koherentiškumo ilgiu (l_k), santykinė fazė pakinta per 180° . Sklindant toliau generuojamų bangų amplitudės krenta iki nulio (energija

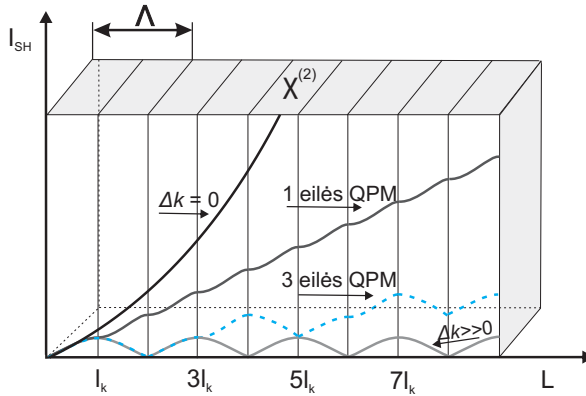
grįžta atgal į kaupinimo bangą). Tokiu atveju, bangoms keliaujant per kristalą, jos išsifazuoja periodiškai kas $2l_k$ ilgio atstumą ir efektyvi parametrinė šviesos generacija nevyksta. Šiam apribojimui įveikti, dar 1962 m. pasiūlytas būdas tam tikruose dielektrikuose, suvienodinti optinių bangų fazinius greičius kontroliuojant jų poliarizaciją. Jei visos bangos poliarizuotos tiesiškai, tai naudojant tam tikras sąveikaujančių bangų poliarizacijų kombinacijas, galima pasiekti jų sinchronizaciją medžiagoje tam tikra sklidimo kryptimi, t.y. išpildyti FS sąlygą. FS sąlyga, tai iš esmės judesio kiekio tvermės dėsnio (1.4) tenkinimas. Skaliarinė šio dėsnio išraiška parametrinės šviesos generacijos atveju:

$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_k}{\lambda_k} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \right) = 0, \quad (1.5)$$

čia Δk - bangų vektorių nedarna, n - lūžio rodiklis, indeksai k , s ir i žymi atitinkamai kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas.

Taigi, nors energijos tvermės dėsnį gali tenkinti įvairūs generuojamų skirtingų energijų fotonų deriniai, FS sąlyga (1.5) „atrenka“ fotonų porą, kuriai stiprinimas kristale vyks efektyviausiai. Tikslus fazinis sinchronizmas, t.y. $\Delta k = 0$, teoriškai gali būti įgyvendintas anizotropinėse medžiagose, kuriose galimos dvi spinduliuotės modos kurioms galioja skirtingi lūžio rodikliai: paprastosios (o) ir nepaprastosios (e) bangos. Nepaprastosios bangos lūžio rodiklis priklauso nuo pluošto sklidimo krypties kristalo optinės ašies atžvilgiu, t.y. n_e priklauso nuo kampo θ . Taigi šiose medžiagose gali būti parinkta tokia sklidimo kryptis, t.y. toks FS kampas θ_{FS} , kad sąveikaujančios bangos, būdamos skirtingų poliarizacijų, sklįstų vienodais faziniais greičiais ir tai užtikrintų efektyvų dažnių konversijos procesą. Kai kurių medžiagų dvejetainiškumas stipriai priklauso ir nuo temperatūros (pvz.: LiNbO_3), tad naudojant tokias terpes galima įgyvendinti temperatūrinio derinimo FS. Pastarojo privalumas lyginant su kampinio derinimo FS - galima naudoti taip vadinamą nekritinį FS, kurio metu nėra skersinio nunešimo (dar vadinamo diafragminiu - apertūriniu efektu) tarp skirtingų modų bangų. Taip pat iš 1.5 išraiškos matyti, kad derinimas galimas ir keičiant kaupinimo bangos ilgį, tačiau toks būdas apribotas kaupinimo šaltinio derinimo galimybės ir naudojamas retai.

Netiesinės sąveikos metu generuojamo signalo (šiuo atveju kaip pavyzdys naudojama SHG) intensyvumo kitimo priklausomybė nuo netiesinės terpės ilgio įvairiais fazinės nedarnos atvejais iliustruojama 1.3 pav. Kai bangų nederinimo vektorius lygus nuliui ($\Delta k = 0$), t.y. tikslaus FS atvejis, kuriamos spinduliuotės energija auga tiesiškai (intensyvumas paraboliskai) visame kristalo ilgyje (koherentiškumo ilgis labai didelis), nes sąveikaujančios bangos išlaiko pastovų fazės santykį ir čia energijos perdavimas antros harmonikos (toliau SH) spinduliuotei vyksta efektyviausiai. Jei $\Delta k \neq 0$, netiesinės poliarizacijos sukurta banga po tam tikro atstumo (koherentiškumo ilgio) tampa priešingos fazės nei pati netiesinė poliarizacija. Taigi tuo metu netiesinė poliarizacija sukuria naują



1.3 pav.: Generuojamos antros harmonikos intensyvumo priklausomybės kitimo sklindant netiesiniame kristale schematinis vaizdas, esant įvairioms sąlygoms: QPM - kvazisinchronizmas, Λ - periodinės struktūros gardelės periodas, L - netiesinės terpės ilgis, l_k - koherentiškumo ilgis.

bangą ir abu laukai tarpusavyje interferuoja destruktiviai, generuojamo lauko amplitudės ima mažėti. Tokiu atveju kaupinimo bangos energija SH bangai perduodama neefektyviai, joms sklindant kristale vyksta periodinis mainymasis energija (atitinka $\Delta k \gg 0$ atvejį). Kuo nederinimas yra didesnis, tuo pasiekiamas mažesnė generuojamos spinduliuotės amplitudė ir tuo didesnis yra energinių mainų mūšos dažnis [31]. Be abejo, idealiausia sąlyga kai įmanoma užtikrinti $\Delta k = 0$, tačiau tai, deja, ne visada patogu ir optimalu. Kai kurie kristalai, pasižymintys kitomis geromis savybėmis naudingomis netiesiniams procesams vykti (pvz.: dideliu netiesiškumo koeficientu, plačia skaidrumo sritimi, dideliu pažeidimo slenksčiu ar pan.) turi per mažą dvejetainį laūžimą ir juose sunku įgyvendinti FS. Jau 1962 m. J. A. Armstrong su kolegomis [32] pasiūlė alternatyvų metodą, įgyvendinti efektyvų dažnių konversijos procesą - kvazisinchronizmą (toliau QPM). Jis užtikrina energijos tekėjimą beveik viena kryptimi, sąveikaujančių bangų fazes suderinant ties kiekvienu koherentiškumo ilgiu, kur jos išsiskiria (žr.1.3 pav.). Tai yra įgyvendinama periodiškai poliutuose struktūrose: kristalai „sudalinami“ į periodiškai atsikartojančius segmentus, kurie yra koherentiškumo ilgio didumo ir kas antrame tokiaime segmente optinė ašis pasukama 180 laipsnių. Toks struktūros suformavimas lemia sąveikos koeficiento ženklą kitimą į priešingą pereinant iš vieno gretimio segmento į kitą, t.y. netiesiškumo koeficientas periodiškai moduluojamas. Dvi tokios apgęžtos gretimios sritys sudaro gardelės periodą $\Lambda = 2l_k$. Kvazisinchronizmas tarsi leidžia įgyvendinti FS sąlygą, priderinant tokios gardelės periodą, t.y. QPM atveju 1.5 išraiška tampa:

$$\Delta k_k = 2\pi \left(\frac{n_k}{\lambda_k} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} \right). \quad (1.6)$$

Kvazisinchronizmas turi nemažai privalumų. Vienas jų - galimybė panaudoti didžiausią galimą medžiagos netiesiškumo koeficientą, nes bangų poliarizacija ir sklaidimo kryptis gali būti laisvai pasirenkama, skirtingai nei FS atveju. Kai kuriose medžiagose didžiausias netiesiškumo koeficiento elementas yra d_{33} , bet norint jį „įdarbinti“ reikia, kad visos sąveikaujančios bangos būtų vienodos poliarizacijos. Užtikrinti tokias sąlygas FS atveju neįmanoma. Taip pat naudinga tai, kad QPM atveju dažnių derinimą galima pasiekti visoje skaidrumo srityje, tiesiog keičiant naudojamą gardelės periodą. FS atveju bangos ilgių derinimas ribojamas kampo, kuriam esant išpildoma 1.5 sąlyga. Taip pat kuomet QPM atveju visos sąveikaujančios bangos yra vienos poliarizacijos, jos sklinda viena kryptimi ir nepasireiškia FS būdingas diafragminis - apertūrinis efektas. Palyginimui FS ir QPM pagrindiniai privalumai ir trūkumai apibendrinti 1.1 lentelėje.

Efektiviausias QPM yra pirmos eilės (1.3 pav.): kiekviename koherentiškumo ilgyje susidaręs tarp sąveikaujančių bangų fazių skirtumas yra prilyginamas nuliui ir generacijos efektyvumas (nors mažesniu tempu nei $\Delta k = 0$ atveju), bet nuosekliai auga. Trečios eilės QPM reiškia kad fazių skirtumas prilyginamas nuliui kas trigubą koherentiškumo ilgį (kas $3l_k$). Aukštesnių eilių QPM gali būti naudojamas tuomet kai koherentiškumo ilgis labai trumpas (mikrometrų eilės) ir todėl yra sudėtinga sudaryti tokių matmenų domenų, tačiau tokiu atveju energijos konversijos efektyvumas jau mažesnis [35]. Kuomet netiesinės terpės netiesiškumas didelis, be parametrinės šviesos generacijos gali pasireikšti ir kiti antros eilės netiesiniai procesai: antros harmonikos generacija (SHG), suminio dažnio generacija (SFG). Nors jiems šiuo atveju negalioja pirmos eilės QPM sąlyga, tačiau gali būti patenkinta aukštesnės eilės QPM ir dalis energijos PLG metu atitenka šių dažnių spinduliuotei. Tokie efektai stebėti keliuose darbuose [35–40]. Trečios eilės QPM atitinkantys kaupinimo SHG procesai stebėti [38, 41], o SFG (kaupinimo ir signalinės dažniams) [42]. T. Südmeyer su kolegomis [37] pademonstravo femtosekundinį OPG su PPLN struktūra, kurį kaupinant 5 W ($\lambda=1030$ nm) galia buvo gauta 0,1 W kaupinimo SHG spinduliuotės generacija ($\lambda_{AH}= 515$ nm). Taip pat buvo stebėti ir kiti netiesiniai reiškiniai: signalinės bangos SHG, SFG tarp signalo ir kaupinimo bei kaupinimo spinduliuotės trečios harmonikos generacija. X. Zhang disertacijoje be 50 mW (esant $P_k=480$ mW) signalinės bangos 1040 – 1350 nm spektrinėje srityje taip pat aprašyta stebėta ir išmatuota spinduliuotė regimojoje srityje. Pastarąją sudarė SFG tarp kaupinimo ir signalinės bangų, SFG tarp kaupinimo ir šalutinės bangų ir signalinės bangos SHG. Kaupinant 480 mW galia atitinkamai buvo gauti tokie galios keitimo į regimąją spinduliuotę efektyvumai: 4 % SFG ties 486 nm, 3 % – SHG ties 617 nm ir SFG 4 % ties 540 nm. Nors šių procesų efektyvumas nėra didelis, regimosios spinduliuotės generacija naudinga derinant SPOPO prietaisą. Taip pat reikia turėti omeny, kad jos indėlis gali būti svarbus signalinio ir šalutinio impulsų energinių bei laikinių parametrų for-

1.1 lentelė: Fazinio sinchronizmo ir kvazisinchronizmo privalumai ir trūkumai

	Fazinis sinchronizmas	Kvazisinchronizmas
+	<ul style="list-style-type: none"> Galimas didžiausias energijos keitimo efektyvumas (tenkinant $\Delta k = 0$ sąlygą) 	<ul style="list-style-type: none"> Galima panaudoti didžiausią kristalo netiesiškumo koeficientą (pvz.: $\text{LiNbO}_3, \text{KTiOPO}_4, \text{LiTAO}_3$ kristalų d_{33}). LN atveju, naudojant QPM $d_{ef} \sim 16$ kartų didesnis nei FS atveju [33] Galima gauti dažnių derinimą visoje skaidrumo srityje Naudojant vienodos poliarizacijos bangas, išvengiama apertūrinio - diafragminio efekto Patogus dažnių derinimo įgyvendinimas, keičiant Λ Kvazisinchronizmą galima įgyvendinti ir nedvejopalauižėse medžiagose, pvz. GaAs [16]
-	<ul style="list-style-type: none"> Pasireiškia apertūrinis - diafragminis efektas Gali būti nepatogios sąlygos įgyvendinti FS (nepatogus θ_s [34]) Panaudojamas ne didžiausias galimas netiesinės terpės netiesiškumo koeficientas Dažnių derinimo sritis apribota FS kampo (mažesnė nei terpės skaidrumo sritis) 	<ul style="list-style-type: none"> Didžiausias pasiekiamas efektyvumas mažesnis nei $\Delta k = 0$ atveju Sudėtingesnė aukštos kokybės kristalų gamyba ir galimos gardelių periodų paklaidos, mažinančios dažnių keitimo efektyvumą (kadangi sąlygoja fazės paklaidą, kuri kaupiasi per visą gardelės darinį, aktualiau naudojant ilgesnius kristalus)

mavimuisi: panaudoja dalį sąveikaujančių bangų energijos, mažina signalinės bangos intensyvumą ir tuo pačiu fazinio moduliavimosi mastą.

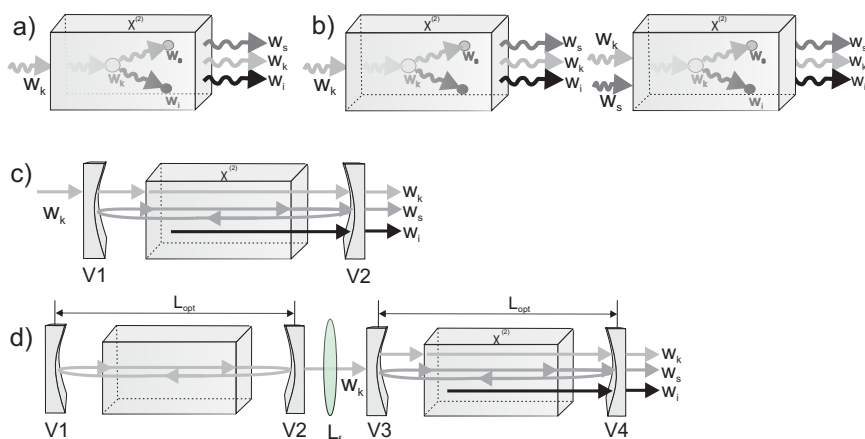
1.1.3. Ultratrumpais impulsais kaupinami parametriniai šviesos generatoriai ir stiprintuvai

Dėka gausaus kaupinimo šaltinių, netiesiškumu pasižyminčių medžiagų, rezonatoriaus konfigūracijų pasirinkimo parametrinės šviesos generacijos pagrindu veikiančių prietaisų įvairovė yra didelė. Visus tokius prietaisus pagal jų konfigūraciją galima suskirstyti į tris dideles grupes (1.4): bėgančios bangos OPG (angl. *optical parametric generator*), stovinčios bangos OPO (angl. *optical parametric oscillator*) ir parametrinius šviesos stiprintuvus OPA (angl. *opti-*

cal parametric amplifier). Pačios paprasčiausios konfigūracijos yra OPG - čia kaupinimo šaltinio spinduliuotė fokusuojama tiesiai į netiesinę terpę, nenaudojant rezonatoriaus (1.4 a) pav.). OPG dar laikomas atskiru OPA atveju, kuomet didelis terpės netiesiškumas panaudojamas pačioje terpėje atsiradusio parametrinės fluorescencijos signalo sustiprinimui, t.y. nenaudojant papildomo užkrato [43]. Tokio OPG signalas paprastai naudojamas tolimesniam stiprinimui kitame kristale arba panaudojant pakartotiną sklidimą tame pačiame kristale jau su nauju kaupinimo impulsu [44]. Tokiu atveju tai jau OPA sistema (1.4 b) pav.). Kaip užkratas OPA sistemose gali būti naudojamas ne tik parametrinės šviesos generacijos metu sugeneruotas signalas, bet ir pvz.: baltos šviesos kontinuumas, sugeneruotas safyro elemente. Efektyviam OPA reikalinga sąlyginai didelė kaupinimo impulso energija (μJ - mJ eilės), o būdingas tokių prietaisų pasikartojimo dažnis yra 1 - 1000 kHz. Pagrindinis tokių sistemų privalumas - jų bangų ilgių derinimo diapazonas nėra ribojamas veidrodžių spektrinių charakteristikų, kaip yra OPO atveju, kur efektyviam stiprinimui pasiekti netiesinė terpė talpinama į rezonatorių (1.4 c) pav.). Esant mažesnėms kaupinimo energijoms naudojamos OPO sistemos. OPO rezonatorius užtikrina grįžtamąjį ryšį ir didesnį stiprinimą bei dėl skersinių modų atrankos galima gauti geresnę erdvinę spinduliuotės kokybę. Atskiras OPO atvejis yra sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos osciliatoriai (SPOPO, 1.4 d) pav.). SPOPO naudojami su didelio pasikartojimo dažnio ultratrumpų impulsų kaupinimo sistemomis (>50 MHz) [45]. Tokių kaupinimo sistemų generuojamų impulsų energija yra nedidelė: $\sim 10 - 20$ nJ būdinga Ti:safyro femtosekundinėms sistemoms ir ~ 200 nJ būdingų didelės galios pikosekundiniams lazeriams [28]. Optiniams parametriniams osciliatoriams kaupinimui naudojant ultratrumpus impulsus būtina užtikrinti kad signalinis impulsas itin tiksliai persiklotų su kaupinimo impulsu laike, kadangi netiesinio stiprinimo prigimtis yra momentinė. Kaip jau minėta anksčiau, netiesiniai procesai vyksta dėl dipolių osciliacijų medžiagoje, veikiant ją intensyviu šviesos lauku. Dipolių reakcijos į veikiantį elektrinį lauką laikas yra labai trumpas - 10^{-20} s eilės. Taigi, dipoliai reaguoja momentiška, t.y. jų osciliacijos gali vykti tik esant veikiančiam laukui: jei kaupinimas yra impulsinis, stiprinimas nevyks už kaupinimo impulso laikinių ribų, t.y. optinis stiprinimas galimas tik labai trumpame kaupinimo impulso trukmės intervale. OPO atveju, tai reikštų, kad signalinis impulsas per kaupinimo impulso trukmę turi „suvaikščioti“ pakankamą rezonatoriaus apėjimų skaičių, kad stiprinimas susilygintų su kuriamais rezonatoriaus nuostoliais, o tai sąlygotų reikalingą rezonatoriaus ilgį mažesnį nei $1 \mu\text{m}$ eilės, tačiau tokia kristalo ilgyje labai sunku būtų užtikrinti stiprinimą didesnį už rezonatoriaus veidrodžių įnešamus nuostolius ir tuo pačiu gauti parametrinę generaciją. Dėl šios priežasties, praktikoje stiprinimas pasiekiamas užtikrinant rezonuojančio signalinio impulso persiklojimą su nuosekliai iš eilės atkeliaujančiais kaupinimo voros impulsais, o ne dėl sąveikos su vienu individualiu kaupinimo impulsu [28]. Toks

sinchroninis kaupinimas įgyvendinamas sutapatinus OPO ir kaupinimo šaltinio rezonatoriaus optinių kelių ilgius: tuomet generuojamos bangos apėjimo apie rezonatorių laikas sutampa su laikiniu atstumu tarp kaupinimo impulsų. Tokiu metodu pademonstruotas pikosekundinis SPOPO, veikiantis net ~ 80 GHz pasikartojimo dažniu [46]. Dažniausiai praktikoje naudojamos SPOPO sistemos, kur kaupinimo ir OPO rezonatorių optiniai keliai lygūs ($L_k = L_{OPO}$), tačiau galima realizuoti ir kvazisinchroninio kaupinimo sistemas, kuriose OPO rezonatorius N kartų trumpesnis ($L_{OPO} = \frac{L_k}{N}$, kur N - sveikas skaičius) [47, 48] arba N kartų ilgesnis ($L_{OPO} = L_k N$) [49] nei kaupinimo šaltinio. Naudojant šį metodą (esant atitinkamai $N=4$ ir $N=16$), pademonstruoti 322 MHz pasikartojimo dažniu veikiantis femtosekundinis ($\tau=400$ fs) PPLN OPO, kaupinamas Ti:safyro lazeriu ($f=80,5$ MHz) [47] bei pikosekundinis ($\tau = 7$ ps) 1,33 GHz pasikartojimo dažniu veikiantis KTA (kalio titanilo arsenatas) OPO, kaupinamas Nd : YVO₄ lazeriu ($f=83,5$ MHz) [48]. N kartų trumpesnis OPO rezonatoriaus ilgis leidžia gauti ir N kartų didesnę signalo impulsų pasikartojimo dažnį, tačiau toks metodas turi ir savų trūkumų. Pirma, sudėtingesnis efektyvus signalo ir kaupinimo modų sutapatinimas dėl sąlyginai didesnio signalinio pluošto esant trumpesniam OPO rezonatoriui. Antra, stiprinimas nėra palaikomas kiekvieno praėjimo per kristalą metu, išauga signalo lėkio per OPO rezonatorių patiriami nuostoliai dėl to padidėja generacijos slenkstis bei mažėja derinimo diapazonas [35, 47]. Taip pat signalo impulsų intensyvumui būdingos periodinės oscilacijos [49]. Siekiant gauti N kartų didesnę OPO pasikartojimo dažnį, signalo ir kaupinimo modų sutapatinimo efektyvumas, gali būti pagerinamas pasirenkant OPO rezonatoriaus ilgį ne $L_{OPO} = \frac{L_k}{N}$, bet $L_{OPO} = \frac{m}{N} L_k$, kur $m < N$ ir m - sveikasis skaičius [35]. Tačiau kiti šio metodo trūkumai išlieka. Tuo atveju, kai L_{OPO} rezonatoriaus ilgis yra N kartų ilgesnis nei L_k , OPO generuoja signalinius impulsus tokiu pat dažniu kaip ir kaupinimo šaltinis, o impulsų intensyvumas vienodas. Toks metodas, gali būti naudingas esant dideliame kaupinimo šaltinio pasikartojimo dažniui, kai tikslus sinchroninis kaupinimas nepatogus dėl būtinybės užtikrinti gana trumpą OPO rezonatoriaus ilgį (pvz.: $f=1$ GHz atveju, L_{OPO} turėtų būti 30 cm ilgio) [35].

Stovinčios bangos optiniai parametriniai osciliatoriai (OPO ir SPOPO) gali skirtis rezonuojančių bangų skaičiumi: vienbangiai (VOPG) (1.4 c) pav.), kuriuose rezonansas užtikrinamas vienai iš generuojamų bangų (dažniausiai signalinei) ir dvibangiai (DOPG) - rezonuoja šalutinė ir signalinė bangos. DOPG atveju PLG slenkstis yra $\sqrt{\frac{2}{1 - R_i e^{-\alpha_i L}}}$ (čia R_i - rezonatoriaus veidrodžių atspindžio koeficientas šalutinei bangai, L - kristalo ilgis, α_i - kristalo sugerties koeficientas šalutinei bangai) karto mažesnis nei VOPO atveju [30], tačiau didesnis skaičius rezonuojančių modų lemia mažesnę sistemos stabilumą. Rezonatorius sudaro sąlygas rezonuoti tam tikram skaičiui išilginių modų, tačiau stiprinimas paprastai vyksta ties viena moda, kuri pakliūna po stiprinimo kon-



1.4 pav.: Prietaisų, veikiančių parametrinės šviesos generacijos pagrindu, tipai: a) bėgančios bangos OPG, b) OPA, c) vienbanguis OPO, d) SPOPO. Čia V - veidrodys, L_f - lęšis, L_{opt} - rezonatoriaus optinio kelio ilgis.

tūro smaile. VOPG atveju bus stiprinama moda, kuriai bus užtikrinamas ir didžiausias stiprinimas, ir $\Delta k = 0$. Tuo tarpu, DOPG atveju rezonanso sąlygos iškart turi būti išpildomos dviem dažniams, o tarpmodinis atstumas skirtingiems dažniams dėl rezonatoriuje esančios dispersinės terpės nėra vienodas. Tokiu atveju PLG stiprinimas vyks tai modų porai (signalinės ir šalutinės), kurios abu dažniai atitinka rezonatoriaus savuosius dažnius, tačiau pastarieji gali neatitikti mažiausio fazinio nederinimo sąlygos, t.y. $\Delta k=0$ [30, 45]. Dėl šios priežasties DOPO rezonatorius žymiai jautresnis jo ilgio kitimui. Pakitus rezonatoriaus ilgiui abi rezonuojančios modos ω_s ir ω_i įgauna poslinkį, o jų suma nebetenkina PLG energijos tvermės dėsnio (1.3 išraiška). Šis dėsnis, pasikeitus rezonatoriaus ilgiui, bus tenkinamas kitai modų porai ir dabar ji patirs didžiausią stiprinimą. Dėl šios priežasties DOPO išėjime stebima santykinai didelės dažnio ir išvadinės galios fluktuacijos bei tolygus derinimas galimas ne visoje FS srityje, o tam tikruose klasteriuose [45]. Taigi, DOPO spinduliuotės dažnis ir energija gali nekontroliuojamai šokinėti dėl įvairių temperatūrinių pokyčių ar mechaninių vibracijų, todėl praktikoje dažniau naudojamos VOPO sistemos.

1.1.4. Netiesinės terpės. LN ir KTP kristalų savybės

OPO prietaisų širdis - kvadratinis netiesiškumo pasižymintis dvejetainis kristalas: jo savybės apsprendžia daugelį generuojamos spinduliuotės charakteristikų. Konstruojant OPO ir atsižvelgiant į kaupinimo šaltinio parametrus bei norimą gauti generuojamos spinduliuotės spektrinį diapazoną, tenka rinktis galimai optimaliausią tai sąveikai kristalą. Tokiam kristalo pasirinkimui svarbu

ne tik didelis konkrečiai sąveikai esantis netiesiškumo koeficientas, bet ir kitos charakteristikos: optinio pažeidimo slenkstis, skaidrumo sritis, mechaninis atsparumas, optiniai nuostoliai, hidroskopiškumas. Optinis atsparumas riboja didžiausią galimą kaupinimo intensyvumą ir plačiau aptartas disertacijos 1.2. skyriuje. Trumpai apžvelgsime kitas svarbiausias netiesinių terpių savybes:

- Skaidrumo sritis

PLG metu sąveikaujančių bangų amplitudės yra susietos tarpusavyje, t.y. mažesnio dažnio spinduliuotės (šalutinės) sugertis ribos ir didesnio dažnio spinduliuotės (signalinės) augimą. Dėl šios priežasties efektyviai generacijai užtikrinti medžiaga turi būti skaidri tiek signalinei, tiek šalutinei modoms. LN ir KTP kristalai dėl savo skaidrumo iki $\sim 4\text{--}5\ \mu\text{m}$ yra tinkami OPO, veikiantiems artimojoje infraraudonojoje srityje. Tuo tarpu populiarus PLG regimojoje srityje naudojamo beta bario borato kristalo panaudojimas NIR srityje būtų ribojamas šalutinės bangos sugerties (skaidrumo sritis nuo $0,19\ \mu\text{m}$ iki $2,6\ \mu\text{m}$ [29]). Dažnių keitimui MIR srityje naudojamos netiesinės medžiagos, kurių skaidrumo srities ilgesnių bangos ilgių kraštas yra toliau nei LN ar KTP, pvz.: ZnGeP₂, CdSe, GaSe, AgGaSe₂ [17, 20, 33, 50].

- Netiesiškumo koeficientas

Netiesinės tribangės sąveikos galimos tik necentrosimetriniuose kristaluose, t.y. tik tokiuose, kuriuose kvadratinis netiesinis jautris ($\chi^{(2)}$) nelygus nuliui. $\chi^{(2)}$ iš tiesų sudaro tenzorių, turintį 27 elementus. Visgi pritaikius tam tikras simetrijos taisykles, kvadratinio netiesiškumo medžiagos efektyvumui nurodyti naudojamas 18 nepriklausomų narių turintis elementas d_{ij} ($d_{ij} \sim \frac{1}{2}\chi^{(2)}$). Žinant spinduliuočių sąveikos ypatumus (sklidimo kryptis, poliarizaciją, naudojamą medžiagą) įvertinamas efektinis tai sąveikai netiesiškumo koeficientas d_{ef} , kuris charakterizuoja galimą sąveikos efektyvumą. PLG atveju, laikant kad kaupinimo nuskurdinimas yra mažas, spinduliuotės vieno lėkio medžiagoje stiprinimas [50, 51]:

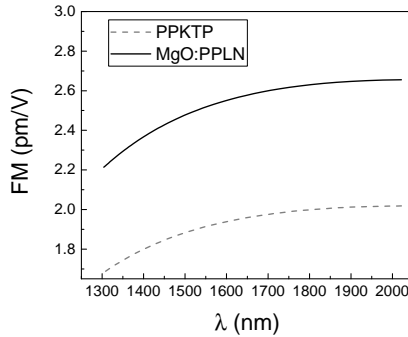
$$G = \Gamma^2 \frac{\sinh^2(\sqrt{\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4}}L)}{(\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4})}, \quad (1.7)$$

kur L - sąveikos ilgis, Γ - parametrinio stiprinimo koeficientas:

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_i d_{ef}^2 I_k}{\varepsilon_0 n_k n_s n_i c^3} \quad (1.8)$$

Fazinio sinchronizmo atveju (kai $\Delta k=0$), 1.7 išraiška supaprastėja: $G = \sinh^2 \Gamma L$, o tai mažo stiprinimo atveju apytiksliai lygu $\Gamma^2 L^2$.

Kuriant ultratrumpų impulsų generatorių, impulsų sąveikos ilgis L būna sąlyginai trumpas dėl grupinių greičių nederinimo sąlygojamo greito impulsų išsibėgimo, dėl to čia labai svarbus didelis terpės netiesiškumas. Kai kurių medžiagų (pvz.: LN, KTP, KTA) didžiausias d_{ij} yra d_{33} , tačiau pastarojo „panaudojimas“ įmanomas tik esant vienodai sąveikaujančių bangų poliarizacijai. Dėl šios priežasties ultratrumpų impulsų parametriniuose prietaisuose populiarus periodinių struktūrų naudojimas.



1.5 pav.: Apskaičiuoti MgO:PPLN ir PPKTP vertingumo parametrai (FM).

Skirtingų optinei parametrinei sąveikai naudojamų kristalų apytiksliam palyginimui naudojamas kristalo vertingumo parametras (angl. *figure of merit*) [52]:

$$FM = \frac{d_{ef}}{\sqrt{\lambda_s \lambda_i n_k n_s n_i}} \quad (1.9)$$

Pagal šią išraišką apskaičiuoti FM parametrai MgO:PPLN ir PPKTP kristalams, laikant kad pirmajam $d_{ef} = 17$ pm/V, antrajam $d_{ef} = 11$ pm/V, pateikti 1.5 pav. Matyti, kad PPKTP kristalo FM, lyginant su PPLN yra ~ 23 % mažesnis. Tačiau ultratrumpų impulsų sąveikos atveju yra svarbūs ir sąveikaujančių spinduliuočių grupinių greičių nederinimas (toliau GVM), dispersija, kitų netiesinių reiškinių efektyvumas, kurių FM parametras neįskaito [29].

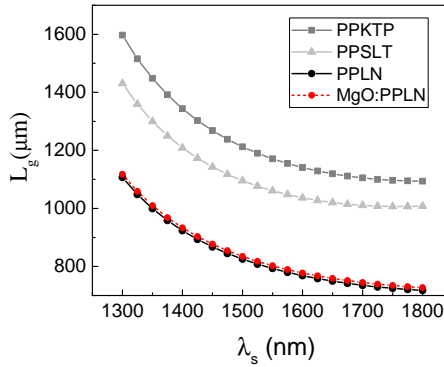
- Dispersinės charakteristikos

Kaip matyti iš 1.7 išraiškos, PLG stiprinimas proporcingas sąveikos ilgiui, tačiau parametriniam stiprinimui dėl momentinės netiesiškumo prigimties itin svarbu ir vienalaikis sąveikaujančių impulsų laikinis persiklojimas. Tad ultratrumpų impulsų sąveikos atveju reikia įskaityti tai, kad skirtingo dažnio modos sklinda skirtingais greičiais ir naudingą jų sąveikos atstumą apsprendžia jų išsibėgimo greitis. Atstumas, kuriame du skirtingų dažnių

impulsai išsiskirs (dar vadinamas grupinių greičių nederinimo ilgiu (L_g)):

$$L_g = \frac{\tau_k}{\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}}}, \quad (1.10)$$

čia τ_k - kaupinimo impulso trukmė, v_{gN} - grupinis greitis: $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \Big|_{\omega_0} = c \left[n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0} \right]$. Čia $\omega_0(\lambda_0)$ - atitinkamai impulso nešantysis dažnis (bangos ilgis). Keleto kristalų L_g (tarp signalinio ir kaupinimo spinduliuočių) priklausomybės nuo signalinio bangos ilgio, kaupinimui naudojant Yb:KGW oscilatoriaus 90 fs trukmės impulsus, pateikti 1.6 pav. Lyginant PPKTP ir ličio niobato kristalus, efektyvi sąveika tarp kaupinimo ir signalinės modų dėl GVM gali vykti $\sim 1,5$ karto ilgesniame PPKTP kristale.



1.6 pav.: Grupinių signalinio ir kaupinimo spinduliuočių greičių nederinimo ilgio (L_g) teorinė priklausomybė nuo signalinės bangos ilgio (λ_s), esant $\lambda_k=1030$ nm, $\tau=90$ fs, $T=30^\circ\text{C}$. Skaičiavimui naudotos medžiagų dispersinės (*Sellmeier*) išraiškos pagal: [53](PPLN), [54](MgO:PPLN) ir [55] (PPKTP ir PPSLT).

Tuo tarpu GVM tarp signalinio (v_{gs}) ir šalutinio (v_{gi}) impulsų riboja fazinio synchronizmo stiprinimo juostos plotį [29]:

$$\Delta\vartheta \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \left(\frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_i} \right)^{-1}. \quad (1.11)$$

Ši stiprinimo juostos pločio pusės aukštyje $\Delta\vartheta$ išraiška gauta skaičiuojant bangų vektorių nederinimo Δk pirmos eilės artinį. Matyti, kad stiprinimo juostos plotis priklauso ne tik nuo netiesinės terpės ilgio, stiprinimo koeficiento (tuo pačiu ir kaupinimo intensyvumo), bet ir nuo signalinio ir šalutinio impulsų GVM: didelis grupinių greičių skirtumas tarp šių bangų lems siauresnį stiprinimo juostos potį. Tuo atveju, kai signalo ir šalutinio impulsų grupiniai greičiai tampa artimi (atitinka taip vadinamą išsigimu-

sią parametrinę veiką, kai abiejų dažniai tampa vienodi ir esant vienodoms poliarizacijoms jos tampa nebeatskiriamos), reikia naudoti antrojo laipsnio artinį ir vietoj grupinių greičių 1.11 išraiškoje atsiranda signalinę ir šalutinę modas atitinkančių dažnių grupinių greičių dispersijos nariai: dėl dispersijos išsigimusių atveju OPG stiprinimo juosta plačiausia.

- Optiniai nuostoliai

Optiniai nuostoliai, kuriuos lemia kristalo nevienalytiškumas, defektai bei priemašos, sąlygoja OPG slenksčio didėjimą ir efektyvumo mažėjimą. Juos lemia keli fizikiniai reiškiniai: optinė sugertis (lemia temperatūros pokytį, kristalas kaista dėl to gali kisti sinchronizmo sąlygos ir mažėti proceso efektyvumas) ir sklaida (mažina sąveikos efektyvumą per bangos fronto iškraipymus). Dėl šios priežasties pageidaujamos kristalo charakteristikos yra didesnis šiluminis laidumas ir mažesnis šiluminis plėtimosi koeficientas.

- Fotorefraktiškumas

Stiprus elektrinis laukas kai kuriuose kristaluose dėl krūvių migracijos lemia pakitusio lūžio rodiklio sritis. PLG atveju, tai nepageidaujamas reiškinys, nes lemia lūžio rodiklio fluktuacijas, o tai keičia fazinio sinchronizmo sąlygas ir dėl to yra pastebimas generacijos efektyvumo mažėjimas [56]. Fotorefraktiškumas - LN būdinga savybė, tačiau yra pastebėta, kad šis efektas sumažėja kristalą kaitinant iki tam tikros temperatūros. Ličio niobato atveju rekomenduojama temperatūrą palaikyti virš 100°C. Taip pat fotorefraktinis efektas gali būti stipriai (>3 kartų) sumažintas padidinus jo fotolaidumą [57], legiruoiant papildomais junginiais, pvz.: magnio oksidu (MgO). Dėl šios priežasties šiais laikais MgO:PPLN dariniai patogesni ir populiariesni nei PPLN, kadangi gali būti naudojami kambario temperatūroje, išvengiant fotorefraktiškumo.

Šiame darbe tiriami SPOPO, naudojant periodiškai poliuitas ličio niobato (LN) ir kalio titanilo fosfato (KTP) struktūras. Pagrindinės jų charakteristikos apibendrintos 1.2 lentelėje. LN kristalas buvo vienas pirmųjų kristalų, specialiai pagamintų netiesinės optikos taikymams [58] ir sėkmingai pritaikytas pirmojoje OPO sistemoje [3]. Vėliau atsiradus efektyvesniems ir didesniu atsparumu lazerio spinduliuotei pasižymintiems kristalams (tokiems kaip KTP, BBO, LBO) jo populiarumas prablėso, tačiau XX a. paskutiniais dešimtmečiais išplėtojus periodinių struktūrų formavimo technologiją, leidžiančią dažnio keitimui išnaudoti didžiausią šios medžiagos netiesiškumo koeficientą d_{33} , LN vėl imtas dažnai naudoti netiesinės optikos taikymuose.

KTP kaip netiesinė terpė pradėtas naudoti vėliau (~1980 m.) ir dėl didelio efektyvumo buvo dažnai taikomas Nd:YAG spinduliuotės dažnio dvigubimui.

Tačiau vėliau buvo pastebėtas KTP trūkumas: ilgiau eksponuojant regimosios srities spinduliuote (ypač ~ 532 nm) jam būdinga fotochrominė pažeida, t.y. nuostoliai dėl sugerties ir sklaidos didėja augant eksploatavimo laikui. Periodiškai poliuita KTP struktūra pristatyta 1994 m. [59]. Pagrindiniai KTP kristalo privalumai: pasižymintis didesniu optiniu atsparumu nei LN kristalas, galima naudoti kambario temperatūroje, nes nepasireiškia LN būdingas fotoreflekcinis efektas. Taip pat periodinių struktūrų formavimui reikalinga mažesnė priverstinio lauko vertė (LN - 21 kV/mm, KTP - 2 kV/mm). Didelė priverstinio perorientavimo lauko vertė sąlygoja išsūkius norint pagaminti storesnius nei 0,5 mm kristalus, kadangi tolstant nuo elektrodų, formuojamų struktūrų kokybė krenta: periodai tampa nevienalytiški, galimi susiliejimai ir pan. Taip pat šiuo atveju sudėtingas ir kokybiškų itin trumpo (<10 μm) periodo ilgio struktūrų formavimas. KTP kristalams reikalingas mažesnis priverstinis laukas, leidžia pagaminti didesnės apertūros kristalus ir panaudoti juos didesnės galios PPKTP OPO kūrimui [60]. Taip pat yra pademonstruoti ir rubidžiu legiruoti KTP kristalai (RKTP), kurių apie du kartus mažesnis joninis laidumas nei KTP leidžia suformuoti vienalytiškesnes ir kokybiškesnes periodines struktūras [61].

1.2 lentelė: LN ir KTP kristalų savybės

Savybė	LN	KTP
Skaidrumo sritis	0,4 - 5,5 [33] μm	0,35 - 4,5 μm [35]
Netiesiškumo koeficientas d_{33}	27 pm/V [35]	13,7 pm/V [62] 16,9 pm/V [63]
Efektinis d_{ef} netiesiškumo koeficientas d_{ef}	17 pm/V [35]	9 - 11 pm/V
ΔE_g	3,7-4,7 eV [64]	3,8 eV [65]
Šiluminis laidumas, kai T=300 K	4,5 W/mK [55]	3 W/mK [55]
Linijinis šiluminio plėtimosi koeficientas, kai T=300 K	$\alpha_{nz} = 4 \times 10^6 \text{K}^{-1}$ $\alpha_{\perp z} = 15,7 \times 10^6 \text{K}^{-1}$ [55]	$\alpha_x = 8,7 \times 10^6 \text{K}^{-1}$ $\alpha_y = 10,5 \times 10^6 \text{K}^{-1}$ $\alpha_z = 0,6 \times 10^6 \text{K}^{-1}$ [55]
LIDT	11,1 GW/cm ² ($\tau=12$ ns, f=1 Hz $\lambda=1.064$ μm) [66]	12 J/cm ² (120 GW/cm ²) ($\tau=10$ ns, f=100 Hz, $\lambda=1$ μm) [67])

1.1.5. Impulsų dispersija ir jos įtaka SPOPO

Šviesos impulsai yra atskirų dažninių komponentų kuriamų laukų superpozicija, o mažiausia įmanoma impulso trukmė (spektriškai riboto impulso, kai jo visų dažninių komponentų fazės vienodos) yra $\tau_{0,5} = K_{min}/\Delta\omega_{0,5}$, kur K_{min} - parametras, priklausantis nuo impulso formos (Gauso impulsams $K_{min}=0,44$). Taigi, femtosekundinių impulsų dažnių spektras yra platus ir keliaujant tokiam impulsui dispersine terpe skirtingos jo dažninės komponentės sklinda skirtingais faziniais greičiais, dėl to spektrinės komponentės išsifazuoja (atsiranda fazinė moduliacija). Dėl šios priežasties impulso pavidalas ir trukmė kinta, o tokio išsifazavimo mastą nusako GDD parametras - grupinio vėlinimo dispersijos koeficientas, kuris parodo, koks vėlinimas atsiranda tarp dviejų dažnio komponentų besiskiriančių per vienetinį dažnį nusklidus ilgio vienetą [68]. Terpėje, kurioje $GDD>0$ (teigiama dispersija), mažesnio dažnio komponentės sklinda didesniu greičiu už didesnio dažnio komponentus (impulsas įgyja teigiamą čirpą, arba kitaip tariant jo priekis tampa „raudonesnis“, o galas „mėlynesnis“), ir priešingai yra $GDD<0$ (anomali dispersija) atveju (impulsas įgyja neigiamą čirpą). Daugumai optinėse sistemose naudojamų elementų būdinga teigiama GDD, jomis plintant ultratrumpam impulsui, šis plis laike, o nekintant jo energijai, amplitudė mažės. Gauso pavidalo τ_p pradinės trukmės impulsas, kai GDD nepriklauso nuo ω sklidamas L ilgio medžiagoje išplis ir jo trukmė (τ_{p2}) bus:

$$\tau_{p2}(L) = \tau_p \sqrt{1 + \left(\frac{4Lln2GVD}{\tau^2}\right)^2} \quad (1.12)$$

Dėl dispersinio plitimo impulso forma nekinta, tačiau pradinė amplitudė (a_0) mažėja: $a(L) = \frac{a_0}{\sqrt[4]{1 + \frac{L^2}{L_D^2}}}$. Dydis $L_D = \tau_p^2/(4ln2GVD)$ - dispersinis plitimo nuotolis, parodantis atstumą, kurį nusklidus medžiagoje Gauso impulsas išplis $\sqrt{2}$ karto. Taigi dispersinio plitimo efektas aktualus naudojant itin trumpus impulsus ir sąlyginai ilgas dispersines terpes. OPO prietaisuose tai gali turėti įtakos PLG slenksčio didėjimui ir prietaiso efektyvumo mažėjimui bei išvadinių impulsų čirpui [69]. OPO GDD kompensavimui gali būti naudojami čirpuoti veidrodžiai [70], čirpuotos periodiškai poliutos netiesinių kristalų struktūros, difrakcinių gardelių arba prizmių spaustuvai [38, 71, 72]. Šiame darbe teigiamos MgO:PPLN SPOPO rezonatoriaus GDD kompensavimui buvo naudojamas išorinis prizminis spaustuvai, tad trumpai aptarsime jo principą. Medžiagos įnešama GDD [73]:

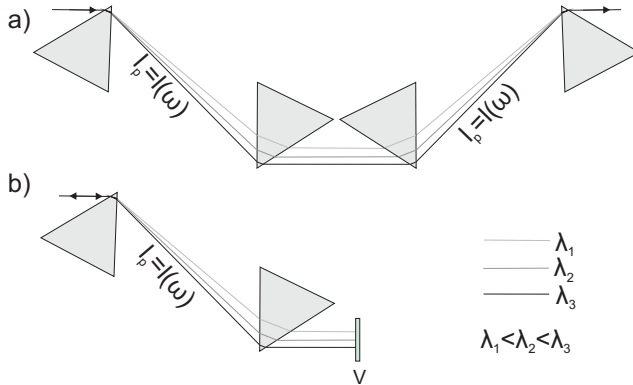
$$GDD = \frac{d^2\phi_m}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (1.13)$$

čia $\phi_m = \frac{\omega}{c}n(\omega)L$ - spektrinė fazė, įgyjama sklindant spinduliuotei L ilgio $n(\omega)$ lūžio rodiklio terpe. Jei sistemos optinių elementų lemiamą dispersiją teigiama, kompensuojamoji neigiama dispersija gali būti sukuriamą naudojant

keturių prizmių arba dviejų prizmių su didelio atspindžio veidrodžiu sistemą (1.7 pav.) [73, 74]. Pirmoji prizmė sukuria kampinę dispersiją, antroji rekolimuoja spektrines komponentes. Antroji pora, arba pakartotinas sklidimas per pirmąją (sistemoje su veidrodžiu) panaikina spektrinių komponentių erdvinį čirpą, t.y. atstato pluošto profilį. Teigiamai čirpuotame impulse (kuris keliauja į pirmą prizmę) trumpesnio bangos ilgio komponentai atsilieka ilgesnio bangos ilgio komponentų atžvilgiu („raudonieji“ lenkia „mėlynuosius“). Prizmių pora įveda neigiamą GDD kampinės dispersijos dėka: ilgesnių bangos ilgių komponentėms sklidimo nuotolis tampa didesnis. Pati prizmės medžiaga irgi įneša į sistemą teigiamą dispersiją dėl šviesos sklidimo prizmės medžiaga, tad vertinant bendrą sistemos įvedama GDD, reikia ją taip pat įskaityti. Bendra keturių prizmių sistemos įvedama GDD gali būti įvertinta pagal šią išraišką [73]:

$$\frac{d^2 \phi_{pr}}{d\omega^2} = \frac{d^2 \phi_m}{d\omega^2} + \frac{d^2 \phi_p}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} - \frac{4l_p \lambda^3}{\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2, \quad (1.14)$$

kur L - spinduliuotės kelias prizmės medžiagoje, l_p - atstumas tarp prizmių.



1.7 pav.: Prizmių sistemos GDD reguliavimui: a) keturių prizmių sistema, b) dvigubo lėkio per vieną prizmių porą sistema. V – veidrodis, λ – bangos ilgis, l_p - atstumas tarp prizmių.

SPOPO rezonatoriaus GDD lemia ir išvadinės spinduliuotės bangos ilgio kitimą, keičiant rezonatoriaus ilgį L_r [5, 75]: dėl dispersijos signaliniam impulsui sklindant rezonatoriumi skirtingiems jo spektriniam komponentams skiriasi optinio kelio ilgis. Dėl šios priežasties, kintant L_r , keičiasi signalinio impulso spektrinis komponentas kuriam išpildoma sinchroninio kaupinimo sąlyga ir vyksta efektyviausias energijos perdavimas iš kaupinimo spinduliuotės (labiausiai stiprinasi komponentai persidengiantys su kaupinimo viršūne). Taip pat dėl šios priežasties, GDD veikia ir kaip spektrinis filtras, nes dėl jos signalinis impulsas išplinta ir dalis jo (impulso kraštai) nebepersikloja laike su kaupinimo impulsu ir signalinio impulso spektras siaurėja. Rezonatoriaus ilgio pokyčio ir

GDD sąryšis [75]:

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

1.1.6. Netiesinis lūžio rodiklis, fazinis moduliavimasis ir kryžminė fazinė moduliacija

Realiuose SPOPO impulsų formavimasi lemia ne tik rezonatoriaus elementų dispersija bet ir fazinis moduliavimasis (toliau SPM) [71, 76–78]. Kaip jau minėjome, netiesinė terpė, naudojama SPOPO, yra necentrosimetrinis kristalas, kurio didelis $\chi^{(2)}$ sudaro sąlygas efektyviai PLG. Tačiau didelis daug kartų apie rezonatorių keliaujančio signalinio impulso intensyvumas sąlygoja ir efektyvų ($\chi^{(3)}$) netiesinio jautrio sąlygojamų reiškinų veikimą, todėl trumpai juos aptarsime. Sklindant, intensyviai impulsui, lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo spinduliuotės intensyvumo:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1.16)$$

čia n_0 - tiesinis lūžio rodiklis, I - spinduliuotės intensyvumas, n_2 - netiesinis lūžio rodiklis:

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4c\varepsilon_0 n_0^2}. \quad (1.17)$$

Fazinis greitis yra aprašomas realiąja lūžio rodiklio dalimi, tad 1.16 išraiška reiškia, kad sklindant skaidre terpe intensyviai impulsui netiesinis atsakas lems pačio impulso savybių pokytį, t.y. vyks saviveikos reiškiniai. Vienas tokių reiškinų yra SPM, sąlygojantis impulso spektro pasipildymą naujais dažnio komponentais. Tarkim turim intensyvų impulsą, sklindantį kubinio netiesiškumo terpe: $E(t, z) = \frac{1}{2}A(t, z)e^{i\omega_0 t - ik_0 z} + k.j.,.$ Tokio lauko fazė $\varphi(t, z) = \omega_0 t - ik_0 z$, o $k_0 = n\omega_0/c$. Taigi, kadangi n priklauso nuo intensyvumo pagal 1.16, impulsui sklindant atsiras jo spektrinės fazės pokytis dėl kintančio lūžio rodiklio:

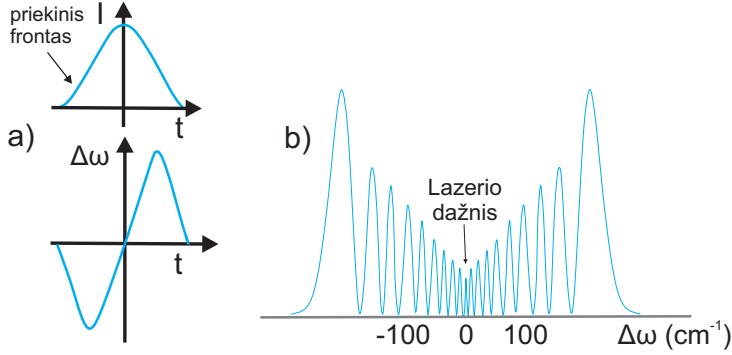
$$\delta\varphi(t, z) = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 I(t). \quad (1.18)$$

Kadangi bangos dažnis yra laikinė fazės išvestinė, impulso fazės moduliacija sąlygoja ir atitinkamą dažnio moduliaciją:

$$\delta\omega(t, z) = \frac{\partial\varphi}{\partial t} = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt}. \quad (1.19)$$

SPM efektas grafiškai pavaizduotas 1.8 pav., kuriame matyti, kad priekinis frontas dėl SPM patiria neigiamą dažnio poslinkį, o galinis - teigiamą, t.y. impulsas tampa faziškai moduluotu (čirpuotu). Jei pradinis simetrinis laike impulsas nėra čirpuotas ir sklinda medžiaga, kurios netiesinio atsako trukmė mažesnė, nei pačio impulso trukmė, spektras išplinta simetriškai (1.8 b) pav.), o impulso gaubtinė išlaiko pradinę formą (laikant kad nėra dispersijos) [79].

Priešingu atveju, t.y. kai pradinis impulsas čirpuotas arba sklinda medžiagoje pasižymintioje ilgesne netiesinio atsako trukme nei impulso trukmė, spektras plinta nesimetriškai (didesnis plitimas į raudonąją spektro pusę). Momentinio netiesinio atsako medžiagoje fazės pokytis gerai atkartoja impulso laikinę gaubtinę, todėl interferuojant skirtingų fazių vienodo dažnio bangoms, išplitusiam spektre būdingos periodinės osciliacijos [29, 79], matomos ir 1.8 b) pav.



1.8 pav.: a) Impulso intensyvumo laikinis profilis ir dažninė moduliacija, b) dažnių spektro išplitimas dėl SPM, esant momentiniam netiesiniam atsakui. Adaptuota pagal [79].

Jei terpėje kartu sklinda keli impulsai, galima kryžminė fazinė moduliacija (toliau XPM): stipresnio intensyvumo impulsas gali sukurti lūžio rodiklio pokytį, kurį patirs mažesnio intensyvumo impulsas. Lūžio rodiklio pokytis vienodų poliarizacijų bangų atveju silpnesnio intensyvumo bangai bus $\Delta n^{(2)} = 2n_2 I^{(1)}$ (čia $I^{(1)}$ - didesnio intensyvumo impulsas). Statmenų poliarizacijų atveju daugiks „2“ prie n_2 pakeičiamas į „2/3“. Dėl XPM dažnio pokytis vienodų poliarizacijų bangoms [80]:

$$\begin{aligned}\Delta\omega_1 &= -\frac{\omega_1 z}{c} n_2 \frac{d}{dt} (I_1(t) + 2I_2(t)), \\ \Delta\omega_2 &= -\frac{\omega_2 z}{c} n_2 \frac{d}{dt} (2I_1(t) + I_2(t))\end{aligned}\tag{1.20}$$

SPM įtaka signalinio impulso trukmės formavimuisi, yra stebėta femtosekundiniuose OPO. Tiriant Ti:safyro 130 - 170 fs trukmės impulsais kaupinamą KTP OPO [77] pastebėta, kad trumpiausio gauto signalinio impulso (50 fs) spektro plotis yra penkis kartus didesnis nei apribojamas FS juostos pusplotio ($\Delta\nu = \frac{1}{L(\frac{1}{v_i} - \frac{1}{v_s})}$ [76]). Buvo padarytos prielaidos, kad impulsų FS juostos

plotis vertinamas gerai atitinka rezultatus tik esant mažam parametrinim stiprinimui, o femtosekundiniuose OPO didelį poveikį spektro plitimui gali turėti SPM. Vėliau šiam efektui paaiškinti buvo pasiūlytas skaitmeninis modelis, kuriame OPO ir OPA spinduliuočių sąveika pirmiausia skaičiuojama spektriniame

atvaizdavime, įtraukiant visus šiuos procesus: GVM, GDD, SPM ir XPM [76]. Modeliavimo rezultatai parodė, kad naudojant $n_2 = 2, 4 \times 10^{-19} \text{ m}^2/W$ (KTP kristalo vertė) signalo spektro plotis padidėja $\sim 1,4$ karto lyginant su atveju kai SPM neįskaitoma, t.y. kai $n_2 = 0$.

1.1.7. Skaitmeninis SPOPO modeliavimas

SPOPO rezonatoriaus nuostolių ir išderinimo įtaka signalinio impulso trukmei buvo tirta ne tik eksperimentiškai, bet ir pritaikant teorinį modeliavimą, tad trumpai jį aprašysime. Modeliuojant PLG procesą, taikomas monochromatinių bangų artinys. Tiesiškai poliarizuotos z kryptimi sklindančios monochromatinės ω dažnio bangos realioji dalis aprašoma: $E(z, t) = A(z) \exp(i(\omega t - kz))$. Tokiai bangai sklindant dielektrine terpe, kurioje indukuojamas netiesinis poliarizuotumas, bangos sklidimo lygtis [30]:

$$\nabla^2 \vec{E} = -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2} \quad (1.21)$$

čia n - šviesos lūžio rodiklis, c - šviesos greitis. PLG atveju, nagrinėjant 1.21 ir taikant lėtai kintančių bangų amplitudžių artinį (toks artinys tinka, kai nuostoliai terpėje maži ir netiesiškumas nėra didelis [68]) gaunamos lygtys:

$$\frac{dA_s(z)}{dz} = -i \frac{\omega_s d_{ef}}{n_s c} A_k A_i^* e^{-i\Delta k z}, \quad (1.22a)$$

$$\frac{dA_i(z)}{dz} = -i \frac{\omega_i d_{ef}}{n_i c} A_k A_s^* e^{-i\Delta k z}, \quad (1.22b)$$

$$\frac{dA_k(z)}{dz} = -i \frac{\omega_k d_{ef}}{n_k c} A_s A_i e^{i\Delta k z}. \quad (1.22c)$$

Šios lygtys parodo, kaip kinta trijų sąveikaujančių bangų amplitudės: parodo, kaip vienos iš jų bangos amplitudė sklidimo metu priklauso nuo kitų dviejų bangų amplitudžių, o $\Delta k = 0$ atitinka jau aptartą fazinio sinchronizmo atvejį. Nagrinėjant impulsų formavimąsi optiniuose parametriniuose prietaisuose, patogu naudoti spektrinį atvaizdavimą [76]. Pritaikius Furjė transformaciją šios 1.22 lygtys $E_i(t, z)$ lauko formai įgauna tokį pavidalą (periodiškai poliuoto kristalo atveju):

$$\frac{\partial S_s}{\partial z} = ik'_s S_s + id(z) \widehat{P}_s^{(2)} + i \widehat{P}_s^{(3)}, \quad (1.23a)$$

$$\frac{\partial S_i}{\partial z} = ik'_i S_i + id(z) \widehat{P}_i^{(2)} + i \widehat{P}_i^{(3)}, \quad (1.23b)$$

$$\frac{\partial S_k}{\partial z} = ik'_k S_k + id(z) \widehat{P}_k^{(2)} + i \widehat{P}_k^{(3)}. \quad (1.23c)$$

Čia $\widehat{P}_j^{(2,3)}$ ($j = s, i, k$) netiesinės poliarizacijos $P_j^{(2,3)}$ Furjė transformacija. Antros eilės netiesiškumas $P_j^{(2)}$ apibrėžiamas kaip $\sigma_s E_i^* E_k$, $\sigma_i E_s^* E_k$ ir $\sigma_k E_s E_i$ sandauga, atitinkamai signalui, šalutinei ir kaupinimo bangoms. Čia: $\sigma_j = \omega_{j0} d_{ef} / (n(\lambda_{j0})c)$ yra netiesinis ryšio koeficientas, $\omega_{j0} = 2\pi c / \lambda_{j0}$ - centrinis kampinis dažnis, atitinkantis λ_{j0} , c - šviesos greitis, d_{ef} - efektingas netiesiškumas ir n yra lūžio rodiklis, apskaičiuojamas pagal Sellmerio išraiškas. $d(z) = \pm 1$ ir keičia ženklą kas $\Lambda/2$, kur Λ - kristalo gardelės periodas ir z - sklidimo išilginė koordinatė. $P^{(3)}$ atspindi visų trijų bangų SPM ir XPM:

$$P_s^{(3)} = \gamma_s |E_s|^2 E_s + 2\gamma_i |E_s|^2 E_s + 2\gamma_k |E_k|^2 E_s, \quad (1.24a)$$

$$P_i^{(3)} = 2\gamma_s |E_s|^2 E_i + \gamma_i |E_i|^2 E_i + 2\gamma_k |E_k|^2 E_i, \quad (1.24b)$$

$$P_k^{(3)} = 2\gamma_s |E_s|^2 E_k + 2\gamma_i |E_i|^2 E_k + \gamma_k |E_k|^2 E_k. \quad (1.24c)$$

Čia $\gamma_j = n_2^{(I)} \frac{2\pi}{\lambda_{j0}} \frac{I_{k0}}{|a_{k0}|^2}$, kur $n_2^{(I)}$ - netiesinis lūžio rodiklis, I_{k0} ir a_{k0} - atitinkamai kaupinimo intensyvumas ir amplitudė. $k'_j = k_j - \Omega / u_{10}$, kur bangos skaičiai įvertinti iš $k_j = k(\lambda_j) = 2\pi n(\lambda_j) / \lambda_j$. $u_{s0} = 1 / (dk/d\omega)|_{\omega_{s0}}$ - signalo grupinis greitis. Signalo centrinis bangos ilgis surandamas iš fazinio sinchronizmo sąlygų (1.3 ir 1.6 išraiškų). Centrinis signalinio impulso bangos ilgis keičiamas, keičiant gardelės periodą Λ . Narys Ω / u_{s0} yra gaunamas iš k_j , taigi 1.23 lygtys aprašo sklidimą signalinės bangos atžvilgiu. 1.23 lygtyse yra įtraukti visi dispersiniai nariai: laikinis išderinimas, GVD, taip pat ir aukštesni dispersiniai nariai.

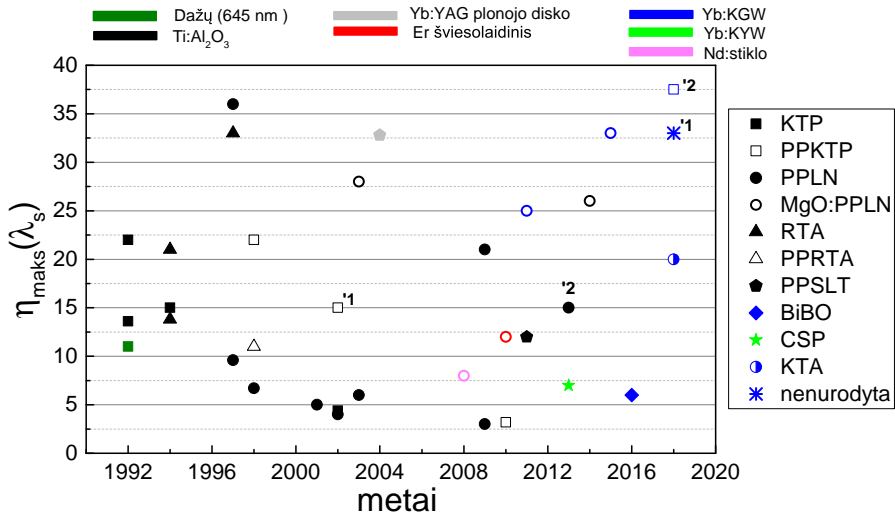
Lygčių 1.23 sprendimui taikomas žingsnių dalinimo Furjė analizės metodas (angl. *Fourier split - step method*) [81]. Šiuo metodu, lygtys sprendžiamos nedideliais žingsniais, o lygties tiesinė ir netiesinė dalys iš pradžių sprendžiamos atskirai, pasirinkus mažą sklidimo atstumą. Gauta amplitudė po vieno žingsnio $A(t, z + \Delta z)$ kitame žingsnyje naudojama kaip pradinė amplitudė. Taip po N iteracijų gaunama galutinė amplitudės išraiška $A(t, z + N \cdot \Delta z)$ - uždavinio sprendinys [82].

1.1.8. Ultratrumpų impulsų SPOPO, derinamų artimojoje infraraudonojoje srityje, apžvalga

Vilniaus universiteto Kvantinės elektronikos darbuotojai SPOPO tyrimuose aktyviai dalyvavo jau nuo 1979 m., tačiau tada turimi kaupinimo lazeriai generavo pikosekundinius impulsus. Pirmoji lazerių grupė, naudojama SPOPO kaupinimui, buvo impulsinio lempinio kaupinimo pasyviai sinchronizuotų modų neodimio stiklo ir Nd:YAG lazeriai, generuojantys 10-50 pikosekundinių impulsų voras su Gauso formos gaubtine. Pirmieji darbai buvo pradėti su impulsinio kaupinimo pasyviai sinchronizuotų modų neodimio stiklo lazerio antros harmonikos impulsais, kurių trukmė buvo ~ 7 ps, o impulsų skaičius sekoje buvo

apie 50 [83]. SPOPO buvo naudojami 2 ir 7 cm ilgio $\alpha - HIO_3$ netiesiniai kristalai. Pasiektas energetinio keitimo efektyvumas siekė $\sim 10\%$, o generuojama SPOPO spinduliuotė pasižymėjo maža skėstimi ir siauru spektru. Šiame eksperimente derinant SPOPO rezonatoriaus geometrinį ilgį realizuotas sinchroninis kaupinimas signalinei ir šalutinei bangoms netoli išsigimusio režimo, kai SPOPO schemoje buvo naudojami veidrodžiai gerai atspindintys tiek signalinę, tiek šalutinę bangas. Kitas šios srities darbas jau susijęs su atsiradusiu BBO kristalu, kuris buvo kaupinamas trečios Nd:YAG lazerio harmonikos impulsų seka [84]. Maždaug 30 ps trukmės ~ 10 impulsų seka, norint gauti didesnes impulsų energijas, papildomai buvo stiprinama stiprintuve ir tik po to buvo generuojama trečioji harmonika. Atskirų impulsų energijos galėjo viršyti 1 mJ energiją. Naudojant tik dviejų veidrodžių SPOPO pasiektas maksimalus energetinio keitimo efektyvumas viršijantis 30 %, o spinduliuotė buvo derinama 406 - 3170 nm srityje. Vietoje vieno iš SPOPO veidrodžių patalpinius difrakcinę gardelę derinamos spinduliuotės spektrą galima buvo sumažinti iki 0,24 nm ir pasiekti maksimalų energetinio keitimo efektyvumą viršijantį 8,5 %. Kitas svarbus VU SPOPO tyrimų etapas susijęs su nuolatinio lempinio kaupinimo Nd:YAG lazerio, generuojančio nenutrūkstamą seką impulsų, kurių trukmė ~ 40 ps. SPOPO buvo naudojamas didelio netiesiškumo $Ba_2NaNb_5O_{15}$ kristalas, o kaupinimas atliekamas antrosios harmonikos impulsais su vidutine galia iki 470 mW [85]. Pasiektas maksimalus energetinio keitimo efektyvumas viršijantis 12 %. Naudoti veidrodžiai riboja spinduliuotės derinimo sritį 960 – 1190 nm ribose. Šioje spektrinėje srityje SPOPO buvo dvibangis, todėl buvo stebima ir klasterinė derinimo struktūra. Kitas VU SPOPO etapas jau susijęs su diodinio kaupinimo femtosekundinių iterbio lazerių pirmos ir antros harmonikų naudojimu SPOPO kaupinimui. Darbai kaupinant antros harmonikos femtosekundiniais impulsais LBO ir BBO kristaluose apibendrinti K. Ivanauskienės disertacijoje [24], o ši disertacija skirta SPOPO tyrimams periodiškai poliutuose PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP kristaluose kaupinat pirmos tokių lazerių harmonikos impulsais, kurių dabartinės vidutinės galios gali viršyti 5 W, todėl toliau pateikiu femtosekundinių NIR srityje derinamų SPOPO apžvalgą.

Pirmas femtosekundinių impulsų SPOPO buvo pademonstruotas dar 1989 m., naudojant pasyvios modų sinchronizacijos dažų lazerį ir 1,4 mm ilgio KTP kristalą, patalpintą viduje kaupinimo šaltinio rezonatoriaus [5]. Tiesa, vidutinė signalinių impulsų ($\lambda_s=820 - 920$ nm) galia tesiekė keletą milivatų. Vėliau, 1992 m., pademonstruota KTP SPOPO sistema su išoriniu kaupinimu, pastarajam taip pat naudojant femtosekundinę dažų lazerio spinduliuotę. Signalinės bangos galia šiuo atveju buvo kiek didesnė: siekė 30 mW. Tolimesnė SPOPO raida glaudžiai susijusi su Ti:safyro lazerio išradimu ir progresu. Šis SPOPO kaupinimo šaltinis, generuojantis derinamo bangos ilgio ($\sim 700 - 900$ nm) femtosekundinės (10-100 fs) trukmės impulsus dideliu pasikartojimo dažniu (paprastai 80 MHz) tapo populiariu įrankiu SPOPO eksperimentuo-



1.9 pav.: Femtosekundiniai SPOPO, generuojantys impulsus 1,2–2 μm spektrinėje srityje. $\eta_{\text{maks}}(\lambda_s)$ žymi maksimalų kaupinimo galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumą. Spalva žymi SPOPO kaupinimo šaltinį, o simbolio forma - naudotą netiesinį kristalą. Papildomai simboliu '1' pažymėti komerciniai SPOPO, jų atveju metai nurodyti pagal anksčiausią paminėjimą mokslinėje publikacijoje. Papildomai simboliu '2' pažymėti mūsų publikuoti rezultatai. Iliustracija parengta pagal duomenis iš [6, 7, 25, 26, 35, 36, 38–40, 49, 56, 72, 75, 86–110].

se ir komerciniuose prietaisuose (žr. 1.9 pav.). Kaupinant SPOPO prietaisus Ti:safyro lazeriu derinamos spinduliuotės NIR ir MIR spektrinėje srityje generavimui, išbandytos įvairios netiesinės terpės: fazinio sinchronizmo atveju KTP (KTiOPO₄) [35, 36, 72, 94], RTA (RbTiOAsO₄) [100, 102] bei kvazisinchronizmo atveju PPLN [35, 38, 40, 49, 87, 92, 96, 98, 99], MgO:PPLN [56, 107], PPKTP [35, 39, 90], PPRTA [91], PPSLT (LiTaO₃) [110]. Visgi, nors ir pademonstruoti kaupinimo galios efektyvumai viršijantys 30 %, vidutinė tokių SPOPO signalinės bangos (>1200 nm) galia tesiekia keletą šimtų milivatų (komercinio *Coherent* firmos SPOPO didžiausia tokios signalinės spinduliuotės galia siekia 600 mW). To priežastis - ribota pačių kaupinimo šaltinių išvadinė galia. Vėliau, atsiradus įvairioms naujoms didesnės išvadinės galios lazerinėms sistemoms (kieto kūno, šviesolaidinės ir plonojo disko), generuojančioms ~1 μm centrinio bangos ilgio femtosekundinius impulsus, jos pademonstruotos, kaip patraukli SPOPO kaupinimo šaltinio alternatyva iki tol naudotoms Ti:safyro sistemoms [6, 7, 25, 75, 86, 104, 105, 109]. Bene pirmas SPOPO panaudojant 1 μm bangos ilgio kaupinimą, pademonstruotas 2011 m. [75]. Čia, naudojant kieto kūno 7,4 W išvadinės galios Yb:KGW lazerinį šaltinį pademonstruotas SPOPO su MgO:PPLN struktūra, kurio didžiausia signalinės spinduliuotės ~1460 nm vidutinė galia siekė apie 1,5 W ($f=42$ MHz, $\tau=425$ fs). Yb:KGW lygi-

nant su Ti:safyro sistemomis turi keletą pranašumų. Viena jų – paprastesnė ir energetiškai efektyvesnė jų pačių kaupinimo sistema: Yb:KGW kaupinami lazeriniais diodais, generuojančiais ~980 nm, tuo tarpu Ti:safyro sistemoms kaupinti naudojamos kitų kieto kūno lazerių antros harmonikos spinduliuotė (514 - 532 nm). Toks Yb:KGW lazerio pranašumas ne tik mažina sistemos komplikotumą, matmenis bei kainą, bet taip pat dėl mažesnio kvantinio defekto (skirtumo tarp kaupinimo ir generuojamų fotonų energijų) užtikrina mažesnius šiluminius nuostolius, dėl to lemia galimybę turėti didesnių (kelių dešimčių vatų eilės [111]) išvadinių galių femtosekundinius osciliatorius. Kalbant apie tokių osciliatorių taikymą dažnio keitimui infraraudonojoje spektro srityje, čia jie irgi turi privalumą: esant mažesniai skirtumui tarp generuojamų ir kaupinimo fotonų dažnių, mažesnis ir grupinių greičių nederinimas, o tai savo ruožtu esant vienodai impulsų trukmei leidžia naudoti ilgesnes netiesines terpes, t.y. didinti SPOPO efektyvumą. Tarkim, norint generuoti 1500 nm bangos ilgio spinduliuotę PPKTP kristale, Yb:KGW atveju GVM tarp kaupinimo ir signalinių bangų yra 73 fs/mm, o Ti:safyro 800 nm centrinio dažnio spinduliuotės atveju: 192 fs/mm. Taigi, dėl sąveikaujančių bangų išsibėgimo, esant vienodos trukmės impulsams, kaupinimas Yb:KGW lazerio spinduliuote leistų naudoti ~ 2,6 karto ilgesnę netiesinę terpę nei kaupinimui naudojant Ti:safyro sistemą.

Kalbant apie netiesinių terpių pasirinkimą, matyti, kad spinduliuotės generavimui NIR ir MIR spektrinėje srityje populiariausia naudoti periodiškai poliuotus kristalus, ypač PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP (1.9 pav.). Kaip jau minėta anksčiau, tokie kristalai leidžia panaudoti didžiausią netiesiškumo koeficientą, o dėl vienodos sąveikaujančių bangų poliarizacijos išvengiama apertūrinio-diafragminio efekto. Taip pat ženklus privalumas yra tai, kad generuojamų bangų derinimas, suformavus tinkamo periodo gardeles, gali būti užtikrintas visoje skaidrumo srityje. Taip pat pats spinduliuotės bangos ilgio derinimo įgyvendinamas yra patogesnis: keičiamas periodinės struktūros periodas, t.y. kristalas perstumiamas kaupinimo spinduliui statmenoje plokštumoje, o ne keičiamas jo pasukimo kampas. Kampinis derinimas plačioje spektrinėje srityje gali lemti ženklų rezonatoriaus išderinimą, todėl periodiškai poliuotų kristalų naudojimas šiuo atžvilgiu turi privalumą. Šiame darbe apjungus periodines struktūros ir Yb:KGW kaupinimo sistemos privalumus sukonstruotas SPOPO ir pademonstruotas itin efektyvus kaupinimo galios keitimas (sieki ~ 40 %) į signalinę NIR srityje. Taip pat Yb:KGW kaip kaupinimo šaltinio SPOPO prietaisuose perspektyvą įrodo ir šiuo metu rinkoje atsiradę komerciniai prietaisai: *APE* firmos gaminamo femtosekundinio SPOPO išvadinė vidutinė signalinės spinduliuotės galia ($\lambda_s=1500$ nm) siekia 2,4 W [6].

1.2. Lazerio indukuota dielektrinių medžiagų paviršiaus pažaida, veikiant femtosekundiniais impulsais

Siekiant kurti perspektyvias ir patikimas lazerines sistemas svarbu žinoti tos sistemos komponentų lazerio indukuotos pažaidos slenkstį (LIDT) – ribą, kurią viršijus medžiaga negrįžtamai suardoma. Lazerio indukuotos pažaidos slenkstinei vertei įtaką daro daug spinduliuotės (impulsų trukmė [112–117], bangos ilgis [112, 117–120], impulsų pasikartojimo dažnis [121–124], impulsų skaičius [119, 125–130], pluošto dydis [122, 131]) ir medžiagos (draustinės juostos energinis tarpas [112], šiluminis laidumas [132], defektai [131, 133]) savybių. Dėl šios priežasties optinio elemento LIDT įvertinimas konkrečios lazerinės sistemos naudojimui yra sudėtingas, nes tiesioginis rezultatų, gautų esant skirtingiems spinduliuotės parametrams, ekstrapoliavimas yra nepatikimas. Ypatingai optinio atsparumo klausimas aktualus netiesinės optikos pagrindu veikiančiuose prietaisuose, optiniuose parametriniuose stiprintuvuose ir osciliatoriuose, kur kaupinimo spinduliuotė fokusuojama į netiesiškumu pasižymintį kristalą. Dėl šios priežasties tokiose sistemose naudojamas kristalas tampa silpnąja šių prietaisų grandimi, mat jo pažaidos slenkščio vertė riboja maksimalų kaupinimo intensyvumo panaudojimą ir tuo pačiu prietaiso energines charakteristikas. Tad, renkantis kristalą minėtų prietaisų kūrimui be kristalo skaidrumo srities, kuri apsprendžia spektrines tokio prietaiso panaudojimo galimybes, ir netiesiškumo koeficiento, lemiančio bangų ilgių keitimo efektyvumą, yra svarbu žinoti ir jo optinio atsparumo vertę. Deja, literatūroje sutinkama informacija apie netiesinių kristalų LIDT vertes paprastai yra nepakankama, o sąryšiai skirti ekstrapoliuoti turimas LIDT vertes kitokių parametrų lazerinei spinduliuotei nėra universalūs dėl riboto skaičiaus skirtingų parametrų įskaitymo bei siauro jų keitimo diapazono. Pavyzdžiui, [134] yra pateikiamas toks sąryšis:

$$LIDT(\lambda_2, \tau_2, \theta_2) \approx LIDT(\lambda_1, \tau_1, \theta_1) \times \sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} \times \sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1}} \times \left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^2, \quad (1.25)$$

kur $\lambda_1, \tau_1, \theta_1$ - bangos ilgis, impulsų trukmė ir pluošto dydis žinomai LIDT vertei, $\lambda_2, \tau_2, \theta_2$ - turimos lazerinės spinduliuotės atitinkami parametrai naujo LIDT įvertinimui. Toks sąryšis patikimas, tik esant mažiems lyginamų parametrų pokyčiams: $\pm 5\%$ bangos ilgiui, iki 3 kartų ilgesniam ar trumpesniam impulsui, o tinkamumas apribotas tik nanosekundinės trukmės impulsams dėl trumpesniems impulsams nebegaliojančios LIDT $\sim \sqrt{\tau}$ priklausomybės. Be to, realiose sistemose medžiaga veikiama impulsų sekomis, o pasireiškiant akumuliaciniais efektams medžiagos optinės pažaidos slenkstis tampa jautrus impulsų skaičiui ir jų pasikartojimo dažniui.

1.2.1. Dielektrinių medžiagų optinė pažaida ir ją sąlygojantys procesai

Optinė pažaida – tai negrįžtami lokalūs struktūros pokyčiai medžiagoje, kurių pobūdis gali būti įvairus: kristalinės gardelės suardymas, medžiagos išgarinimas ar išlydimas [29]. Pagal tarptautinius ISO 21254 - 1, 2, 3 ir 4 standartus, pažaidos lazerio spinduliuote slenkstis apibrėžiamas kaip didžiausias lazerinės spinduliuotės kiekis (energijos tankis ar intensyvumas), kuriam krentant ant optinio elemento, pažaidos tikimybė lygi nuliui [135].

Optinė pažaida įmanoma tik esant lazerinės spinduliuotės energijos perdavimui veikiamai medžiagai, t.y. vykstant sugerčiai. Idealiame skaidriame medžiagoje tiesinė sugertis nepasireiškia. Skaidriose medžiagose (dielektrikuose) išoriniai elektronai yra valentinėje juostoje (E_v) užpildę visas galimas padėtis, o didesnę energinę būseną atitinkanti laidumo juosta (E_l) idealiu atveju yra tuščia. Šias dvi juostas skiria tam tikro dydžio (priklausomai nuo medžiagos) energinis tarpas vadinamas draustinės juostos energiniu tarpu (E_g), kuriame nėra elektronams galimų būsenų. Dielektrikų E_g yra platus: nuo 2,2 eV (chalkogenidiniai stiklai) iki 8,8 eV (safyras) [132], o tai, esant mažam spinduliuotės intensyvumui, užtikrina medžiagos skaidrumą plačioje spektrinėje srityje. Tai-gi, dielektrikams regimojoje ir artimojoje infraraudonojoje srityje galioja: $E_g > \hbar\omega$, t.y. E_g viršija lazerinės spinduliuotės fotonų energiją. Tokių medžiagų stipri sugertis ir optinė pažaida vyksta tik esant pakankamai dideliame spinduliuotės intensyvumui, kai elektronai iš valentinės energijos juostos į laidumo juostą perkeliama per netiesinius sužadavimo mechanizmus: tunelinę jonizaciją (tuneliavimą), daugiafotonę jonizaciją (arba daugiafotonę sugertis, toliau MA) arba tarpinį režimą, kuriame dalyvauja ir tuneliavimas, ir MA. Tunelinės jonizacijos metu itin stiprus lazerinės spinduliuotės elektrinis laukas tiek iškrepia potencialinį barjerą, laikantį valentinės juostos elektroną prie jo atomo, kad elektronui atsiranda ne maža tikimybė per jį tuneliuoti ir tapti laisvu. MA metu, esant dideliame intensyvumui, elektronas sugeria kelis fotonus vienu metu ir jei sugertų fotonų bendra energija viršija E_g , elektronas atsидuria laidumo juostoje. Kuris iš šių fotojonizacijos mechanizmų yra dominuojantis konkrečiu atveju, galima nustatyti įvertinant Keldyšo parametą γ [125]:

$$\gamma = \frac{w}{e} \sqrt{\frac{m c n \epsilon_0 E_g}{I}}, \quad (1.26)$$

čia ω - spinduliuotės dažnis, m ir e - atitinkamai elektrono masė ir krūvis, c - šviesos greitis, n - medžiagos lūčio rodiklis, ϵ_0 - dielektrinė skvarba, I - spinduliuotės intensyvumas. Kuomet $\gamma < 1,5$, dominuoja tunelinė jonizacija, $\gamma \approx 1,5$ atitinka tarpinį režimą (kartu vyksta MA ir tunelinė jonizacija), o esant $\gamma > 1,5$ - MA.

Šioje disertacijoje aprašomam SPOPO buvo naudojami ličio niobato kristalai, veikiami $\sim 1,03 \mu\text{m}$ bangos ilgio femtosekundiniais impulsais. Ličio niobato lūčio rodiklis $n(1,03 \mu\text{m}) = 2,23$, o E_g vertės, pateikiamos literatūroje,

skiriasi nuo 3,7 iki 4,7 eV [64]. Remiantis šia informacija galima įvertinti, kad šiuo atveju Keldyšo parametras būtų $\leq 1,5$ tuomet, kai $I \geq 470 - 590$ GW/cm². Didžiausias SPOPO sistemoje naudotas intensyvumas siekė ~ 70 GW/cm², t.y. $\sim 7-8$ kartus mažesnis nei reikalingas pasireikšti tunelinei jonizacijai. Taigi, šiuo atveju pagrindinis jonizacijos mechanizmas ličio niobate - daugiafotonė sugertis - vienalaikė kelių fotonų, kurių bendra energija viršija medžiagos draustinės juostos energinį tarpą, sugertis (1.10 a) pav. pavaizduota trifotonė netiesinė sugertis). Jos sparta stipriai priklauso nuo intensyvumo ir MA eilės: $P_{MA} = \sigma_k I^k$, čia σ_k - MA koeficientas. Reikalingas fotonų skaičius netiesinei sugerčiai įvykti (MA eilė) yra apibrėžiamas kaip mažiausias k , kuris tenkina sąlygą: $k\hbar\omega \geq E_g$ [125].

Optinė skaidrios medžiagos pažaida įvyksta, kai laisvųjų elektronų tankis pasiekia kritinę vertę, kuri yra $N_{sl} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ [29]. Toks elektronų kiekis yra pasiekiamas ne tik dėl anksčiau aptartos MA, bet ir dėl vėliau įsijungiančios griūtinės jonizacijos (GJ). Elektronai jau esantys laidumo juostoje tiesiškai sugerdami fotonus įgauna dar daugiau energijos (pakyla į dar aukštesnes energines būsenas laidumo juostoje) ir tuomet jų įgytai energijai viršijus medžiagos E_g , per smūginę jonizaciją gali išlaisvinti surištuosius elektronus iš valentinės juostos, patys išlikdami laidumo juostoje [125]. Tokiu būdu, po smūginės jonizacijos vyksmo netoli laidumo juostos minimumo jau vietoje vieno yra du elektronai, kurie vėl gali sugerti energiją ir panaudoti ją smūginei jonizacijai. Kiekvieno tokio susidūrimo metu laisvų krūvininkų skaičius padvigubėja ir tokiame procesui besikartojant ima vykti griūtinis laisvų elektronų dauginimas, t.y. griūtinė jonizacija. Dėl GJ laisvųjų elektronų tankis (N) didės taip:

$$\frac{dN}{dt} = \eta N, \quad (1.27)$$

kur η - GJ sparta, tiesiogiai proporcinga spinduliuotės intensyvumui: $\eta = \alpha I$ (α - GJ koeficientas). Taigi, laisvųjų elektronų skaičius dėl daugiafotonės ir griūtinės jonizacijų (neįskaičius rekombinacijos, kuri palyginus su MA ir GJ yra lėta ir jos įtaka krūvininkų tankiui nežymi [120]) didėja kaip:

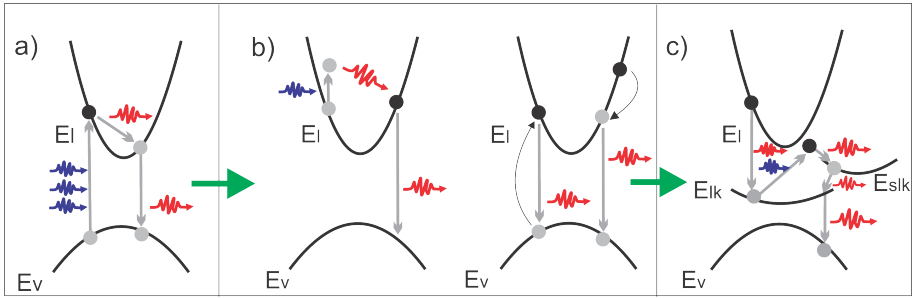
$$\frac{dN}{dt} = \sigma_k I^k + \alpha I N, \quad (1.28)$$

Visgi, femtoskundinių impulsų atveju, GJ įtaka labai sumažėja ir pagrindinis mechanizmas apsprendžiantis laisvųjų krūvininkų didėjimo spartą yra daugiafotonė sugertis (žr. 1.1.2. skyriaus skirsnį „LIDT priklausomybė nuo impulso trukmės“).

Apibendrinti procesai, galintys vykti skaidrioje medžiagoje, kuri eksponuojama didelio intensyvumo impulsų seka, pavaizduoti 1.10 pav. Didelio intensyvumo femtosekundinių impulsų poveikis laikomas neterminiu procesu, dėl greito energijos perdavimo medžiagai. Tačiau esant didelio pasikartojimo dažnio femtosekundinei spinduliuotei šiluminis poveikis gali pasireikšti [133], bei

daryti įtaką medžiagos savybėms (pvz.: gali mažėti E_g [136] ar susidaryti ilgiau gyvuojantys lokalūs lygmenys draustinės juostos apimtyje [133]) ir didinti spinduliuotės sugeriamumą. Pirmasis impulsas sužadina laisvuosius elektronus iš E_v į E_l juostą MA proceso metu (1.10 a) pav.). Šių sužadintų laisvųjų elektronų gyvavimo trukmė, priklausomai nuo medžiagos yra nuo ~ 1 ps iki kelių dešimčių ps. Esant didesniai vėlinimui ir antram impulsui neatkeliavus per minėtą trukmę, pastarasis neturi galimybės sąveikauti su sužadintais elektronais, nes šie jau būna relaksavę. Tačiau, jeigu per šią trukmę medžiagą pasiekia antras lazerio impulsas, jo energija gali būti sugerta sužadintų laisvųjų elektronų (1.10 b) pav.) arba panaudota GJ procese (1 c) pav.). Dalis sužadintų elektronų relaksuoja atgal į valentinę juostą nespinduliniu šuoliu, generuojant fononą. Tačiau dielektrike taip pat gali susidaryti elektriškai neutralūs elektrono ir skylės dariniai, susieti Kulono jėga, - eksitonai. Elektrono ir skylės susijungimas į eksitoną yra greitas procesas (trunka trumpiau nei 1 ps). Plataus draustinio tarpo dielektrikuose svarbiausias jų relaksacijos mechanizmas - elektronų ir skylių energijos lokalizavimas, susidarant savaime pagautiesiems eksitonams, kurių energija pakankama gardelės persiskirstymui ir laikinų bei nuolatinių defektų formavimuisi [137]. Elektronas, patekęs į lokalizuotą būseną, sąlygotą defektų ir pasižyminčia ilgesne relaksacijos trukme [137], gali sugerti antrinį impulsą, kuris atkeliauja vėliau nei kelios dešimtys ps (1.10 d) pav.). Tokia sugertis gali sukurti kitą sužadintą lokalizuotą būseną (aukštesnio energijos lygmenis) ir tai gali vykti net ir tiesioginės sugerties būdu. Taip pat galima sugertis iš lokalizuotos būsenos į laidumo juostą, o tokiam vyksmui reikia mažiau energijos nei $E_v - E_l$ šuolio atveju, dėl to gali sumažėti daugiafotonės sugerties eilė ir padidėti sugerties efektyvumas. Taigi, defektyvių lygmenų atsiradimas sąlygoja lokalų medžiagos optinių savybių: sugerties, lūžio rodiklio ir netiesinio jautrio pokytį [138, 139]. Taip pat, yra pastebėta, kad medžiagos dispersinių savybių pokytį gali lemti ir kiti procesai, vykstantys dėl židinio aplinkoje intensyvios lazerinės spinduliuotės sukurto didelio temperatūrinio gradiento: jonų termomigracija arba persiskirstymas (ang. *thermomigration*) [140, 141] bei nevienalyčiai tankio pokyčiai ir gardelės deformacijos, sukeltos sklindančių akustinių bangų [139, 142, 143]. Medžiagos savybės tampa nebestatinės, besikeičiančios lazerinės spinduliuotės poveikio metu, o pokyčio mastas priklauso ir nuo medžiagos savybių, ir nuo lazerinės spinduliuotės parametrų: pavyzdžiui židinio taške skirtingais atvejais gali būti formuojama tiek padidėjusio, tiek sumažėjusio lūžio rodiklio sritis [139]. Visa tai, apskunkina teorinį tokių skaidrių medžiagų atsparumo ribų vertinimą.

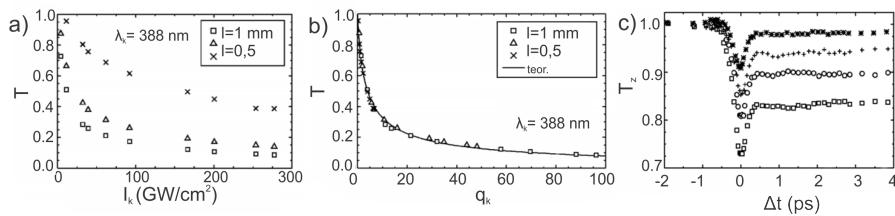
Visgi pirminis ir pagrindinis procesas idealiose skaidriose medžiagose lemiantis laisvųjų krūvininkų generaciją yra MA, tad nagrinėjant femtosekundinės trukmės impulsų ir dielektrinės medžiagos sąveiką svarbus pastarosios stebėjimas. Tokių tyrimų metodai pagrįsti tuo, kad, vykstant MA, sklindančios medžiagoje spinduliuotės silpnėjimo mastas stipriai priklauso nuo spinduliuotės



1.10 pav.: Galimi elektronų sužadavimo ir relaksacijos procesai, veikiant dielektrinę medžiagą lazerio impulsų seka: a) daugiafotonė jonizacija, b) laisvo elektrono įšilimas bei griūtinė jonizacija, c) sužadinto elektrono relaksacija į lokalinę būseną, perkėlimas į sužadintą lokalinę būseną ir relaksacija. Čia: E_v - valentinė juosta, E_l - laidumo juosta, E_{lk} - lokalizuota būseną, E_{slk} - sužadinta lokalinė energijos būseną. Mėlynos virpesinės rodyklės - fotonai, raudonos - nespindulinis šuolis, generuojant fononą. Adaptuotas pagal [133].

intensyvumo. Taigi, daugiafotonė sugertis tiriama ir įvertinama (nustatomas tokios MA sugerties koeficientas) stebint kaip dėl spinduliuotės intensyvumo keičiasi pralaidumas bandinyje: keičiant impulso energiją (netiesinio pralaidumo matavimo metodas) arba sufokusuoto pluošto dydį (Z - skanavimo metodas) [144]. Tokiu pralaidumo kitimo metodu ličio niobato bandiniuose stebėta dvifotonė sugertis ir nustatyti dvifotonės sugerties koeficientai, naudojant 388-514 nm bangos ilgio (atitikų $\sim 2,4 - 3,2$ eV fotono energiją) 240 fs trukmės impulsus 1.11 pav. [145, 146]. Darant prielaidą, kad tiesinė sugertis naudojamame spektriniame intervale nykstamai maža, iš pralaidumo eksponentinės gėšimo priklausomybės nuo bedimensinio netiesinės sugerties parametro $q_k = \beta_k I_k l$, buvo nustatyti ličio niobato dvifotonės sugerties koeficientai β_k : 3,5 cm/GW iki 0,1 cm/GW (priklausomai nuo λ). Netiesinės sugertis vyksta efektyviausiai impulso centre, todėl net ir esant dideliame netiesinės sugerties parametrui, dalis spinduliuotės pereina kristalą dėl silpnesnės sugerties impulso kraštuose ir pralaidumas išlieka nelygus nuliui 1.11 pav. Kaip jau minėta anksčiau, netiesinės sugerties metu sužadinti krūvininkai daro įtaką antro impulso pralaidumui dėl mažėjančios daugiafotonės sugerties eilės ir galimos tiesioginės sugerties. Žadinimo ($\lambda_k = 388$ nm) - zondavimo ($\lambda_z = 776$ nm) eksperimentu parodyta, kad ličio niobato bandinyje, netiesinės sugerties daroma įtaka išlieka esant kelių ps vėlinimui tarp impulsų 1.11 pav. Čia žadinimo ir zonduojančiam impulsams persiklojant laike atsirandantis minimumas pralaidumo kreivėje yra dėl viena laikės abiejų fotonų sugerties (bendra jų energija ~ 4.8 eV, t.y. viršija ličio niobato E_g).

Femtosekundiniais intensyviais impulsais veikiant stiklą, pasireiškia tie patys netiesiniai optiniai reiškiniai kaip ir veikiant dielektrinius kristalus. Netiesinės sugerties mechanizmas plačiai pritaikomas ir stiklo modifikavimui femtose-



1.11 pav.: Normuoto pralaidumo (T) priklausomybė nuo kaupinimo intensyvumo (I_k) (a) ir sugerties parametro $q_k = \beta_k I_k l$ (b) įvairaus ilgio (l) ličio niobato bandiniuose. Zonduojančio impulso pralaidumo (T_z) priklausomybė nuo vėlinimo tarp impulsų (Δt) naudojant keturis skirtingus žadinančio pluošto intensyvumus: 43, 68, 93 ir 139 GW/cm² [145].

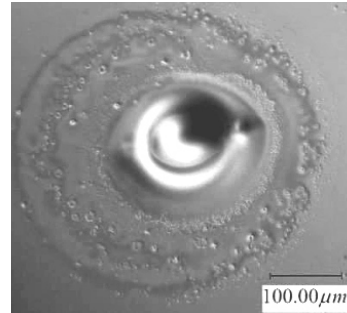
kundiniais lazerio impulsais, o siekiant šį mechanizmą padaryti kuo efektyvesnį ir spartesnį atlikta daugiau eksperimentų apžvelgiančių netiesinės sugerties ypatumus. Tokiuose lazerinio stiklo mikrosuvirinimo, kuris atsiranda dėl ultratrumpų impulsų netiesinės sugerties stiklų sandūroje, eksperimentuose buvo stebėta sugerto femtosekundinio impulso įtaka po jo einančiam antram impulsui [147,148]. Autoriai išskyrė du skirtingus vėlinimo režimus: 1) esant iki 30 ps vėlinimui, antro impulso energija lemia elektrono išilimą arba griūtinę jonizaciją, 2) esant ilgesniam vėlinimui (iki keliasdešimt ns) vyksta antro impulso energijos sugertis iš lokalių lygmenų, esančių medžiagos draustinės juostos tarpe. Naudojant tokią dviejų impulsų sąveiką buvo stebėta, kad net esant vėlinimui tarp impulsų iki 40 ns šilumos paveikta zona yra didesnė už tą kuri susidaro esant laike sutampantiems impulsams, o gaunamas suvirinimo stiprumas yra didesnis [148].

Paveikus skaidrią medžiagą intensyviais lazerio impulsais gali vykti įvairūs procesai, lemiantys tokių medžiagų negrįžtamą modifikaciją. MA ir GJ procesų dėka sukurtas kritinis laisvųjų krūvininkų tankis medžiagos paviršiuje sąlygoja plazmos susiformavimą, dėl kurios stipriai išauga spinduliuotės sugertis. Plazma - laisvų elektronų ir jonų dujos ir jai būdinga sugertis yra artima metalų (medžiagų su dideliu laisvųjų elektronų kiekiu laidumo juostoje) sugerčiai. Sugėrus ženkliai spinduliuotės energijos dalį ir įvykus efektyviam šios energijos perdavimui į medžiagą gali vykti medžiagos lydymasis (pasiekus lydymosi temperatūrą T_L) ar/ir garinimas (pasiekus garavimo temperatūrą T_g). Garavimo metu, garų dalelės dėl tarpusavio susidūrimų yra išsklidamos netolimame, keletą mikrometrų nuo medžiagos paviršiaus atstume. Šis virš medžiagos susidaręs garų sluoksnis yra vadinamas Knudseno sluoksniu [149]. Dalis tokių dalelių kondensuojasi atgal į medžiagą, kitos gali palikti paviršių sukeldamos atatrunkos slėgį, dėl kurio lydalas išstumiamas iš spinduliuotės veikimo zonos [150] ir lemia užvartų susiformavimą spinduliuotės poveikio srityje.

Be plazmos inicijuotų medžiagos lydymosi ir garavimo procesų, taip pat galimi tokie reiškiniai kaip fazinis sprogimas [149,151] ir Kulono mikroprogi-

mai [152]. Pirmajam vykti svarbi sąlyga - perkaitinto skysto susiformavimas, kuris atsiranda temperatūrai išlydytoje medžiagoje staigiai išaugus virš būdingo esamam slėgiui virimo taško, o garavimas neprasideda. Tokiame skystyje dėl didelių tankio fliktuacijų mažame tūryje gali susiformuoti burbulų branduoliai (ang. *bubble nucleation*). Kuomet tokie burbulai pasiekia kritinį dydį, įvyksta jų sproginimas. Kad įvyktų fazinis sproginimas, turi būti tenkinamos trys sąlygos: 1) greitas perkaitinto skysto sukūrimas, kurio temperatūra turi būti artima kritinei termodinaminei temperatūrai T_{kr} , 2) perkaitinto skysto sluoksnio storis turi būti pakankamas apimti kritinio diametro branduoliui (paprastai 10 μm eilės), 3) pakankamas laiko tarpas leidžiantis burbului pasiekti reikiamą kritinį dydį (paprastai tai keli šimtai pikosekundžių) [149, 153]. Fazinis sproginimas, veikiant pavieniais impulsais, stebėtas esant $\sim 10^{10} \text{ W/cm}^2$ eilės lazerinės spinduliuotės intensyvumui, tačiau naudojant 5-15 kHz pasikartojimo dažnio impulsus gautas esant dviem eilėm mažesniai intensyvumui [153]. Medžiagų, paveiktų fazinio sproginimo, morfologijoje toliau nuo pažeidimo centro būdinga išsibarsčiusių mikrodalelių sritis (1.12 pav.).

Taip pat, kaip jau minėta, intensyvios spinduliuotės su medžiaga metu gali susidaryti sąlygos vykti Kulono sproginimams: intensyvi lazerio spinduliuotė staigiai „išplėšia“ gardelės kovalentinius elektronus, o likę teigiami jonai dėl kuloninių stūmos jėgų išsisklaido ir medžiagoje susiformuoja tuščios ertmės. Kulono mikro-sproginimai galimi kai suteikiama elektrinio lauko energija viršija atomų (ar molekulių) ryšio energiją [152]. Safyro atveju, Kulono sproginimui įvykti teoriškai įvertinta slenkstinė energijos lauko vertė yra $\sim 50 * 10^9 \text{ V/m}$ (tai atitiktų $\sim 660 \text{ GW/cm}^2$ intensyvumą), tačiau medžiagai šylant slenkščio vertė gali mažėti. Kulono sproginimas ir šiluminis lydymasis yra skirtingos prigimties procesai, tad pirmasis gali būti stebimas, tik esant energijos srautui, mažesniai už šiluminio lydymosi slenkstį. Tuo atveju, kai keliant energiją, ima vykti ir medžiagos lydymasis bei garavimas, Kuloninio sproginimo procesas jais „užmaskuojamas“. Teoriniai modeliavimai parodė, kad toks sproginimas gali sukelti itin stiprų slėgį (TPa eilės) bei itin greitą medžiagos kaitimą (iki 10^9 K), o tai savo ruožtu gali turėti įtakos medžiagos sudėties ir fazės pokyčiams [154].



1.12 pav.: Pažeidimo morfologija būdinga fazinio sproginimo poveikiui (15 kHz pasikartojimo dažnis, 355 nm centrinio bangos ilgio 13 ns trukmės impulsai, CB6 stiklas [153]).

1.2.2. Lazerinės spinduliuotės parametrų įtaka lazerio indukuotos pažaidos slenksčiui

LIDT priklausomybė nuo impulso trukmės

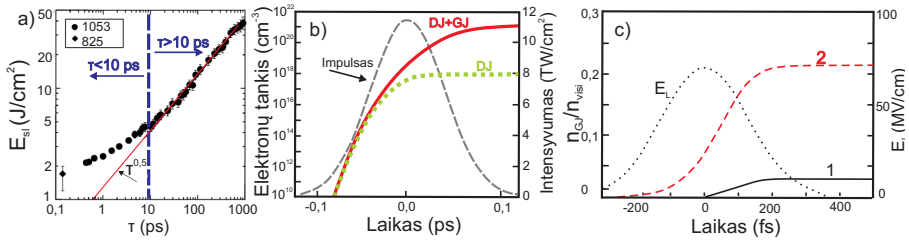
Veikiant skaidrią medžiagą trumpais lazerinės spinduliuotės impulsais, stebėta LIDT vertės priklausomybė nuo pastarųjų trukmės ir atsižvelgiant į dėsninumus yra išskiriami du būdingi diapazonai: nuo kelių šimtų ns iki 10 ps ir trumpesnių nei 10 ps trukmės impulsų [113] (1.13 a) pav.). Kai impulsų trukmė >10 ps, energija iš sužadintų elektronų perduodama gardelei impulso trukmės metu. Pažeidimas įvyksta, kai suteikta energija tampa pakankama išlydi, išgarinti ar suskaldyti medžiagą. Veikiant tokios trukmės impulsais, svarbiausi procesai lemiantys optinę pažaidą yra [155]:

- griūtinė jonizacija, kurios dėka sukuriamas kritinis laisvų elektronų tankis,
- sukurtos elektronų plazmos kaitinimas dėl laisvų elektronų sugerties,
- elektronų energijos perdavimas gardelei, kuris gali lemti medžiagos lydymą, garavimą, plazmos formavimąsi ir abliaciją.

Čia energijos perdavimas gardelei vyksta šiluminės difuzijos būdu, o būdinga priklausomybė nuo impulso trukmės: $LIDT \sim \sqrt{\tau}$ [113]. Sprendžiant viendimensinę šilumos perdavimo lygtį, gaunama, kad atstumas, kuriame išsklaidomas šilumos pokytis per laiko vienetą yra $L = \sqrt{D\tau}$, kur D - šilumos difuzijos koeficientas. Taigi, optinės pažaidos slenksčio vertė kinta tokiu pat dėsniu, kaip ir išsklaidoma šiluma, t.y. $\sim \sqrt{\tau}$ [30]. Tokia LIDT priklausomybė nuo impulso trukmės (jiems esant ilgesniems nei 10 ps) įrodyta eksperimentais [113–116].

Trumpesnių nei 10 ps trukmės impulsų atveju eksperimentuose taip pat stebėtas LIDT vertės mažėjimas trumpėjant impulsui [116, 117], tačiau mažesne sparta nei $\sim \sqrt{\tau}$. Šiuo atveju, kadangi impulsas labai trumpas, laidumo juostoje elektronai žadinami šviesos elektriniu lauku greičiau nei sugeba perduoti energiją gardelei. Pradiniai laisvieji elektronai yra sukuriami intensyviausioje impulso dalyje dominuojančios MA (1.13 b) pav.). Po to laisvų elektronų tankio didėjimas gali vykti kartu dėl toliau vykstančios MA ir laisvų krūvininkų sukeltos GJ. Sprendžiant krūvininkų generacijos spartos lygtį 1.28, yra parodyta, kad femtosekundinės trukmės impulsams trumpėjant, griūtinės jonizacijos įtaka mažėja [156]. Vėliau nustatyta, kad laisvųjų krūvininkų kitimo įvertinimui lygtis 1.28 tinka tik išskirtiniu atveju, kai impulsai nėra itin trumpi (kelių šimtų fs eilės ir ilgesni). Pastarojoje lygtyje GJ sparta tiesiogiai priklauso nuo bendro laisvųjų krūvininkų skaičiaus, tačiau iš tikrųjų svarbų vaidmenį atlieka ir atskirų krūvininkų energija: elektronai esantys žemesniuose laidumo juostos energijos lygmenyje, kurių energijos nepakanka vykdyti smūginę jonizaciją,

turėtų būti neįskaitomi. Atsižvelgiant į tai pasiūlyta laisvųjų krūvininkų kitimo spartos lygčių sistema (KKLS) [157], o jos sprendimo rezultatas rodo, kad esant itin trumpiems impulsams GJ įtaka tampa mažai reikšminga (1.13 c pav.). Perėjimą tarp nestacionaraus režimo (kai laisvųjų elektronų, kurių energija pakankama vykdyti smūginę jonizaciją, dalis kinta laike ir dominuoja MA procesas) ir stacionaraus (dominuoja GJ procesas) lemia perėjimo trukmė, kuri, savo ruožtu, yra intensyvumo funkcija: $t_p \simeq 10^{13}/I$ psW/cm² [158]. Teoriškai modeliuojant laisvųjų elektronų generacijos procesus buvo parodyta, kad dominuojant MA procesui (trumpesniems nei pikosendinės trukmės impulsams) dėl GJ sukuriama tik apie 5% laisvųjų elektronų [158].



1.13 pav.: Lydyto kvarco LIDT vertės priklausomybė nuo impulsų trukmės (a). Elektronų tankio kitimo dinamika Gauso lazerinio impulso metu (išstinė raudona linija) ir dinamika įskaičius tik MA procesą (žalia taškinė linija) (b). Adaptuota iš [113]. GJ proceso metu sugeneruotų laisvųjų krūvininkų santykinis indėlis bendram laisvųjų krūvininkų skaičiui, naudojant 300 fs trukmės ir el. lauko $E_{L,0}=70$ MV/cm impulsą (c). Čia kreivė 1 atitinka rezultatą, gautą skaičiuojant pagal KKLS, kreivė 2 - sprendžiant 1.28 lygtį. Adaptuota pagal [157].

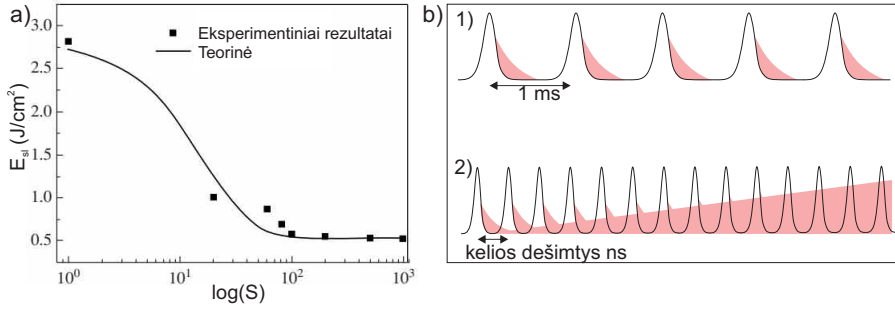
LIDT priklausomybė nuo impulsų skaičiaus ir pasikartojimo dažnio

Lazerio indukuotos pažaidos matavimui reglamentuoti keli ISO standartai: 1-į-1, kai bandinio taškas veikiamas vienu impulsu (naudojamose išraiškose šis metodas bus žymimas: 1-1) ir S-į-1, kai bandinio taškas veikiamas tam tikru (>1) impulsų skaičiumi (S) [135]. 1-į-1 metodas, dar vadinamas metodu be nuovargio efekto (ang. *non-fatigue*), paprastai naudojamas optikos dangų, poliravimo optimalių sąlygų įvertinimui. Visgi optiniai elementai naudojami nepavienio impulso veikimo lazerinėse sistemose ir jų LIDT vertei nustatyti rekomenduojamas S-į-1 metodas, kuris įskaito voros impulsų skirtingą „medžiagos matymą“, t.y. atsižvelgiama į tai, kad bandinio sugeriamumo savybės skirtingiems voros impulsams dėl anksčiau aptartų priežasčių būna pakitusios. Dėl šio, vadinamo akumuliacijos (nuovargio) efekto, stebėta, kad S-į-1 metodu gaunamos LIDT vertės gali būti mažesnės 2-5 kartus nei nustatomos 1-į-1 metodu [125–130]. Eksperimentiškai pastebėta, kad akumuliaciniam efektui būdinga sotis (1.14 a) pav.): pirmiesiems impulsams LIDT vertė eksponentiškai krenta iki vertės, kurią pasiekus ir toliau didinant impulsų skaičių, LIDT vertė nebekinta [119, 126, 129, 159]. Gauta priklausomybė aiškinta indukuojamų defektų koncentracijos kitimu (1.14 a) pav.), o kitimui būdingam dėsniumi aprašyti pasiūlyta išraiška [128]:

$$E_{sl}(S) = E_{sl}(\infty) + (E_{sl}(1) - E_{sl}(\infty))e^{-k(S-1)}, \quad (1.29)$$

čia $E_{sl}(1)$ - slenkstinis energijos srautas, lemiantis pažaidą, paveikus paviršių vienu impulsu, $E_{sl}(\infty)$ - slenkstinis energijos srautas soties taške, k - empirinis kaupimosi parametras, atspindintis defektų kaupimosi stiprumą ir fotonų sugerties didėjimą, S - impulsų skaičius [129]. Kuo didesnis parametras k , tuo mažiau impulsų reikia, pasiekti LIDT įsisotinimo vertę (kai $k \rightarrow \infty$, LIDT vertė nebeprisiklauso nuo impulsų skaičiaus, t.y. $E_{sl}(N) \approx E_{sl}(\infty)$). Pavyzdžiui, lydyto kvarco atveju, sotis stebėta jau po 10 impulsų, o pažaidos slenkstis sumažėjo apie ~60 % [130], tuo tarpu ličio niobato atveju prireikė 80 impulsų pasiekti įsisotinimui, o pati LIDT vertė sumažėjo ~80 % [129] (abiem atvejais $\lambda=800$ nm, $f=1$ kHz).

Akumuliacijos efektas, tiriant medžiagų LIDT vertes, stebėtas ir veikiant medžiagą skirtingais impulsų pasikartojimo dažniais (f), t.y. naudojant tą patį impulsų skaičių, LIDT vertė mažėja greičiau, esant didesniam f [122, 123]. Tai susiję su tuo, kad dielektrinėms medžiagoms būdingas santykinai mažas šiluminis laidumas, kuris charakterizuojamas šiluminio difuzijos koeficientu η : skaidrių medžiagų tipinis $\eta \sim 10^{-3}$ cm²/s, t.y. ~100 – 1000 kartų mažesnis už būdingą metalams. Tad, jei lazerinė spinduliuotė veikia kelių μ m dydžio medžiagos sritį (d), ji atvėsta per sąlyginai ilgą laiką: $t \sim d^2/\eta \approx 10$ μ s [132]. Veikiant didelio pasikartojimo dažnio lazerio impulsais, tai užtikrina geras są-



1.14 pav.: a) LIDT matavimo rezultatai, veikiant ličio niobatą 800 nm bangos ilgio 80 fs trukmės impulsais. Čia, impulsų skaičiui esant $S < 80$, LIDT mažėja iki vertės $\sim 0,52 \text{ J/cm}^2$, kuri toliau didinant impulsų skaičių nebekinta. Teorinė kreivė gauta pagal 1.29 išraišką [129]. b) Šilumos kaupimasis medžiagoje, veikiant: 1) mažo pasikartojimo dažnio, 2) didelio pasikartojimo dažnio ultratrumpais impulsais.

lygas akumuliacijos efektui, nes laiko intervalas tarp impulsų tampa per mažas šilumai išsisklaidyti ir po kiekvieno impulso temperatūra vis labiau auga [160] (1.14 b) pav.), kol pasiekama kritinė, lemianti medžiagos lydymąsi, garavimą ar abliaciją. Be to, kylant medžiagos temperatūrai vyksta ir pokyčiai medžiagoje, lemiantys efektyvesnę lazerinės spinduliuotės sugertį apspinduliavimo metu (pvz.: mažėja ΔE_g , formuojasi defektai), o tai dar labiau paspartina kritinių medžiagos ribų pasiekimą.

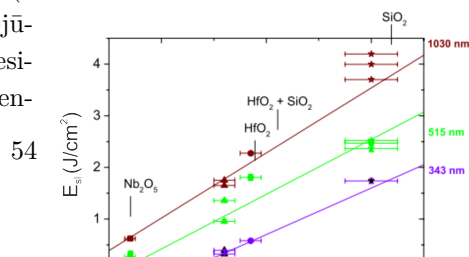
LIDT priklausomybė nuo bangos ilgio

Skaidrių medžiagų, veikiamų ultratrumpais lazerio impulsais, pažaidos priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio apspręsta pagrindinio mechanizmo lemiančio sugertį, t.y. MA: konkretaus spinduliuotės dažnio atveju, kuo didesnis medžiagos ΔE_g , tuo didesnė MA eilė ir sužadinti laisvuosius krūvininkus reikalingas didesnis intensyvumas [117–119]. Dėl tos pačios priežasties esant tam tikrai medžiagai (apibrėžtas ΔE_g) pažaidos slenkstis turėtų būti didesnis veikiant ją didesnio bangos ilgio (mažesnės energijos fotonų) spinduliuote. Tokia LIDT tiesinė priklausomybė nuo medžiagos E_g leidžia pagal gautą empirinę išraišką apytiksliai įvertinti medžiagos $LIDT_{1-1}$, t.y. esant sąlygai, kai dar nepasireiškia akumuliaciniai reiškiniai [119]:

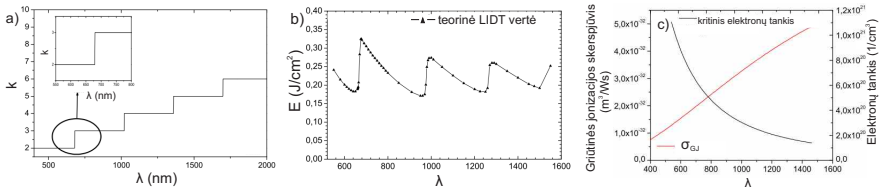
$$LIDT_{1-1} = 0,67(Jcm^{-2}eV^{-0,7})E_gE_f^{-0,3} - 1,42E_f^{0,3}(Jcm^{-2}eV^{-0,3}), \quad (1.30)$$

kur E_f - fotono energija.

Yra žinoma, kad skirtingos eilės (k ir $k+1$) netiesinės sugerties skerspjūviai ženkliai skiriasi: dvifotonės netiesinės sugerties atveju sugerties koeficien-



tas proporcingas trečios eilės dielektrinio jautrio menamai daliai (χ^3), trifotonės - penktos eilės (χ^5) ir t.t. Dėl šios priežasties, jonizacijos sparta turėtų šuoliškai sumažėti pereinant nuo k -osios fotonų netiesinės sugerties į $k+1$ -ąją (1.16 a) pav.), o atitinkamas priklausomybės nuo spinduliuotės dažnio pobūdis turėtų atsispindėti ir medžiagos LIDT priklausomybėje nuo spinduliuotės bangos ilgio (λ). Šuolis tarp skirtingų LIDT verčių tam tikrais λ atitinka daugiafotonės sugerties eilės pasikeitimą ir buvo įrodytas teoriškai (1.16 b) pav.) bei eksperimentiškai: šuoliškas LIDT vertės pokytis iš $E_{sl} = 0,15 \text{ J/cm}^2$ į $E_{sl} = 0,4 \text{ J/cm}^2$ stebėtas TiO_2 medžiagoje ($\Delta E_g = 3,61 \text{ eV}$), pereinant iš dvifotonės į trifotonės MA režimą [120]. Tačiau reiktų paminėti, kad skirtingai nei kvantuotas MA eilės augimas, teorinio LIDT vertės modeliavimo rezultatai parodė periodiškai kintančią, o ne augančią LIDT, didėjant λ (palyginti 1.16 a) ir b) pav.). Toks rezultatas aiškintas mažėjančiu kritiniu elektronų tankiu ir didėjančiu GJ efektyvumu, didėjant λ (1.16 c) pav.). Šie efektai kompensuoja laisvųjų krūvininkų generavimo efektyvumą dėl silpnėjančios MA ir dėl to stebimas periodinis LIDT vertės kitimas.



1.16 pav.: Teoriškai įvertintos priklausomybės nuo bangos ilgio TiO_2 medžiagai: a) daugiafotonė jonizacija, b) LIDT vertė (2-6 DS eilės atveju), c) griūtinės jonizacijos sparta ir kritinis elektronų tankis. Čia k - fotonų skaičius, reikalingas medžiagos jonizavimui [120].

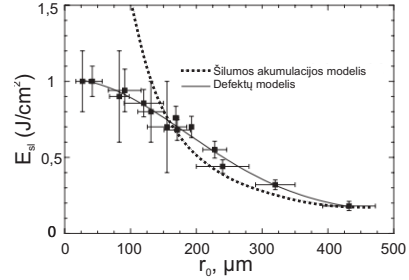
LIDT priklausomybė nuo pluošto dydžio

Esant sąlyginai dideliems erdviniams pluošto matmenims stebėtas pažaidos slenkščio mažėjimas, didinat pluošto matmenis [122, 131]. Veikiant femtosekundiniais impulsais 1 kHz pasikartojimo dažniu bario borosilikato stiklo (BBS) bandinį, naudojant 200 μm diametro ($1/e^2$ intensyvumo lygyje) lazerio pluoštą pažaidos slenkstis sumažėja du kartus palyginus su verte, gaunama, esant mažiems matmenims ($\sim 20 \mu\text{m}$), o padidinus matmenis iki 800 μm , LIDT sumažėja apie penkis kartus [131]. Tokia priklausomybė nagrinėta taikant terminės akumuliacijos ir defektų dominavimo mechanizmus (1.17 pav). Šilumos akumuliacijos modelyje, įskaitoma kad ban-

dinyje tam tikra maža sugertis krintančiai spinduliuotei egzistuoja, o sugerta energija pasiskirsto bandinio gylyje homogeniškai ir pažaidos slenkstis apibrėžiamas per kritinės temperatūros susidarymą bandinyje [122, 131]:

$$E_{th} = \frac{4c\rho dKT_c}{af r_0^2 \ln\left(\frac{8NK}{f r_0^2}\right)}, \quad (1.31)$$

čia f - impulsų pasikartojimo dažnis, N - impulsų skaičius, d - bandinio storis, a - lazerio spinduliuotės sugerta dalis bandinyje, c - savitoji šiluminė talpa, ρ - tankis, K - šiluminis laidumas. Visgi terminės akumuliacijos modeliui nepasiteisinus (žr. 1.17 pav., čia mažėjant pluošto matmenims, abliacijos slenkstis staigiai išauga ir neatitinka eksperimentinių rezultatų), buvo pritaikytas antras modelis - defektų, kuriame atsižvelgiama į atsitiktinai pasiskirsčiusių bandinyje defektų tikimybę egzistuoti eksponuojama me plote:



1.17 pav.: BBS abliacijos slenkščio priklausomybė nuo pluošto dydžio (r_0 - pluošto spindulys $1/e^2$ intensyvumo lygyje) [131]. Šilumos akumuliacijos modelis atitinka skaičiavimo rezultata, gautą pagal 1.47 išraišką, defektų modelis - pagal 1.32.

$$E_{sl}(r_0) = P(r_0)E_d + (1 - P(r_0))E_i, \quad (1.32)$$

kur E_d - defekto pažaidimo slenkstis, E_i - medžiagos pažaidos slenkstis, kuomet nėra defektų, o $P(r_0)$ tikimybė pataikyti į defektą, kuri Gauso pluošto atveju lygi:

$$P(r_0) = 1 - e^{-\frac{\pi^2}{32} \left(\frac{r_0}{d_0}\right)^2}, \quad (1.33)$$

čia d_0 - vidutinis atstumas tarp dviejų defektų.

Pastarasis modelis labiau atitiko eksperimentiškai stebėtą pažaidos slenkščio priklausomybę nuo veikiančio lazerio pluošto dydžio (1.17 pav.): tad didinant pluošto matmenis bandinio pažaidos slenkstį gali lemti nebe medžiagos, o jos defektų LIDT vertė. Visgi, esant ir mažiems pluošto matmenims (nors stebėtos LIDT vertės paklaidų ribose ir sutapo) reiktų nepamiršti, kad tikimybė pataikyti į defektą nėra lygi nuliui. Atsižvelgiant į tai, medžiagos LIDT matavimams svarbu atsikartojamumo stebėjimas.

1.2.3. Ličio niobato kristalo lazerio indukuota paviršiaus pažaida, veikiant femtosekundiniais impulsais

Periodiškai poliuoti ličio niobato kristalai - populiarai netiesinė terpė femtosekundinėse infraraudonojoje spektro srityje veikiančiose OPA ir SPOPO sistemose dėl savo plačios skaidrumo srities, didelio netiesiškumo koeficiento ir plačios pasiūlos. Ilgą laiką, šie kristalai buvo naudojami minėtuose prietaisuose kaupinant juos Ti:safyro lazerių spinduliuote [35, 38, 40, 56, 87, 88, 92, 95, 96, 98, 99, 107], tačiau pastaruoju metu stebima tendencija jų naudoti ir sistemose su lazeriais, kurių stiprinimo medžiaga legiruota Yb jonais, o spinduliuotės bangos ilgis ~ 1030 nm [8, 161]. Nepaisant to, kad ličio niobato kristalai buvo ir yra plačiai naudojami, literatūroje informacija apie jų LIDT vertes, veikiant femtosekundine spinduliuote, gan skurdi. SPOPO kaupinamo Yb:KGW lazeriniu šaltiniu kūrimo pradžioje [86] ličio niobatų kristalų gamintojų pateikiamoje informacijoje buvo galima rasti tik LIDT vertes nurodytas 1064 nm bangos ilgio nanosekundinės trukmės impulsams. Femtosekundinės lazerio spinduliuotės atvejui mokslinėje literatūroje buvo galima sužinoti LIDT vertes, išmatuotas naudojant tik Ti:safyro lazerinį šaltinį, spinduliuojantį impulsus iki 1 kHz pasikartojimo dažniu. Be to ir aptinkamos LIDT vertės ženkliai skyrėsi tarpusavyje dėl skirtingų spinduliuotės parametrų ir metodikų, matuojant LIDT vertę, naudojimo. [129, 162–164] (žr. 1.3 lentelę). Kuriamam SPOPO kaupinti buvo naudojamas Yb:KGW lazerinis šaltinis spinduliuojantis femtosekundinės trukmės impulsus 76 MHz pasikartojimo dažniu. Tokiems parametrms ličio niobato LIDT vertė nebuvo žinoma, o svertinis vertinimas pagal 1.30 išraišką nebuvo tinkamas dėl tikėtino akumuliacinio efekto veikiant labai didelio pasikartojimo dažnio impulsais. Kaip jau minėta, mokslinėje literatūroje pateikiamas ličio niobato ΔE_g kinta nuo 3,7 eV iki 4,7 eV. [64], t.y. 1030 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotės atveju (fotono energija $\sim 1,2$ eV) sugerties mechanizmas ličio niobate - keturfotonė sugertis. Tačiau, vykstant šilumos akumuliacijai, galimas sugerties UV krašto poslinkis link ilgesnių bangos ilgių, kuris gali sąlygoti perėjimą į trifotonės MA režimą. Kaip jau minėta anksčiau, skirtingų eilių MA koeficientai ženkliai skiriasi tarpusavyje: ličio niobato atveju, pagal [165, 166] atitinkami santykiai yra $\frac{\sigma_4}{\sigma_3} \approx 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$ ir $\frac{\sigma_3}{\sigma_2} \approx 10^{-16} \text{ m}^2/\text{W}$ (čia indeksas prie σ žymi MA eilę). Kristalo atsparumo ribų, kuriant SPOPO, nustatymo svarba ir čia aptarti LIDT priklausomybių ypatumai inspiravo LIDT priklausomybės nuo impulsų pasikartojimo dažnio tyrimus, aptariamus 3 disertacijos skyriuje.

1.3 lentelė: Ličio niobato LIDT eksperimentinių matavimų parametrai ir rezultatai. Čia MgO:LN - magnio oksidu legiruotas ličio niobatas, Nd:MgO:LN - neodimiu ir magnio oksidu legiruotas ličio niobatas.

Bangos ilgis, nm	Impulso trukmė, fs	Impulsų pasikartojimo dažnis, kHz	LIDT, mJ/cm ²	Medžiaga	Lit.
800	300	0,067	1000	LN	[162]
800	120	1	1350	Nd:MgO:LN	[167]
800	80	1	520	LN	[129]
800	50	1	800	LN	[163]
800	150	1	1400	LN	[164]
1040	61	52000	0.8	MgO:LN	[168]
1030	330	20	803	MgO:LN	[123]
1030	330	50	487	MgO:LN	[123]
1030	330	100	175	MgO:LN	[123]
1030	330	500	116	MgO:LN	[123]
1030	330	1000	98	MgO:LN	[123]

1.3. Baltos šviesos kontinuumo generacija šviesolaidyje, žadinant ultratrumpaisiais impulsais

Ekstremaliai plataus šviesos spektro generacija, dar vadinama kontinuumu arba superkontinuumu, yra sudėtingas netiesinės optikos reiškinys, vykstantis sklindant trumpiems intensyviems lazerio impulsams įvairiose skaidriuose medžiagose. Po pirmo 1970 m. kontinuumo generacijos (toliau CG) stebėjimo borosilikato stikle [169], šis reiškinys greitai tapo intensyvia mokslinių tyrimų sritimi [170]. Tais pačiais metais, kuomet buvo stebėtas pirmasis kontinuumas tūriniame bandinyje, *Corning* kompanijos tyrėjai pademonstravo didelį nuostolių optiniame šviesolaidyje sumažinimą [171]. Pastaroji priežastis bei tai, kad optiniams šviesolaidžiams ir jų sistemoms būdingas paprastumas, kompaktiškumas ir ekonomiškumas, lėmė didelį susidomėjimą jų taikymu ne tik optinėje komunikacijoje, bet ir netiesinės optikos tyrimuose, panaudojant juos kaip netiesinę terpę. Pirmoji kontinuumo generacija šviesolaidyje stebėta 1976 m. [172], panaudojant 10 ns dažų lazerio impulsus silicio šviesolaidyje normalios grupinių greičių dispersijos (GVD) srityje. Tuo metu jau egzistavo teorinis solitonų (trumpų, ilgą atstumą nekeičiančių savo formos impulsų) formavimosi šviesolaidžių anomalios grupinių greičių dispersijos arba artimojoje dispersijos nulio (ZDW - *zero dispersion wavelength*) srityse pagrindimas [173]. Tačiau tuo metu lazerinių sistemų, galinčių generuoti trumpos trukmės (iki kelių ps)

impulsus kurių bangos ilgis būtų artimas šviesolaidžio ZDW (~ 1300 nm įprastuose lydyto kvarco šviesolaidžiuose) trūkumas neleido tokių impulsų stebėti eksperimentiškai [174, 175]. Vėliau, buvo sukurtas paslinktos dispersijos šviesolaidis [176], kurio ZDW ~ 1550 nm atitiko optinių nuostolių šviesolaidžiuose minimumą, o 10 deš. atsirado poreikis tobulinti telekomunikacijose signalų perdavimui naudojamą bangos ilgių sutankinimo technologiją [177–182]. Tai inspiravo eksperimentus, panaudojant 1550 nm bangos ilgio spinduliuotę. Femtosekundiniai erbio jonais legiruoti šviesolaidiniai lazeriai buvo vieni pirmųjų šaltinių, kurių ~ 1550 nm bangos ilgio spinduliuotė buvo panaudota kontinuumo generacijai įprastuose lydyto kvarco šviesolaidžiuose [183–187].

Šviesolaidžių optikos srityje svarbus lūžis įvyko sukūrus fotoninių kristalų šviesolaidžius (toliau PCF) [188, 189]. Šio tipo šviesolaidžiuose jų unikalios dispersinės savybės sukuriamos, parenkant juos sudarančių mikroskryptūrų geometrines charakteristikas [190]. Tokia jų savybė buvo panaudota pagaminti PCF, kurio ZDW būtų paslinktas link trumpesnių bangos ilgių, t.y. į sritį, kurioje egzistavo efektyvūs kieto kūno lazeriniai šaltiniai (pvz.: Ti:safyro lazeris) [191–194]. Be to PCF šviesolaidžiuose šviesa ribojama mažesnių matmenų šerdyje, o tai lemia didesnę netiesiškumą, kuris buvo pademonstruotas generuojant kontinuumą su labai mažos (nJ eilės) kaupinimo energijos impulsais [195, 196]. Kartu su susiaurintos šerdies įprastais šviesolaidžiais (angl. *tapered fibers*, toliau TF) [197, 198], TF ir PCF šviesolaidžiai yra dažniausiai naudojami kontinuumo generavimo eksperimentuose [199–212].

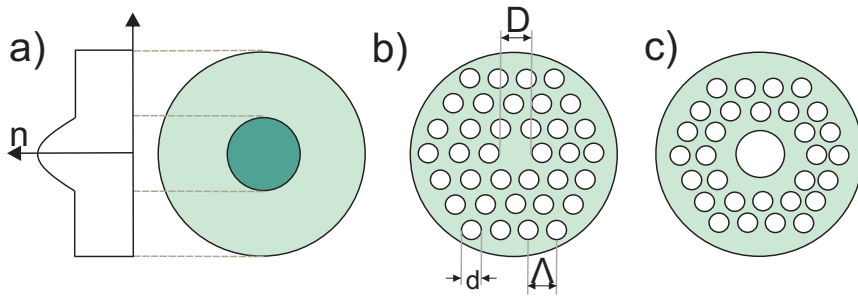
Pastaruoju metu nemažai dėmesio skiriama kontinuumo generacijai artimojoje ir vidurinėje (NIR ir MIR) infraraudonojoje spektro srityje dėl tokios spinduliuotės aktualumo dujų jutiklių, didelės skyros spektroskopijos (daugelio molekulių sugerties linijos yra MIR srityje), optinės koherentinės tomografijos (gilesnis įsiskverbimas į audinius) ir dažninės metrologijos taikymams [213]. Femtosekundinių impulsų atveju, Ti:safyro kaip kaupinimo šaltinio ir PCF šviesolaidžio su ZDW artimu 800 nm kombinacija laikoma standartine sistema kelių oktavų kontinuumo generavimui regimojoje ir infraraudonojoje spektro srityse [199]. Keletas femtosekundinio NIR ir MIR kontinuumo generavimo eksperimentų atlikta naudojant kitus lazerinius šaltinius (pvz.: Cr:ZnS lazeris) ir PCF su dviem ZDW [214] ar panaudojant kitokių didesnio netiesiškumo medžiagų (pvz.: teliurito, chalcogenido ar fluorido stiklą) šviesolaidžius [215–220]. Tačiau tokie šviesolaidžiai pasižymi didesniais optiniais nuostoliais nei standartiniai silicio šviesolaidžiai, o kaupinimo šaltiniai turi ribotas spektrinio derinimo galimybes. Taip pat keliuose darbuose tirta kintančios dispersijos įtaka kontinuumo generacijai išilgai kintančio diametro šviesolaidžiuose, kaupinant vieno bangos ilgio spinduliuotę [211, 212, 221]. Kaupinimo bangos ilgio, derinimo apie šviesolaidžio ZDW, įtaka kontinuumo generacijai teoriškai nagrinėta modelyje naudojant 600 – 900 nm Ti:safyro spinduliuotę ir PCF šviesolaidį [199]. Keliuose darbuose ši priklausomybė tirta eksperimentiškai [222, 223], tačiau detalių

rezultatų, leidžiančių tiesiogiai palyginti eksperimentinius ir teorinius rezultatus, trūksta. Šiame darbe nagrinėjamo femtosekundinio SPOPO derinama spinduliuotė atitiko pastaruoju metu telekomunikacijoje naudojamo nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidžio (toliau NZDSF) dispersinio nulio spektrinę sritį ir leido detaliau ištirti kontinuumo generacijos priklausomybę nuo jį žadinančios spinduliuotės bangos ilgio, todėl čia trumpai apžvelgta su tuo susijusi teorinė medžiaga: pagrindiniai šviesolaidžių tipai, netiesiniai optiniai reiškiniai, sąlygojantys spektro plitimą šviesolaidžiuose, kryžminės koreliacijos dažninės optinės sklendės metodas (toliau XFROG) ir šviesolaidžių GVD matavimo metodas, pasitelkiant CG.

1.3.1. Pagrindiniai šviesolaidžių tipai

Kaip jau užsiminta skyriaus pradžioje, galima išskirti dvi pagrindines šviesolaidžių grupes taikomas CG eksperimentuose: įprasti arba kitaip telekomunikaciniai ir fotoninių kristalų šviesolaidžiai (1.18 pav.). Įprasti šviesolaidžiai yra sudaryti iš didesnio lūžio rodiklio šerdies ir mažesnio lūžio rodiklio apvalkalo, o šviesa juose sklinda dėl visiško vidaus atspindžio reiškinio. Tiek telekomunikaciniuose, tiek netiesinės optikos taikymuose, svarbus šviesolaidžių parametras - jų dispersija. Šviesolaidžių dispersijai nurodyti naudojamas dispersijos parametras D , kuris su GVD susijęs taip: $D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot \text{GVD}$ (kadangi D parametras turi priešingą ženklą GVD parametrai, anomali dispersijos sritis atitinka $D > 0$, normali atitinkamai $D < 0$). Pirmųjų šviesolaidžių mažiausia dispersija, t.y. ZDW buvo ties ~ 1300 nm. Vėliau, keičiant bangolaidinę dispersijos dedamąją, tokių šviesolaidžių ZDW buvo paslinktas ties 1550 nm, t.y. ties bangos ilgiu kur optiniai šviesos sklidimo šviesolaidyje nuostoliai mažiausi. Be to vėliau atsirado kaip tik šioje spektrinėje srityje veikiančių erbiu legiruotų šviesolaidinių stiprintuvų, kurie pasitarnavo siunčiant signalus ilgais atstumais. Visgi pradėjus naudoti bangos ilgių sutankinimo technologiją, pastebėta, kad siunčiamiems signalams atsiranda iškraipymų dėl keturbangio dažnių maišymo efekto [224]. Ties maža dispersijos verte (ties ZDW) susidaro tinkamos sąlygos ir tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga šiam efektui vykti, tad vietoj paslinktos dispersijos šviesolaidžių imti naudoti nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidžiai (NZDSF). Pastarųjų ZDW paslinktas į ilgesnių arba trumpesnių bangos ilgių pusę, taip kad ties 1550 nm bangos ilgiu šviesolaidžio dispersija nebūtų lygi nuliui, bet išliktų mažos vertės ($D = \pm 4$ pm/km/nm).

Kita šviesolaidžių grupė - fotoninių kristalų šviesolaidžiai, pademonstruoti 1996 m. [225] ir nuo tada dėl jų unikalių savybių imti intensyviai taikyti balto šviesos kontinuumo generacijai. Šie šviesolaidžiai sudaryti iš didesnio lūžio rodiklio medžiagos (paprastai - tai kvarcinis stiklas su tam tikromis priemaisomis), kurioje tam tikra tvarka pasiskirsčiusios mažesnio lūžio rodiklio mikrostruktūros (dažniausiai oro), besitęsiančiomis išilgai viso šviesolaidžio. Pagal struktūrinę ypatybę ir šviesos sklidimo mechanizmą PCF skirstomi į pirmo



1.18 pav.: Skirtingų tipų šviesolaidžių skerspjūviai: a) įprastas telekomunikacinis šviesolaidis, b) I tipo (angl. *solid-core*) PCF, c) II tipo (angl. *hollow-core*) PCF. Čia n - lūžio rodiklis, D - šerdies diametras, d - mikrostruktūros diametras, Λ - atstumas tarp gretimų mikrostruktūrų centrų.

tipo, turinčius vientisą centrinę šerdį su aplink išsidėsčiusią periodinę mikrostruktūrų sistema (1.18 b) pav.) ir antro tipo, turinčius tuščiavidurę šerdį su apvaskale išsidėsčiusia mikrostruktūrų sistema (1.18 c) pav.). Pirmo tipo PCF šerdis yra pilnavidurė ir vientisa, o dėl apvaskalės esančių mikrostruktūrų, efektyvus lūžio rodiklis (n_{ef}) čia yra mažesnis. Šviesa tokiaame šviesolaidyje sklinda dėl modifikuoto vidaus atspindžio – į tokį skylėtą apvaskalą patenkanti šviesa atsispindi ir lūžta nuo vidinių ribų tarp stiklo ir oro. Antro tipo šviesolaidžiuose šviesa sklinda dėl fotoninių draustinių juostų tarpo efekto [189]. Apvaskalo n_{ef} čia didesnis nei šerdies, tad visiško atspindžio sąlyga negali būti išpildoma, tačiau periodinės mikrostruktūros apvaskalės sudaro fotonines draustines juostas, kurios neleidžia tam tikro bangos ilgių diapazono spinduliuotei išeiti iš šerdies. Šie šviesolaidžiai pasižymi itin mažais lenkimo nuostoliais, dideliu lazerio indukuoto pažeidimo slenksčiu ir tai sąlygoja jų pritaikymą didelės smailinės galios impulsų perdavimui. Tačiau jiems taip pat būdingi ir dideli optiniai nuostoliai, taip pat eksploataavimo sąlygos komplikotos dėl jautrumo drėgmei ir dulkei. Be to, esant tuščiaviduriam šerdimi (oras), netiesiškumas itin menkas. Dėl šios priežasties CG tyrimuose šie šviesolaidžiai yra panaudoti tik keliuose eksperimentuose, užpildžius jų šerdį didesnio netiesiškumo dujomis (helio, argono, ar ksenono), kurių slėgio keitimas leidžia derinti jų ZDW [226–228]. Visgi patogesni ir dažnesni CG taikymuose - I tipo šviesolaidžiai. Pastarųjų didžiausias privalumas - galimybė žymiai pakeisti jų charakteristikas, keičiant mikrostruktūrų geometrinius parametrus [199]. Galimybė pagaminti įvairaus mikrostruktūros skersmenio, mikrostruktūrų išdėstymo, atstumo tarp jų, šerdies skersmenio šviesolaidžius įgalina ženkliai valdyti jų dispersiją. Varijuojant minėtus parametrus yra keičiamas PCF efektyvus lūžio rodiklis n_{ef} , o tuo pačiu ir šviesolaidžio dispersija [229]:

$$D = D_b + D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{ef}}{d\lambda^2} + D_m, \quad (1.34)$$

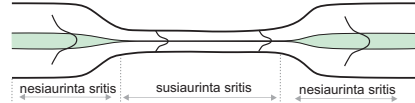
čia D_b - bangolaidinė dispersija, D_m - medžiagos dispersija, aprašoma Selmeje-
rio formule. Telekomunikacinių šviesolaidžių ZDW gali būti paslinkta sąlyginai
nežymiai ir tik į ilgesnių nei $>1,3 \mu\text{m}$ bangos ilgių pusę. Tuo tarpu, galimybė
keisti PCF geometrinius parametrus plačioje srityje leidžia ženkliu keisti ir jo
dispersiją. I-tipo PCF šviesolaidžiuose sukūrus itin mažą visos mikrostruktū-
ros sritį, ZDW buvo paslinktas į regimosios spektro dalies sritį [115, 191, 192] o
tai leido sėkmingai pritaikyti tokio tipo šviesolaidžius kontinuumo generacijai,
žadinant Ti:safyro lazerio spinduliuote [199].

Kitas svarbus parametras CG tyri-
muose - šviesolaidžio netiesiškumo koe-
ficientas [230]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda a_{ef}}, \quad (1.35)$$

čia n_2 - netiesinis lūžio rodiklis, a_{ef}
- efektinis modos plotas. Įprastuose
šviesolaidžiuose netiesiškumas yra kelių

$W^{-1}km^{-1}$ eilės dydis (didžiausias netiesiškumo koeficientas siekė $20 W^{-1}km^{-1}$
1550 nm bangos ilgiui [231]), o PCF atveju gali būti daugiau kaip 10 kartų di-
desnis (didžiausias kvarcinio stiklo PCF viršijo $240 W^{-1}km^{-1}$ 850 nm bangos
ilgiui [232]). PCF didelis netiesiškumas įgyvendinamas efektyviai sutelkiant
spinduliuotę itin mažoje šerdyje (PCF šerdies diametras gali būti $1 \mu\text{m}$ eilės
dydis, o standartinio telekomunikacinio šviesolaidžio 8-10 μm). Be to netie-
siškumas gali būti dar didesnis, PCF gamybai panaudojant kitokios sudėties
stiklus [219, 230, 233, 234, 234], pvz.: chalkogenidinio stiklo PCF buvo gautas γ
 $= 46000 W^{-1}km^{-1}$ 1550 nm bangos ilgiui [234]. Dėka didelio netiesiškumo,
pasiekiamas kur kas mažesnis CG slenkstis, o tai leidžia gauti efektyvų spektro
plitimą, naudojant itin mažų ilgių ($<1 \text{ cm}$) šviesolaidžius [219]. Tokiu būdu
išvengiama spinduliuotės nuostolių, kuriuos ji patirtų sklindant didelio ilgio
šviesolaidžiu: telekomunikaciniai šviesolaidžiai charakterizuojami 0,2 dB/km
nuostoliais 1550 nm bangos ilgio spinduliuotei, o kvarcinio stiklo PCF atitinka-
mai 3 dB/km (pagal kompanijų *Thorlabs* ir *NKT Photonics* pateikiamus duo-
menis). Taip pat šviesolaidžių netiesiškumas gali būti padidintas naudojant
šerdies susiaurinimą vidurinėje šviesolaidžio dalyje 1.19 pav. (toliau TF, angl.
tapered fiber) [196]. Tokie šviesolaidžiai suformuojami kaitinant ir tempiant vi-
duriniąją šviesolaidžio dalį, o išvauduose išlaikant standartinius matmenis, todėl
spinduliuotės įvedimas nėra apsunkinamas, o įvesta spinduliuotė toliau sklinda
sumažintų matmenų šerdimi. Šerdis tokia šviesolaidyje susiaurinama iki
1-3 μm diametro [196, 197]. Spinduliuotės sutelkimas mažų matmenų švieso-
laidžio šerdyje leido padidinti netiesiškumą ir pademonstruoti efektyvią CG,
esant pakankamai mažos energijos (nanodžaulių eilės) kaupinimo impulsams
ne tik PCF šviesolaidžiuose [195, 199], bet ir įprastuose [196].



1.19 pav.: Schematiškai pavaizduo-
tas šviesolaidis su susiaurinta sritimi ([197]).

1.3.2. Pagrindiniai optiniai reiškiniai būdingi kontinuumo generacijai šviesolaidžiuose

Baltos šviesos kontinuumo generacija – netiesinis optinis reiškiny, kai šviesos, sklindančios netiesine terpe, spektras labai išplinta (100 ar net 1000 kartų) dėl sudėtingos įvairių netiesinių procesų sąveikos. Vėliau, toks ekstremalus spektro plitimas imtas vadinti superkontinuumu. Laikoma, kad pirmoji superkontinuumo generacija stebėta 1970 m. [169]: sufokusavus pikosekundinio neodimio lazerio impulsus į BK7 stiklo bandinį gautas spektras, apimantis visą regimąją sritį 400 - 700 nm. Nuo to laiko, šis reiškiny intensyviai tirtas įvairiose netiesinėmis optinėmis savybėmis pasižyminčiose terpėse: įvairiuose kristaluose, skysčiuose, dujose ir optinėse skaidulose [199,235]. CG sąlygojama taip vadinamo Kerro efekto, kuris savo ruožtu lemia įvairių optinių reiškinių atsiradimą, kurių individualus indėlis į spektro plitimą, priklauso nuo kaupinimo spinduliuotės parametrų (impulso energijos, trukmės, bangos ilgio) ir pačio šviesolaidžio savybių (ZDW, netiesiškumas γ).

Impulsų sklidimui šviesolaidyje modeliuoti naudojama apibendrinta netiesinė Šrėdingerio lygtis (toliau GNLSE, angl. *generalized nonlinear Schrödinger equation.*) [199,236]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma \left(1 + i\tau_s \frac{\partial}{\partial t} \right) \times \left(A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t'|^2) dt' \right) \quad (1.36)$$

Kairioji 1.36 lygties dalis aprašo tiesinio sklidimo narius: $\frac{\partial A}{\partial z}$ - impulso gaubtinės sklidimą, $\frac{\alpha}{2}A$ - patiriamus nuostolius sklidimo metu (α - tiesinis nuostolių koeficientas), $\beta_k = \frac{\partial^k \beta}{\partial w^k}$ - dispersijos koeficientai, gaunami Teiloro eilute skleidžiant dispersijos koeficiento išraišką:

$$\beta(w) = \beta_0 + \frac{\partial \beta}{\partial w}(w - w_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial w^2}(w - w_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \beta}{\partial w^3}(w - w_0)^3 + \dots \quad (1.37)$$

Dešinioji 1.36 lygties dalis aprašo netiesinių reiškinių įtaką impulsui: γ - netiesiškumo koeficientas apibrėžiamas 1.35 išraiška, $i\tau_s \frac{\partial}{\partial t}$ - aprašo impulso statėjimą, dešinysis narys apibrėžtas integralu įskaito fazės moduliavimąsi, keturbangį dažnio maišymą, ir Ramano efektus, kur $R(t)$ - atsako funkcija, įskaitanti tiek elektroninį, tiek Ramano atsaką į netiesinę poliarizaciją [236]:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (1.38)$$

čia f_R - faktorius nusakantis Ramano atsako indėlį, paprastai laikomas lygiu 0,18, h_R - Ramano skerspjūvis. Priklausomai nuo eksperimento sąlygų, mo-

deliavimo metu GNLSE išraiškoje kai kurie nariai gali būti pašalinami arba įskaitomi papildomi nariai (poliarizacija, triukšmas, modos priklausomybė nuo dažnio ir pan.). Šrėdingerio lygčiai spręsti dažniausiai naudojamas žingsnių padalinimo Furjė analizės metodas, kurio principas aprašytas 1.1.7 skyrelyje. Šviesolaidžiuose sklindanti spinduliuotė sutelkiama mažame jo šerdies plote, o tai sudaro sąlygas pasiekti didelius intensyvumus, sąlygojančius terpės netiesinį atsaką. Šviesolaidžiai - centrosimetrinė terpė, tad jų $\chi^{(2)} = 0$, tačiau esant pakankamai dideliame intensyvume vyksta poliarizuotumo nario, proporcingo trečios eilės optiniam jautriui ($\chi^{(3)}$) sąlygojama fazinė moduliacija (SPM) (žr. 1.1.6). Reiktų nepamiršti, kad realiu atveju, sklindant ultratrumpam impulsui, negalime ignoruoti medžiagos dispersijos, tad bendrai spektro plitimas priklausys nuo sudėtingos sąveikos tarp SPM ir dispersijos. Jei impulso centrinis dažnis atitinka medžiagos normalios dispersijos sritį, vykstant SPM, impulsui bus būdingas tiek spektrinis, tiek laikinis plitimas. Tokiam impulsui būdingas tiesinis čirpas, kuris gali būti panaudotas efektyviam impulso laikiniam spaudimui [237]. Šviesolaidžiuose spinduliuotė yra apribota erdvėje (čia nepasireiškia stiprūs fokusavimosi, filamentacijos efektai būdingi tūrinių terpių CG), tad sklindant impulsui, kurio centrinis dažnis yra medžiagos anomalios dispersijos srityje, dėl SPM ir dispersijos sąveikos čia gali formuotis trumpi, intensyvūs, ilgą atstumą savo formos nekeičiantys impulsai - solitonai, taip pat generuotis dispersinės bangos, bei pasireikšti Ramano sklaidos, keturbangio maišymo ar jau anksčiau aptarto XPM efektai. Šie netiesinės optikos reiškiniai, lemiantys CG šviesolaidyje bus trumpai apžvelgti šiame skyrelyje.

Keturbangis dažnių maišymasis

Keturbangis dažnių maišymas (toliau FWM, angl. four-wave mixing) - netiesinis reiškinys, vykstantis $\chi^{(3)}$ terpėse, kai joje du skirtingų dažnių impulsai ω_1 ir ω_2 sąveikauja tarpusavyje ir sąlygoja dar dviejų skirtingo dažnio komponentų: $\omega_3 = \omega_1 - (\omega_2 - \omega_1)$ ir $\omega_4 = \omega_2 + (\omega_2 - \omega_1)$ atsiradimą. Be to, naujai generuojami dažnio komponentai gali būti parametriškai stiprinami arba patys tapti pradinėmis dažnio komponentėmis kitai keturbangio maišymosi pakopai. Atskiras keturbangio maišymosi atvejis gali būti kai du iš keturių dažnių yra vienodi, t.y. išsigimęs keturbangis dažnių maišymas. Efektyviam FWM vykti turi būti išpildoma fazinio sinchronizmo sąlyga: FWM stiprinimo koeficientas impulsams sklindant šviesolaidžiuose [238]: $g = \sqrt{(\gamma P_k)^2 - (\frac{\Delta k}{2})^2}$. Tad esant faziniam sinchronizmui $\Delta k = 0$ didžiausias galimas stiprinimas $g_{max} = \sqrt{(\gamma P_k)^2} = 1/L_{LN}$.

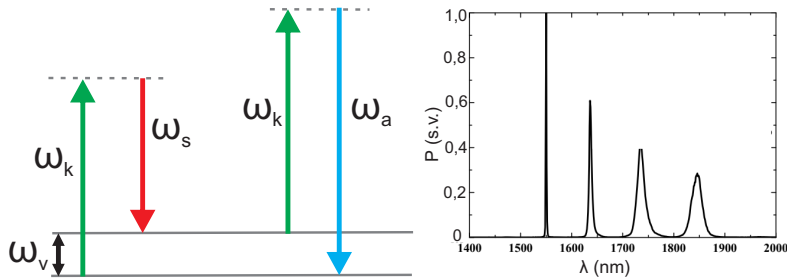
Priverstinė Ramano sklaida

Ramano sklaida – neelastinis sklaidos procesas, kurio metu kritęs fotonas (ω_k) yra sugeriamas medžiagoje, o išspinduliuojamas mažesnio dažnio fotonas ($\omega_s = \omega_k - \omega_f$ (čia ω_v - dažnio poslinkis, kuris yra būdingas medžiagai, t.y. pa-

rodo vibracinio lygmens padėtį). Toks dažnio pakitimas vadinamas Stoksinium poslinkiu. Jei kitas fotonas sąveikauja su medžiaga dar nespėjęs jai relaksuoti iš sužadinto lygmens, galima Ramano sklaidą nuo sužadinto energijos lygmens – antistoksinis poslinkis $\omega_a = \omega_k + \omega_v$. Ramano sklaidos energinių lygmenų diagrama pateikta 1.20 pav. Jei terpėje veikiama didelio intensyvumo spinduliuote kartu vyksta ir generuojamos Stoksinės bangos stiprinimas – priverstinė Ramano sklaidą (toliau SRS) [29]:

$$I_s(z) = I_s(0)e^{G(\omega_s)z}, \quad (1.39)$$

čia $G(\omega_s)$ - Ramano stiprinimo koeficientas. Stokso bangos stiprinimo ypatybė - jam vykti nėra būtina tenkinti fazinio synchronizmo sąlygų [29]. Kitaip yra antistoksinės spinduliuotės atveju: medžiaga po sklaidos akto lieka nesužadintoje būsenoje ir antistoksinė banga terpėje efektyviai generuojama tik tam tikromis kryptimis, t.y. jai turi būti tenkinama fazinio synchronizmo sąlyga. Dėl šios priežasties, kontinuumo spektro moduliacija dėl SRS yra asimetrinė: efektyviau atsiranda mažesnių dažnių spektriniai komponentai, t.y. atitinkantys Stoksinius poslinkius.



1.20 pav.: Kairėje: energijos lygmenų diagrama schematiškai vaizduojanti Ramano sklaidos metu atsirandantią spinduliuotę su Stoksinium dažnio poslinkiu (ω_s) ir antistoksinium (ω_a). Dešinėje: kaskadinė SRS, stebėta chalkogenidinio stiklo šviesolaidyje, žadinant 1550 nm centrinio bangos ilgio nanosekundiniais impulsais [239].

Jei Ramano sklaidą vyksta labai efektyviai, kaupinimas yra nuskurdinamas ir galima stebėti aukštesnių eilių Stoksinų komponentų atsiradimą (1.20 b) pav.). Pirmoji Stoksinė banga sustiprinama tiek, kad ima veikti kaip naujas kaupinimas kitai bangai su dvigubu Stoksinium poslinkiu. Jei pradinio kaupinimo intensyvumas pakankamai didelis, galima stebėti keleto eilių Stoksinų komponentų atsiradimą.

Solitonai, jų skilimas, savojo dažnio slinkimas ir dispersinės bangos

Kuomet impulso, sklindančio šviesolaidžiu, centrinis bangos ilgis atitinka $GVD < 0$, egzistuoja tam tikra kritinė galia, kuriai esant atsiranda balansas tarp

teigiamo čirpo, kurį lemia SPM ir neigiamo, atsirandančio dėl anomalios šviesolaidžio GVD poveikio. Tokiu atveju terpėje formuojasi impulsai, sklindantys terpėje be iškraipymų (išlaikantys savo spektrinę ir laikinę formą) ir galintys tampriai sąveikauti su kitomis bangomis. Tokie impulsai vadinami solitonais, o jų generacijos kritinė galia yra [68, 235]:

$$P_{kr} = \frac{2n_0 |g_0| S_{ef}}{\tau_0^2 k_0 n_2}, \quad (1.40)$$

čia g_0 - grupinių greičių dispersijos koeficientas, S_{ef} - modos skerspjūvis šviesolaidyje, τ_0 - impulso trukmė, k_0 - bangos skaičius, n_0 - tiesinė lūžio rodiklio dalis, n_2 - netiesinė lūžio rodiklio dalis.

Nors teorinis optinių solitonų pagrindimas egzistavo jau nuo 1965 m. [240], dėl tinkamų tuo metu lazerinių šaltinių nebuvimo eksperimentiškai jie stebėti tik 1980 m. matuojant šviesolaidžio išėjime impulsų autokoreliacines funkcijas ir lyginant jų profilius su skaitmeniškai išspręstais netiesinės Šrėdingerio lygties sprendiniais [241]. Šrėdingerio solitonai, būdingi CG anomalioje dispersijos srityje, yra analitiniai GNLSE lygties (neįskaičius Ramano efektų ir aukštesnės eilės dispersijų) sprendiniai [68]. Gaunamas tokios lygties sprendinys yra [29, 68]:

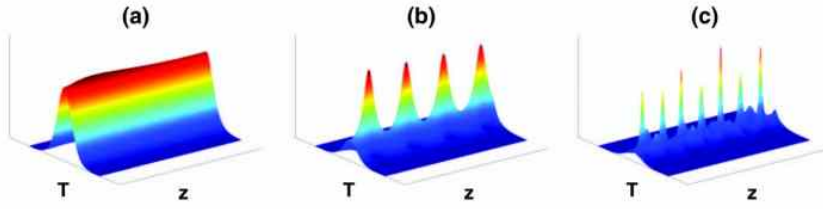
$$A_s = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right), \quad (1.41)$$

čia A_0 - smailinė solitono amplitudė, τ_0 - solitono trukmė. Tokio solitono amplitudei būdinga priklausomybė $A_0^2 \sim 1/\tau_0^2$, t.y. kuo didesnė solitono amplitudė, tuo jo trukmė mažesnė. Netiesinės Šrėdingerio lygties solitoniniai sprendiniai gaunami ir esant didesnei kaupinimo galiai nei P_{kr} , t.y. gaunami aukštesnės eilės N solitonai. Pastariesiems būdingas periodiškai atsikartojančio impulso pavidalo sklidimas, o atstumas, kuriame jų spektrinis ir laikinis pavidalas atsistato ($z_s \approx \frac{\tau^2}{2|GVD|}$), vadinamas solitono periodu (skaitmeniškai sumodeliuoti 1, 2 ir 3 eilės solitonų sklidimo pavyzdžiai pateikti 1.21 pav.). Solitono eilė priklauso tiek nuo šviesolaidžio, tiek nuo kaupinimo parametrų [199]:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_k \tau_0^2}{GVD}, \quad (1.42)$$

čia $L_D = \frac{\tau_0^2}{GVD}$ - šviesolaidžio dispersinis ilgis, $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_k}$ - netiesinis šviesolaidžio ilgis, γ - šviesolaidžio netiesiškumo koeficientas, apibrėžiamas 1.35 išraiška. Tiesa, reiktų pasakyti, kad 1.42 išraiška, tik apytikslė, gauta, įskaičius tik antros eilės dispersijos narį. Dėl šios priežasties, reik turėti omenyje, kad kuo platesnis kaupinimo spektras, tuo mažiau tikslī ši išraiška [81].

Visgi realiomis sąlygomis idealus balansas tarp anomalios dispersijos ir SPM efekto mažai tikėtinas, kadangi kartu pasireiškia ir kiti dispersiniai bei netiesiniai efektai: dispersinių bangų generacija ir SRS [199, 243]. Dispersinės bangos



1.21 pav.: solitoninis sklidimas: a) $N=1$, b) $N=2$, c) $N=3$ eilės solitonams [242].

(toliau DW) atsiranda dėl trečios ir aukštesnių eilių dispersijos narių įtakos, sklindant tarpėje itin trumpiems impulsams. Dėl aukštesnių eilių dispersijos ir SRS įtakos vyksta solitono skilimas laike, ir N - solitoninio impulso atveju, toks skilimas gali vykti į N skirtingos trukmės ir smailinės galios fundamentinių solitonų [244]. Būdingas skilimo atstumas yra proporcingas šviesolaidžio dispersinio ilgio ir solitono eilės santykiui [80]: $L_{sk} \sim L_D/N$. Skilusių solitonų atsiskyrimas laike išryškėja maždaug nusklidus apie penkis kartus didesnę atstumą nei dispersinis ilgis [199], o iki tol spektras pasižymi moduliacija dėl solitonų tarpusavio interferencijos, nes čia jie dar persikloja. Solitonų skilimo efektas itin svarbus CG atveju, nes lemia didelį spektro plitimą, kaupinant anomalios šviesolaidžio GVD srityje [203].

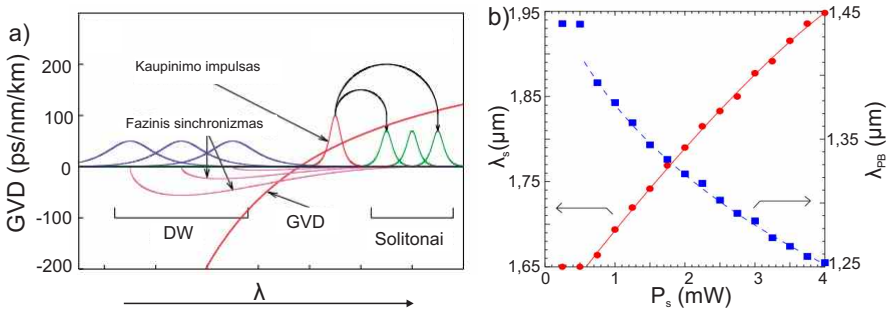
Kaip jau minėjome, aukštesnės eilės solitono, kurio bangos ilgis artimas ZDW, skilimas gali būti sutrikdytas dėl aukštesnės eilės dispersijos poveikio ir dalis solitono energijos išspinduliuojama į mėlynąją spektro sritį dispersinės bangos forma (dar kartais vadinama nesolitonine spinduliuote) [203]. Kiekvienas atskilęs fundamentinis solitonas išspinduliuoja savo DW, o jų dažniams galioja fazinio synchronizmo sąlyga (1.22 a) pav.): P_s galios ω_s centrinio dažnio solitonas sklindantis grupiniu greičiu v_{gs} gali generuoti dispersinę ω_D dažnio bangą, kai jiems galioja sąryšis [199]:

$$\beta(\omega_s) - \frac{\omega_s}{v_{gs}} + (1 - f_R)\gamma P_s = \beta(\omega_D W) - \frac{\omega_D W}{v_{gs}}. \quad (1.43)$$

Tokia fazinio synchronizmo sąlyga išpildoma tik įskaičius aukštesnių (kartais ir ketvirtos ar penktos) eilių dispersinius narius.

Aukštesnės eilės solitonų sklidimas gali būti sutrikdytas ir dėl Ramano sklaidos. Kuris iš efektų (DW ar Ramano sklaida) dominuoja lemiant solitonų skilimą ir spektro plitimą, priklauso nuo kaupinimo impulso trukmės. Itin trumpiems impulsams ($\tau < 20$ fs), dominuoja dispersinių bangų efektas, ilgesniems nei 200 fs impulsams - Ramano. Tarpiniame režime, laikoma, kad abu efektai lemia panašaus masto trikdymą [199].

Kiekvienas individualus solitonas iš pradinio impulso atskyla paeiliui: vienas po kito ir skiriasi savo smailine galia ir trukme. Pirmiausiai atskilęs solitonas yra didžiausios smailinės galios, trumpiausias ir juda didžiausiu grupiniu



1.22 pav.: a) Supaprastintai pavaizduotas solitonų skilimas ir dispersinės bangos. Adaptuota iš [203]. b) Solitono ir pagautos bangos dažnio slinkimas (atitinkamai λ_s ir λ_{PB}) stebėti, keičiant į šviesolaidį įvedamo solitono galią (P_s) [245].

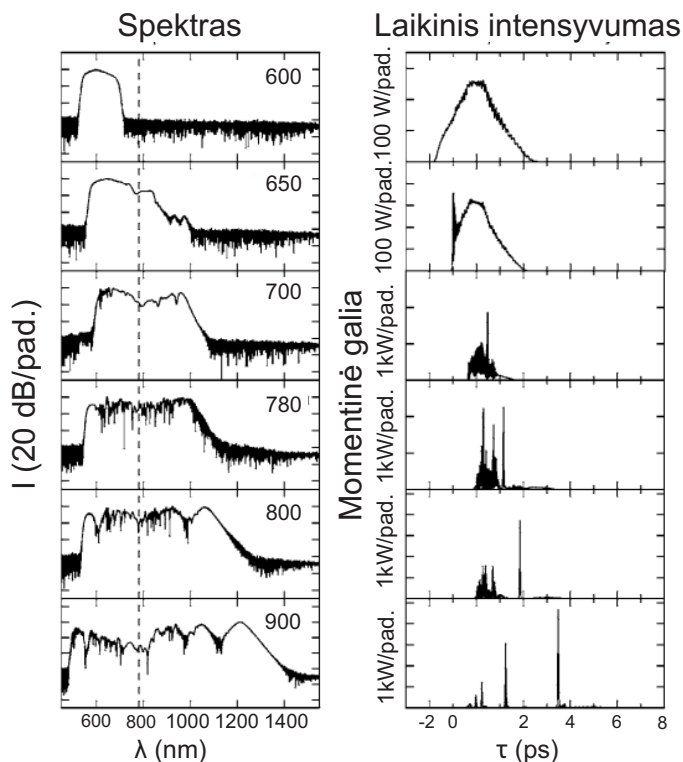
greičiu. Po skilimo, kiekvienas toks solitonas patiria nuolatinį centrinio dažnio poslinkį į ilgesnių bangų sritį. Šis procesas dar vadinamas solitono savojo dažnio slinkimusi (toliau SSFS, angl. *soliton self-frequency shift*) arba Ramano sklaida impulso viduje (angl. *Raman intrapulse scattering*). SSFS efektas vyksta dėl to, kad kiekvienas atskiras solitoninis impulsas persikloja su Ramano stiprinimo juosta ir dėl to mažesnio dažnio impulso komponentai sustiprinami perduodant energiją iš didesnio dažnio impulso komponentų [244, 246]. Skaitmeniškai yra parodyta, kad tokiam dažnio poslinkiui būdinga priklausomybė:

$$\Delta\omega_R \approx \frac{|GVD|}{\tau_0^4} [246].$$

Taip pat reiktų pabrėžti, kad ultratrumpųjų impulsų atveju, solitoniniame režime spektro plitimas gali būti dar sudėtingesnis, kadangi esant faziniam synchronizmui tarp dispersinių bangų ir solitonų, pastarieji gali sąveikauti tarpusavyje dėl kryžminės fazinės moduliacijos ar keturbangio maišymo [247, 248]. Dėl to stebimas ne tik spektro plitimas į „raudonąją“ spektro kraštą dėl SSFS, bet ir į „mėlynąją“. Tokia sąveika dar vadinama pagautomis bangomis (angl. *trapped waves*) [245, 248–250], čia solitonas su slenkančiu savuoju dažniu lemia dispersinės bangos tolimesnį plitimą į mėlynąją spektro pusę. Solitono dažnis sklindant tolyn dėl SSFS pastoviai mažėja, tad jam būdingas lėtėjimas. Dėl šios priežasties jis gali imti laike persikloti ne tik su DW, bet ir su minėtos XPM sugeneruotoms spektrinėmis komponentėmis (vyksta pakopinė XPM), o tai lemia dar didesnį spektro plitimą į „mėlynąją“ pusę [247]. Taip pat pastebėta, kad dispersinių bangų „pagavimas“ lemia sumažėjusį jų dispersinio plitimo mastą, t.y. dispersinis impulsas dėl grupinių greičių dispersijos turėtų išplisti daug labiau, bet yra slopinamas vienalaikiškai sklindančio solitono poveikio.

1.3.3. Žadinančios spinduliuotės bangos ilgio įtaka kontinuumo generacijai šviesolaidžiuose

Šviesolaidžio dispersija - vienas iš pagrindinių veiksnių, lemiančių kontinuumo generacijos efektyvumą. Skaitmeniškai modeliuojant solitonų susidarymą ir skilimą buvo numatyta, kad kaupinimas anomalios GVD srityje gali lemti didelį spektro plitimą. Dėl šios priežasties dauguma CG šviesolaidžiuose eksperimentų orientuojasi į kaupinimą bangos ilgiu artimu šviesolaidžio ZDW, o detalių eksperimentų nagrinėjančių kontinuumo ypatumus, keičiant spinduliuotės bangos ilgį nėra. Teorinis bangos ilgio įtakos CG procesui nagrinėjimas pateiktas J. M. Dudley ir bendraautorių apžvalgoje [199]. Autoriai skaitmeniškai modeliaavo spektro plitimą 15 cm ilgio PCF (ZDW=780 nm), kaupinant 50 fs trukmės 10 kW smailinės galios impulsais. Skaitinio modeliavimo rezultatai pateikti 1.23 pav. Autoriai išskyrė tris kontinuumo formavimosi režimus, priklausomai nuo kaupinimo bangos ilgio padėties ZDW atžvilgiu: nesolitoninis (dominuoja SPM), solitoninis ir tarpinis. Matome, kad kaupinant 600 nm bangos ilgio spinduliuote, t.y kaupinimas yra normalios GVD srityje ir iš panaudotų bangos ilgių esantis toliausiai nuo ZDW, spektras plinta simetriškai, o impulso skilimo laike nėra. Tai rodo, kad šiuo atveju pagrindinis spektro plėtros mechanizmas yra SPM. Kaupinimo bangos ilgiui artėjant link ZDW, bet išliekant normalioje GVD srityje, pradinis spektrinis plitimas dėl SPM lemia tai, kad dalis spektro pasiekia šviesolaidžio ZDW sritį ir atsiduria anomalios GVD srityje (680 ir 750 nm atvejai). Čia, dėl impulso ilgėjimo ir greito smailinės galios mažėjimo sklidimo metu, plitimas yra ribotas, bet dėl anomalios dispersijos poveikio impulso laikiniame pavidale atsiranda osciliacijų. Toliau didinant bangos ilgį, vis daugiau spektro dėl SPM pakliūna į anomalios dispersijos sritį ir ima formuotis solitonai. Trečias režimas, atitinka atvejį kai kaupinimo bangos ilgis peržengia šviesolaidžio ZDW ir vyksta dominuojantis solitoninis spektro plitimo pobūdis: skilimas į keletą impulsų, dispersinių bangų generacija. Šiuo atveju, atrodytų, kad ilgėjant bangos ilgiui, spektro plitimas turėtų imti mažėti (priešingai nei gauti rezultatai) dėl didėjančios GVD ir mažėjančios solitonų eilės (žr. 1.42 išraišką). Tačiau, spektro plitimą apsprendžia ir tai koks yra sklidimo ilgio santykis su L_D , t.y. ar spėja solitonai šviesolaidyje išsiskirti. Pavyzdžiui, nors 800 nm kaupinimo atžvilgiu, solitonų eilė yra 14, tačiau dėl dispersijos poveikio, jų akivaizdaus atsiskyrimo atstumas beveik metras, o šviesolaidis 15 cm ilgio, todėl laikiniame pavidale matomas tik vienas solitonas, o didelė energijos dalis dar pasilikus kaupinimo aplinkoje. Tuo tarpu, 900 nm bangos ilgio atžvilgiu, solitono eilė mažesnė ($N=5,5$), tačiau charakteringas išsiskyrimo atstumas yra palyginamas su šviesolaidžio ilgiu, todėl jų matosi daugiau, o kaupinimo aplinkoje matomas energijos sumažėjimas. Toliau didinant bangos ilgį, tarp solitono ir dispersinių bangų spektrinės dalies stebėtas atsirandantis tarpas, nes energija pasiskirsto tarp „raudonesnių“ solitonų ir fazinio sinchronizmo sąlyga tenkinančių „mėlynėsių“ dispersinių bangų.



1.23 pav.: Skaitmeniškai modeliuojant gauti superkontinuumo spektrai ir laikinės formos, keičiant kaupinimo bangos ilgį. Punktyrinė linija žymi šviesolaidžio ZDW. Adaptuota iš [199].

1.3.4. Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas

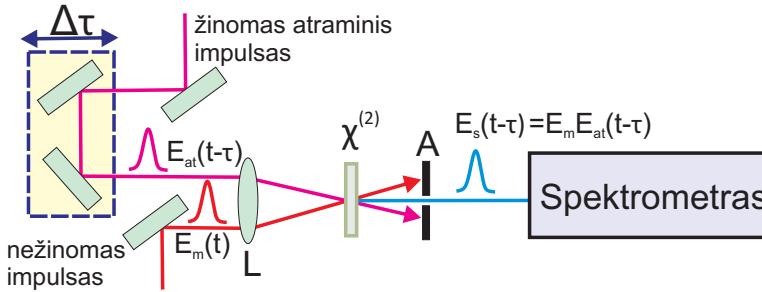
Kaip matyti iš ankstesnio skyrelio, CG šviesolaidyje gali lemti daug įvairių tiesinių ir netiesinių optinių efektų, kurie sąlygoja ne tik didelį spektro plitimą, bet ir sudėtingus impulso laikinių charakteristikų pokyčius. Dėl šios priežasties tiriant CG, svarbu gauti ne tik spektrinę informaciją (matuojant kontinuumo spektrą), bet ir laikinę. Ultratrumpų impulsų atveju tam dažniausiai naudojama dažninės skyros optinės sklendės metodas (toliau FROG) [251–253]. FROG metodas yra analogiškas autokoreliaciniam impulso trukmės matavimui, tik čia vietoje fotodiodo, naudojamas spektrometras, t.y. matuojama „auto-spektrograma“, iš kurios, naudojant tam tikrą atstatymo algoritmą, galima gauti pilną informaciją apie impulsą (intensyvumą, trukmę, laikinę ir spektrinę fazes). Priklausomai nuo skirtingų strobavimo mechanizmų, egzistuoja įvairūs FROG metodai, tačiau dažniausiai naudojama antros harmonikos generacijos FROG (SHG FROG). Tokiu atveju naudojama netiesinė (χ^2 terpė), į kurią antrai harmonikai generuoti suvedami du tiriamojo signalo impulsai. Vienas iš padalintų impulsų yra vėlinimas kito atžvilgiu ir spektrometru registruojami

SHG signalai, esant įvairioms vėlinimo vėrtėms. Iš šių gautų spektro masyvų gaunama frogograma (arba FROG pėdsakas), kurioje spalvine skale atvaizduojamas intensyvumas, o ašyse - dažnis ir vėlinimas. Kontinuumui tirti paprastai naudojama FROG atmaina - kryžminės koreliacijos dažninės sklendės metodas (toliau XFROG). XFROG matavimo principinė schema pavaizduota 1.24 pav. Čia, skirtingai nei FROG atveju, vietoje tiriamo impulso kopijos naudojamas kitokio dažnio žinomas atraminis impulsas ir dažniausiai matuojamas suminio dažnio (atraminio ir tiriamo) generacijos signalas. XFROG privalumas - atraminis impulsas gali būti daug intensyvesnis už tiriamąjį ir dėl to gali sustiprinti registruojamą signalą, kadangi pastarasis yra atraminio ir tiriamojo impulsų sandauga [254]:

$$E_{sig}(t, \tau) = E_m(t)E_{at}(t - \tau) \quad (1.44)$$

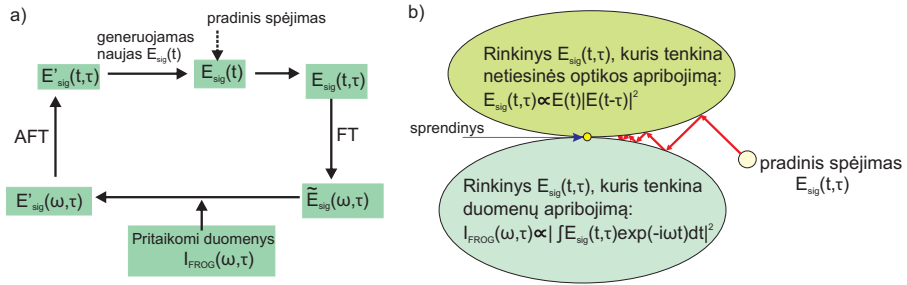
XFROG pėdsakas:

$$I_{XFROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_m(t)E_{at}(t - \tau) \right|^2. \quad (1.45)$$



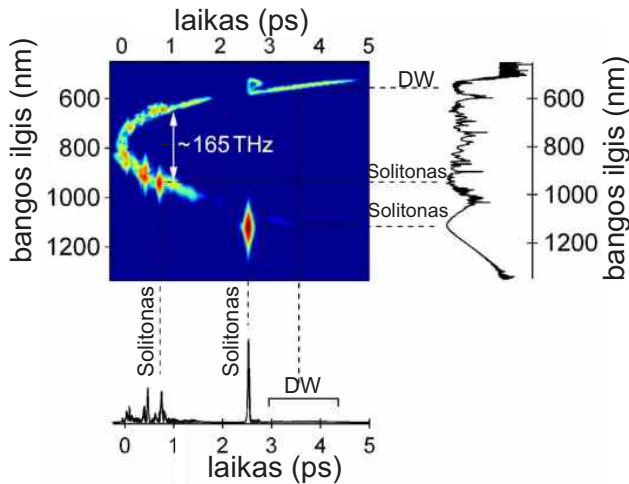
1.24 pav.: XFROG matavimo schema, generuojant suminį dažnį netiesinėje terpėje $\chi^{(2)}$. Čia E_{at} - atraminis impulsas, E_m - matuojamas impulsas, E_s - suminio dažnio impulsas, L - lęšis, A - apertūra, $\Delta\tau$ - vėlinimas.

Impulso charakteristikų nustatymui iš FROG matavimo duomenų dažniausiai naudojamas apibendrintų projekcijų metodas. Jo principas pavaizduotas 1.25 pav. Algoritmas pradamas spėjant signalo lauko formą $E_{sig}(t)$, tada generuojamas signalas tenkinantis FROG metu naudojamo netiesinės optikos reiškinių apribojamą signalo formą $E_{sig}(t, \tau)$. Paskui, atlikus Furjė transformaciją gaunamas $\tilde{E}_{sig}(\omega, \tau)$ lauko pavidalas ir lyginama su išmatuoto XFROG duomenimis. Gautam naujo signalo pavidalui $E'_{sig}(\omega, \tau)$ atliekama atvirkštinė Furjė transformacija, t.y. turimas naujas spėjimas $E'_{sig}(t, \tau)$. Pastarajam algoritmas kartojamas ir toks ciklas tęsiasi iki kol pasiekiamas projekcijų susikirtimo taškas, t.y. gaunamas sprendinys. XFROG metodo atveju, algoritmas analogiškas, tik signalo lauko aprašymui visada naudojamas pastovus žinomo



1.25 pav.: Schematiniai a) FROG algoritmo ir b) apibendrintų projekcijų metodo atvaizdavimai. Čia FT - Furjė transformacija, AFT - atvirkštinė FT. Adaptuota pagal [252, 255].

atraminio impulso elektrinis laukas.



1.26 pav.: Kontinuumo xfrogogramos pavyzdys. Panaudota [199] publikacijoje pateikto skaitmeniškai sumodeliuoto superkontinuumo XFROG pėdsakas, gauto nagrinėjant 835 nm bangos ilgio 10 kW smailinės galios 50 fs trukmės impulsų sklidimą 15 cm PCF šviesolaidyje (ZDV=780 nm).

XFROG metodas dažnai naudojamas tiek CG eksperimentuose, tiek teoriškai modeliuojant CG šviesolaidžiuose [199, 214, 245, 247, 248, 256–260], kadangi leidžia intuityviai pamatyti daug informacijos apie kontinuumo impulsą net netaikant matematinio algoritmo impulso charakteristikų atstatymui, t.y. leidžia įvertinti charakteringus kontinuumo bruožus iš pirmo žvilgsnio į spektrogramą [199]. Pavyzdžiui, žvelgiant į spektrogramą pateiktą 1.26, galima iškart identifikuoti Ramano solitonus ir dispersines bangas, jų dažnines ir laikines charakteristikas. Be to, matomas XFROG būdingas parabolinės formos pėdsakas yra susijęs su šviesolaidžio dispersinėmis savybėmis ir leidžia greitai identifikuo-

ti pastarojo ZDW (atitinka kreivės linkio tašką). Gilesnė šio pėdsako analizė gali būti panaudota šviesolaidžio grupinių greičių dispersijos nustatymui, kurį aptarsime kitame skyrelyje.

1.3.5. Šviesolaidžio grupinių greičių dispersijos nustatymas, panaudojant kontinuumo generaciją

Iš anksčiau aprašytos literatūros apžvalgos, akivaizdu, kad šviesolaidžio dispersija turi didelę įtaką kontinuumo pobūdžiui, ir spektro plitimo mastui, tad jos charakterizavimas - svarbus uždavinys. Ypač GVD nustatymas aktualus PCF atveju, kadangi tokie šviesolaidžiai šiuo metu naudojami didžiojoje CG eksperimentų dalyje, o jų dispersija labai jautrus parametras, ženkliai priklausantis nuo suformuotų mikrostruktūrų charakteristikų. Populiariausias būdas nustatyti šviesolaidžio GVD – skaitmeninė analizė [80]. Tam dažniausiai panaudojama skenuojančiu elektronų mikroskopu (SEM) padaryta tiriamo šviesolaidžio nuotrauka, išanalizuojami mikrostruktūrų parametrai: diametrai, tarpai ir t.t., kurie vėliau naudojami sukurti mikrostruktūrą analizei. Šio metodo trūkumai: mikrostruktūrų dydžiai skiriasi tarpusavyje, be to jie gali varijuoti ne tik skerspjūvyje, bet ir išilgai šviesolaidžio. Taip pat realioje schemeje naudojamo šviesolaidžio mikrostruktūrų geometriniai parametrai gali skirtis nuo analizuojamo, pvz.: dėl mechaninių įtempių uždedant stiklo antgalį ant šviesolaidžio galo (toks antgalis dedamas dėl PCF jautrumo aplinkai: drėgmei, dulkioms), ar ruošiant SEM matavimui. Dėl šių priežasčių, disperijos įvertinimui naudojami vidutiniai dydžiai, bet dėl to nukenčia tikslumas. Įprasti eksperimentiniai šviesolaidžių dispersijos charakterizavimo metodai (impulso vėlinimo, fazės poslinkio, interferometriniai, spektrinės moduliacijos) turi pernelyg daug trūkumų, ribojimų arba yra per sudėtingi PCF atveju. Detalią jų apžvalgą galima rasti J. Vengelio disertacijoje [80]. Šiame darbe naudojamo šviesolaidžio GVD charakterizavimui pasitelktas [260] publikacijoje pristatytas naujas metodas, kurio principas remiasi tuo, kad sugeneruoto kontinuumo sklidimas yra nulemtas šviesolaidžio dispersinių savybių. Čia šviesolaidžio GVD nustatymui panaudojami duomenys, gauti iš sugeneruoto matuojamame šviesolaidyje kontinuumo XFROG metodu gautos spektrogramos (toliau xfrogograma arba XFROG pėdsakas). Tokia spektrograma gaunama matuojant suminio dažnio spektrus, esant skirtingam vėlinimui tarp atraminio ir kontinuumo impulsų, t.y. kontinuumo bangos ilgį su suminio dažnio bangos ilgiu sieja sąryšis:

$$\frac{1}{\lambda_k} = \frac{1}{\lambda_{sum}} - \frac{1}{\lambda_{atr}}, \quad (1.46)$$

čia λ_k - kontinuumo spektrinio komponento bangos ilgis, λ_{sum} - suminio dažnio bangos ilgis, λ_{atr} - žinomas atraminio impulso bangos ilgis. Tokioje spektrogramoje užfiksuotą kontinuumo pėdsaką galima aproksimuoti polinomu: $T(\lambda) = \sum_{m=0}^m a_m \left(\frac{\lambda - \lambda_k}{\sigma}\right)^m$ (čia λ_k - vidutinis bangos ilgis, a_m - polinomo

koeficientai, σ - bangos ilgių variacija). Spektrogramoje užfiksuotą pėdsaką aproksimuojantis polinomas atitinka laikinį kiekvieno kontinuumo spektrinio komponento bangos ilgio vėlinimą atraminio impulso atžvilgiu:

$$T(\lambda) = \frac{L}{v_g(\lambda)} - \frac{L}{v_g(\lambda_{atr})} = \frac{L}{c}n_g(\lambda) - \frac{L}{c}n(\lambda_{atr}) = \frac{L}{c}\Delta n_g(\lambda), \quad (1.47)$$

čia L - sklidimo nuotolis (šviesolaidžio ilgis), $v_g(\lambda)$ ir $v_g(\lambda_{atr})$ - atitinkamai matuojamo ir atraminio impulso grupiniai greičiai, $n_g(\lambda)$ ir $n_g(\lambda_{atr})$ - matuojamo ir atraminio impulsų grupiniai lūžio rodikliai, c - šviesos greitis, $\Delta n_g(\lambda)$ - matuojamo ir atraminio impulsų lūžio rodiklių skitumas. Šviesolaidžio dispersijos parametras:

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}GVD = -\frac{\lambda}{c} \frac{dn^2}{d\lambda^2}. \quad (1.48)$$

Remiantis 1.47 išraiška galima parodyti, kad $\frac{dn^2}{d\lambda^2} = \frac{c}{\lambda L} \frac{dT(\lambda)}{d\lambda}$ ir įstačius į dispersijos išraišką 1.48, gauname:

$$D = \frac{1}{L} \frac{dT(\lambda)}{d\lambda}. \quad (1.49)$$

Dispersijos neapibrėžtumas 95 % pasiklovimo intervale:

$$\delta D = 2\sqrt{\left(D \frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\delta T'_\lambda}{L}\right)^2}, \quad (1.50)$$

čia δL - šviesolaidžio ilgio neapibrėžtis, T'_λ - laikinio vėlinimo išvestinės bangos ilgio atžvilgiu neapibrėžtis, vertinta remiantis [261] publikacijoje pateiktu modeliu.

Šio aptarto šviesolaidžių GVD matavimo metodo pagrindiniai privalumai [80]:

- paprastumas - dispersija įvertinama iš kontinuumo XFROG pėdsako duomenų, toks metodas nereikalauja labai ilgų ar specialiai paruošiamų šviesolaidžių, o šviesos įvedimas dėl naudojamos lazerinės spinduliuotės (o ne halogeninės lempuotės kaip interferometriniuose metoduose) į šviesolaidį nesudėtingas. Be to pažvelgus į XFROG pėdsaką, galima lengvai nustatyti šviesolaidžio ZDW taškus, nes pastarieji atitinka xfrogogramos linkio taškus.
- trumpas matavimas - plati D priklausomybė nuo bangos ilgio gaunama iš vieno kontinuumo matavimo XFROG metodu (matuojama sritis apspręsta xfrogogramos spektrinių ribų, kurias apspręsdžia sugeneruoto kontinuumo spektrinis plitimas ir suminės dažnio generacijos efektyvumas atskiriems kontinuumo dažniniams komponentams).

- galima kiekybiškai įvertinti dvejetainių šviesolaidžių atskirų modų lūžio rodiklius.
- didelis tikslumas - pademonstruota, kad gali išskirti labai nedidelius lūžio rodiklio skirtumus (mažesnius nei $\Delta n_g = 0,002$).

2. OPTINIŲ PARAMETRINIŲ OSCILIATORIŲ SINCHRONIŠKAI KAUPINAMŲ PIRMAJĄ FEMTOSEKUNDINIO Yb:KGW LAZERIO HARMONIKA TYRIMAS

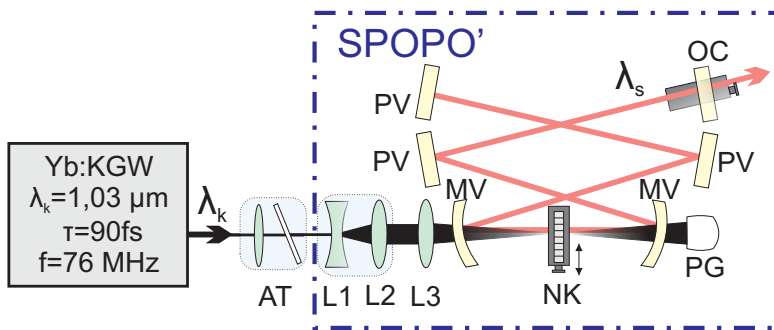
Šio skyriaus medžiaga publikuota **P1**, **P2**, **P3** ir **PR2**.

Nepaisant to, kad sinchroniškai kaupinami optiniai parametriniai osciliatoriai gan seniai yra intensyvių tyrimų sritis, vis dar kyla klausimų apie tokių prietaisų veikimo ypatumus ir optimizavimą. Pavyzdžiui, laikinės tokių prietaisų charakteristikos - jautrus parametras, kuriam įtaką gali daryti daugelis šio prietaiso elementų savybių ir spinduliuotės sąveikos reiškinių. Stiprinimas, rezonatoriaus GDD [262–264], SPM arba XPM [36, 76, 78, 110] bei laikinis vėlinimas dėl rezonatoriaus ilgio išderinimo daro įtaką impulso formavimuisi. Skirtingų rezonatoriaus nuostolių atveju, šių efektų indėlis gali skirtis, dėl to šiame skyriuje nagrinėjama jų įtaka SPOPO impulsų trukmei trimis skirtingais rezonatoriaus nuostolių atvejais. Fizinėje SPOPO sistemoje skirtingi rezonatoriaus nuostoliai susiję su skirtingų pralaidumų išvadinių veidrodžiais (OC). Dauge lyje mokslinių tyrimų minimas pasirinktas arba vienas konkretaus, arba keletas skirtingų pralaidumų OC, bet nepateikiama priežasčių, lėmusių tokių pasirinkimą [40, 104, 110, 265, 266] arba minima tik įtaka SPOPO energinėms charakteristikoms [56, 262]. Ženkli SPOPO signalinio impulso trukmės priklausomybė nuo rezonatoriaus nuostolių stebėta pikosekundinėje SPOPO sistemoje [48]. Matuojant ties 1,54 μm , gautas impulsų trukmės mažėjimas nuo 12,5 ps iki 4,5 ps, išvadinio veidrodžio pralaidumui padidėjus, nuo 12,5 % iki 88 %. Autoriai tik užsimena, kad impulso trukmės ilgėjimas, didėjant rezonatoriaus nuostoliams susijęs su SPM, tačiau gilesnės analizės nepateikia.

Šiame skyriuje pristatomi eksperimentiniai energinių, spektrinių, laikinių parametrų rezultatai, gauti ištyrus susikonstruotus SPOPO, kaupinamus femtosekundinio Yb:KGW osciliatoriaus spinduliuote ir naudojant įvairių ilgių PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP kristalus. Taip pat pateikiamas išsamus laikinių charakteristikų tyrimas plačioje spektrinėje srityje: 1,49-1,82 μm keičiant rezonatoriaus nuostolius SPOPO su neigiama bendra rezonatoriaus GDD. Be eksperimentinių duomenų, kartu pateikiama atitinkamo teorinio modeliavimo rezultatai.

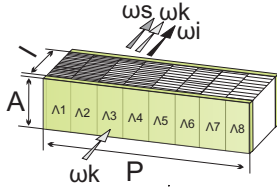
2.1. Eksperimentinė schema ir naudojamų elementų charakteristikos

Sinchroniškai kaupinamo optinio šviesos osciliatoriaus eksperimentinė schema pateikta 2.1. Kaupinimui naudotas ~ 4 W išvadinės galios Yb:KGW osciliatorius (*Flint, Light Conversion*), generuojantis 89 fs trukmės 1030 nm centrinio bangos ilgio impulsus 76 MHz pasikartojimo dažniu. Kaupinimo pluoštas sklinda per atenuatorių (sudarytą iš fazinės plokštelės ir Briusterio tipo polarizatoriaus), kuris leidžia valdyti įeinančios į SPOPO spinduliuotės galią. Kaupinimo pluoštas prieš įvedimą buvo išplečiamas $\sim 3,3$ kartus Galilėjo tipo teleskopu (L1 ($f = -30$ mm) ir L2 ($f = 100$ mm)) ir pradiniuose eksperimentuose buvo fokusuojamas 75 mm židinio nuotolio sferiniu lęšiu į 16 μm diametro dydžio pluoštą kristale. Pagal teorinius vertinimus, toks fokusavimas turėtų užtikrinti optimalias generacijos sąlygas 1 mm kristalui: optimalaus fokusavimo sąlyga $l/b=2,84$ [267], kur l - kristalo ilgis, b - sąsmaukos ilgis. Atstumai tarp rezonatoriaus elementų buvo parinkti modeliuojant rezonatoriaus stabilumą *LASCAD* programa, atsižvelgiant į tai, kad bendras rezonatoriaus ilgis turi būti lygus kaupinimo lazerio rezonatoriaus ilgiui ($\sim 1,974$ m) bei įskaitant meniskinių veidrodžių pokrypio kampą. Nustatyta, kad stabiliausias rezonatorius, kai atstumai nuo meniskinių veidrodžių iki kristalo yra 50,9 mm, o atstumas nuo meniskinio veidrodžio iki vienos rezonatoriaus šakos galinio plokščio veidrodžio 934,5 mm. Rezonatoriaus stabilumas mažėja didėjant meniskinių veidrodžių pokrypio kampui ir pasiekus 13° kampą, rezonatorius tampa nestabilus. Rezonatoriuje pasirinktas mažiausias įmanomas realioje sistemoje pluošto pakreipimo kampas lygus $\sim 5^\circ$ (jo dydį riboja SPOPO rezonatoriaus elementų matmenys).



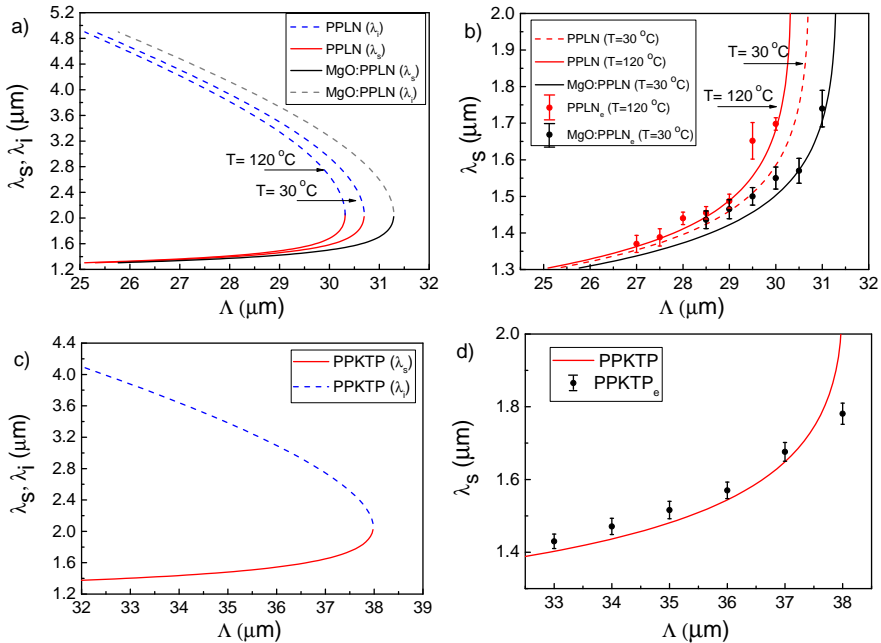
2.1 pav.: Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos osciliatoriaus schema. AT - atenuatorius, L1 ir L2 lęšiai sudarantys Galilėjo tipo teleskopą, L3 - fokusuojantis lęšis, MV - meniskiniai plačiajuosčiai veidrodžiai, kurių kreivumo spindulys 100 mm, PV - plokšti plačiajuosčiai SPOPO rezonatoriaus veidrodžiai, OC - išvadinis veidrodys, PG - gaudyklė, NK - netiesinis kristalas, λ_k ir λ_s - atitinkamai kaupinimo ir signalinės bangos ilgiai.

SPOPO buvo tiriamas, naudojant trijų tipų netiesinius kristalus: PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP su skaidrinančiomis dangomis signalinei ir kaupinimo spinduliuotėms. PPLN kristalas dėl fotorefrakcinio efekto buvo kaitinamas iki 120°C. Kristalų pagrindinės charakteristikos pateiktos 2.2 pav.



	PPLN	MgO:PPLN	PPKTP
Matmenys (PxAxl), mm	15,8 x 0,5 x (0,5; 0,9; 1,5; 2)	8,6 x 1 x (1; 1,5)	9 x 1 x 1
Gardelių periodai, N - gardelių sk.	N=14; nuo 25 μm iki 31,5 μm kas 0,5 μm	N=8; nuo 28,5 μm iki 31,5 μm kas 0,5 μm	N=8; nuo 32 μm iki 38 μm kas 1 μm ir 38,8 μm

2.2 pav.: SPOPO schemoje naudotų kristalų charakteristikos: $\Lambda(1-8)$ - žymi skirtingo periodo gardelės, l - kristalo ilgis, P - plotis, A - aukštis, ω_k , ω_s , ω_i atitinkamai žymi kaupinimo, signalinės ir šalutinės spinduliuotės dažnį.

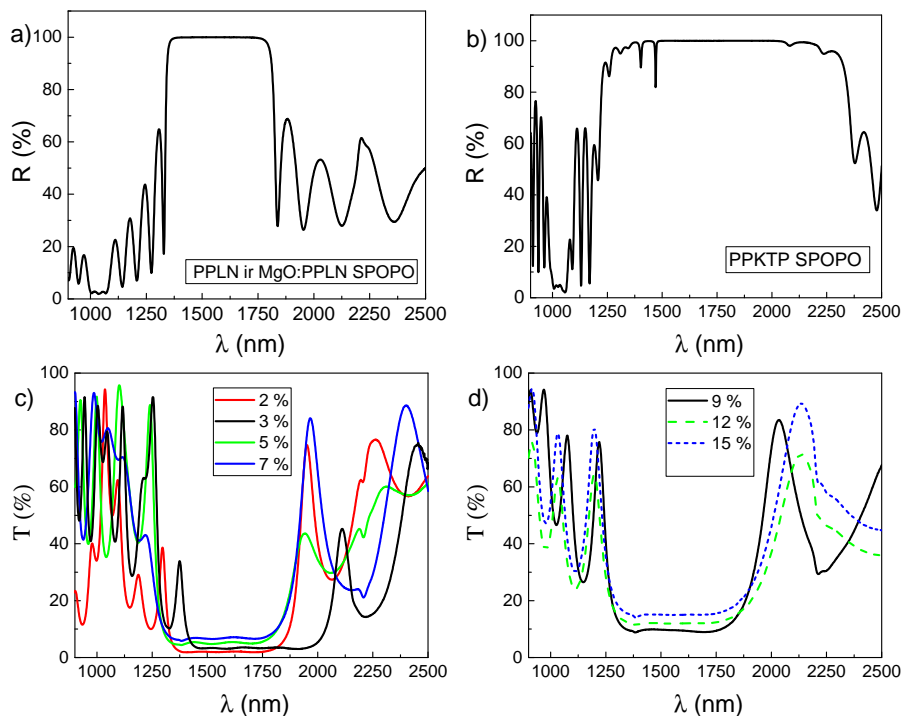


2.3 pav.: PLG spinduliuotės derinimo kreivės (a,b) PPLN, MgO:PPLN ir (c,d) PPKTP kristaluose. Taškai žymi eksperimentiškai gautos signalinės spinduliuotės centrinę bangos ilgį, o vertikalios ribos ant jų žymi signalo spektro plotį ties puse maksimalaus intensyvumo, kai SPOPO rezonatorius atitinka sąlygą: $\Delta L = 0$. Čia λ_s , λ_i - signalinės ir šalutinės spinduliuočių bangos ilgiai, Λ - gardelės periodas, T - temperatūra.

Parametrinės spinduliuotės derinimo charakteristikos, kaupinant 1030 nm spinduliuote pateiktos 2.3 pav. Teorinės spektrinio derinimo charakteristikos

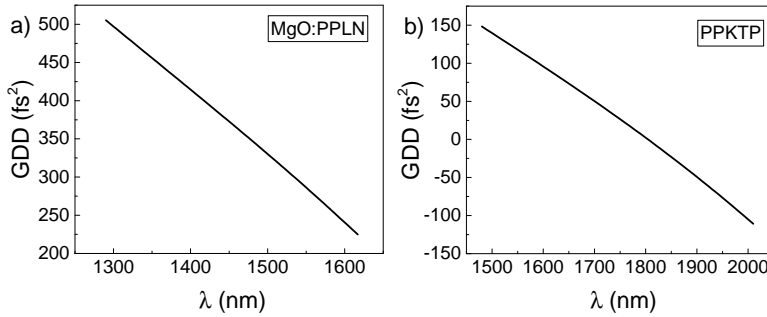
įvertintos pagal 1.3 ir 1.6 išraiškas ir naudojant dispersines kristalų charakteristikas iš [53–55]. Eksperimentinis signalinio impulso centrinis bangos ilgis λ_s buvo įvertinamas iš spektro masės centro, kadangi kai kurių signalinių impulsų spektriniai pasiskirstymai pasižymėjo nesimetriškumu arba keliomis smailėmis.

Atsižvelgiant į spektrinio derinimo charakteristikas, PPLN SPOPO atveju buvo parinkti rezonatoriaus MV ir PV veidrodžiai užtikrinantys mažiausius nuostolius (didžiausią atspindį) 1350 - 1750 nm spektrinėje srityje, PPKTP SPOPO atveju atitinkamai: 1500-2000 nm (rezonatoriaus veidrodžių charakteristikos matuotos *Shimadzu UV3101 PC* spektrofotometru ir pateiktos 2.4 pav.). Tokiu būdu, abiem atvejais buvo suformuotas vienbanguis rezonatorius, pasižymintis mažiausiais nuostoliais signalinei bangai ir dideliais nuostoliais šalutinei spinduliutei. Šalutinės spinduliuotės didžiausia dalis po kiekvieno signalinės ir kaupinimo bangų susitikimo palieka rezonatorių per antrąjį MV veidrodį (link PG, žr. 2.1 pav.). Tyrimų metu buvo naudojami įvairūs plačiajuosčiai išvadiniai veidrodžiai, užtikrinantys 2 %, 3 %, 5 %, 9 %, 12 %, 15 % pralaidumą signalinei bangai.

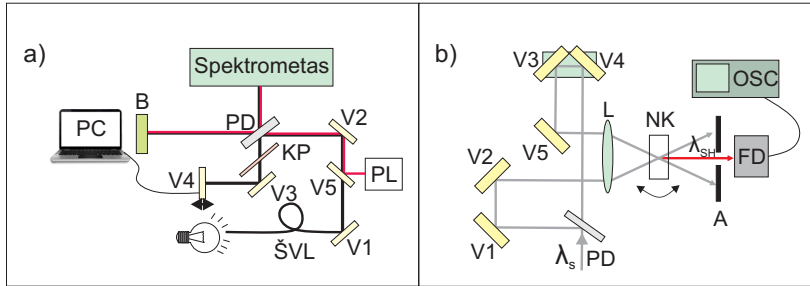


2.4 pav.: Rezonatoriaus veidrodžių charakteristikos. Didelio atspindžio veidrodžių (schemoje žymimi MV ir PV) atspindys: a) PPLN ir MgO:PPLN SPOPO ir b) PPKTP SPOPO. Išvadinių SPOPO veidrodžių (schemoje OC) pralaidumas (c,d). Grafiko viduje esančiame stačiakampyje nurodytas išvadinių veidrodžių pralaidumas signalinei bangai.

Be rezonatoriaus nuostolių, kaip jau aptarta teoriniame įvade, svarbus parametras ir rezonatoriuje esančių optinių elementų GDD spektrai. Teoriškai apskaičiuota kristalų GDD pateikta 2.5 pav.



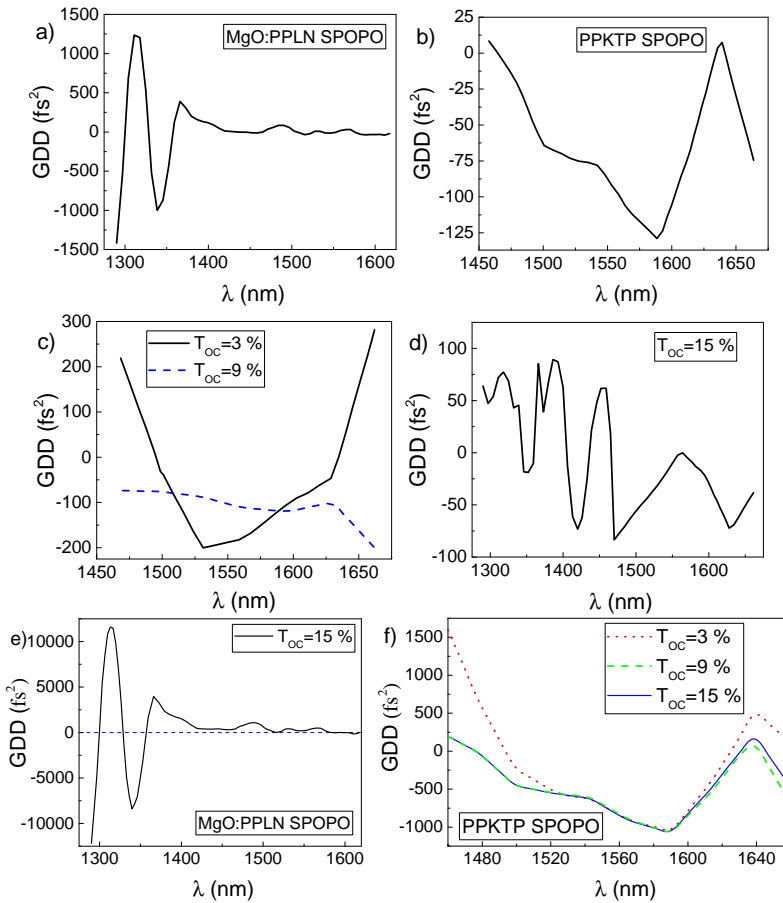
2.5 pav.: Teoriškai apskaičiuota GDD, spinduliutei perėjus du kartus a) 1,5 mm ilgio MgO:PPLN kristalą ir b) 1 mm ilgio PPKTP kristalą.



2.6 pav.: Veidrodžių GDD charakterizavimui ir SPOPO signalinių impulsų trukmių matavimui naudotos schemas: a) interferometras, b) daugiašūvis autokoreliatorius. Čia V - veidrodis, PL - puslaidininkinis lazeris ($\lambda=650$ nm), ŠVL - šviesolaidis, PD - pluošto daliklis, PK- kompiuteris, KP - kompensuojanti plokštelė, NK - netiesinis kristalas, A - apertūra, FD - fotodiodas, OSC - oscilografas, λ_s žymi SPOPO signalinę bangą, λ_{SH} - signalinės antrą harmoniką.

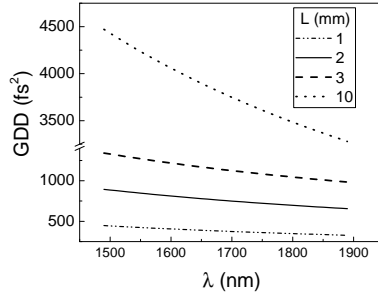
Rezonatoriuje naudojamų veidrodžių GDD matavimas vyko Fizinių ir technologijos mokslų centre bei kompanijos *Altechna* optinėse laboratorijose esančiais interferometriniais prietaisais, kurių principinė schema pavaizduota 2.6 pav. Čia į Maikelsono tipo interferometrą nukreipiama optiniais filtrais atrinkta dominančio spektrinio diapazono halogeninės lempuotės šviesa. Pluošto dalikliu (PD) ši spinduliuotė nukreipiama į dvi šakas: bandinio ir atraminę. Bandinio atšakoje spinduliuotė pereina pluošto daliklį, atsispindėjusi nuo bandinio grįžta ir atsispindi į spektrometrą. Atraminėje atšakoje spinduliuotės dalis atsispindi nuo PD, pereina kompensuojančią plokštelę (dėl pluošto daliklio medžiagos įnešamos abiem šakoms skirtingos dispersijos) ir nukreipiama į atraminį veidrodį V4, pastatytą ant mikrometrinio staliuko. Galiausiai nuo V4

spinduliuotė irgi atspindima ir atkeliauja į spektrometrą. Suvienodinus abiejų interferometro šakų optinius kelius spektrometre registruojamas interferencinis signalas. Puslaidininkinis lazeris, generuojantis 650 nm bangos ilgio spinduliuotę (pasižymi dideliu koherentiškumo ilgiu) naudojamas paprastesniam interferometro suderinimui (lazerio spinduliuotė yra įvedama į interferometrą veidrodžiu V5). Matavimo metu keičiama V4 veidrodžio padėtis, t.y. interferometro atšakų ilgiai išderinami, o dėl to spektrometre keičiasi atskirų spektrinių komponentių intensyvumai. Šių intensyvumų priklausomybė nuo optinių kelių skirtumo buvo fiksuojama ir apdorojoma *Matlab* paketu parašyta programa. Veidrodžių išmatuotą GDD spektrinį diapazoną apsprendė interferometruose naudotų spektrometrų spektrinė riba.



2.7 pav.: Rezonatoriaus optinių elementų GDD. Išmatuota didelio atspindžio rezonatoriaus veidrodžių GDD: naudotų a) MgO:PPLN SPOPO ir b) PPKTP SPOPO atvejais. c) ir d) išmatuota SPOPO išvadinių veidrodžių GDD. Apskaičiuota bendra SPOPO rezonatorių GDD: e) 1,5 mm ilgio MgO:PPLN f) 1 mm ilgio PPKTP atvejais. T_{OC} - nurodo išvadinio rezonatoriaus veidrodžio pralaidumą.

Išmatuotos veidrodžių GDD charakteristikos pateiktos 2.7 (a-d) pav. Taip pat gauti duomenys panaudoti įvertinti bendrai rezonatoriaus GDD, sumuojant vieno rezonatoriaus veidrodžio GDD, padauginto iš atspindžių rezonatoriuje vieno lėkio metu skaičiaus, ir teoriškai įvertintą netiesinio kristalo GDD. Įvertinta bendra SPOPO rezonatoriaus GDD yra pateikta 2.7 (e, f) pav., tik reikėtų turėti omenyje, kad reali GDD vertė gali šiek tiek skirtis, dėl nežinomo kristalo dangų indėlio ir nenulinio signalinės bangos kritimo kampo į rezonatoriaus veidrodžius įtakos.



2.8 pav.: Įvairaus ilgio (L) cinko selenido ($ZnSe$) elementų GDD.

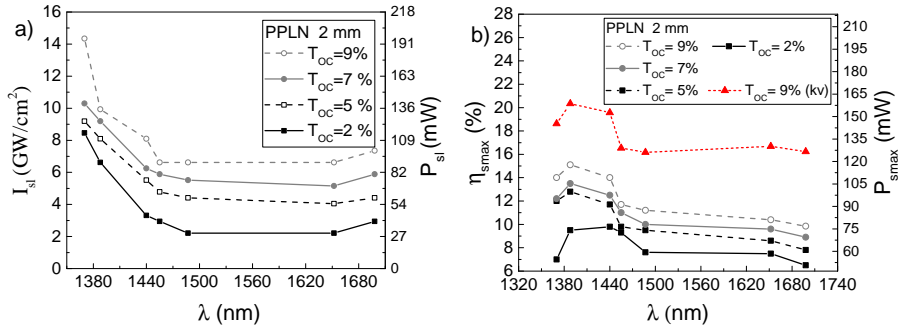
Pažvelgus į naudotų rezonatorių GDD kreives, matyti, kad naudojant $MgO:PPLN$ kristalą SPOPO derinimo ribose (bent jau iki ~ 1580 nm) veikia teigiamos GDD srityje, tad tyrimuose signalinės spinduliuotės impulsams spausti naudotas išorinis prizminis spaustuvas (pavaizduotas 1.7 pav.). Trukmių matavimui naudotas susikonstruotas daugiašūvis autokoreliatorius (2.6 pav.), kuriame antros harmonikos signalas buvo gaunamas nekolineariai suvedant signalinius impulsus I FS tipo 0,6 mm ilgio BBO kristale ($\theta = 22,5^\circ$, $\varphi = 90^\circ$). PPKTP SPOPO atveju rezonatoriaus GDD didžiojoje derinimo srities dalyje yra neigiama, tad šiuo atveju signalinių impulsų spūdai naudoti teigiamą dispersiją įnešantys $ZnSe$ (cinko selenido) elementai. Impulsų spaudimui naudoti 2, 3 ir 10 mm storio $ZnSe$ elementai bei jų kombinacijos, o teoriškai apskaičiuota jų lemiamą teigiama GDD pateikta pav. PPKTP SPOPO impulsų trukmėms išmatuoti naudotas komercinis daugiašūvis autokoreliatorius (*Geco, Ligth Conversion*).

2.2. SPOPO energinių, laikinių ir spektrinių charakteristikų tyrimas

2.2.1. PPLN SPOPO

Pirmiausia buvo naudojami įvairių ilgių PPLN kristalai, kaitinami iki $120^\circ C$, ir 2%, 5%, 7% bei 9 % išvadiniai veidrodžiai. Buvo išmatuotos parametrinės generacijos slenkstinės ir energijos keitimo ($\eta = \frac{P_s}{P_k} \cdot 100$, kur P_s - signalinės

spinduliuotės galia SPOPO išvade, P_k - kaupinimo spinduliuotės galia priešais L3 lęšį) charakteristikos, pateiktos 2.9 pav. Šios SPOPO charakteristikos matuotos naudojant skirtingus kristalo gardelės periodus ties signalinės spinduliuotės bangos ilgiais atitinkančiais didžiausią efektyvumą, t.y. kur $\Delta L=0$).

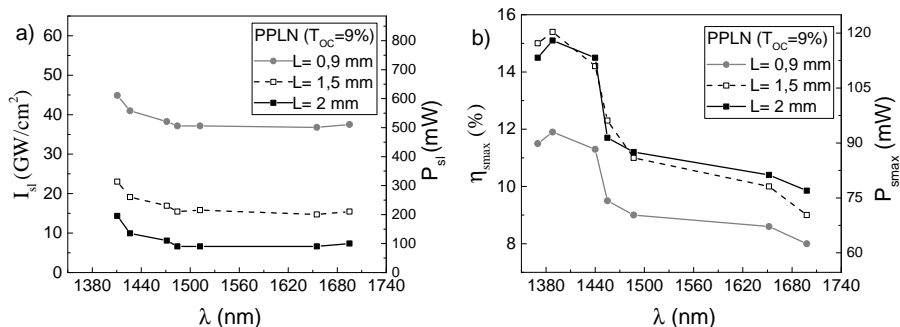


2.9 pav.: Išmatuotos SPOPO charakteristikos, naudojant 2 mm ilgio PPLN kristalą ir skirtingo pralaidumo išvadinius veidrodžius (T_{OC}). a) SPOPO slenkstinio intensyvumo (I_{sl}) priklausomybė nuo signalinės bangos ilgio (λ). Čia P_{sl} - žymi atitinkamą slenkstinę kaupinimo galią. b) didžiausias galios keitimo į signalinę bangą efektyvumas (η_{smax}) ir atitinkamai P_{smax} - didžiausia išvadinė signalinės bangos galia, esant 780 mW kaupinimo galiai. Raudona brūkšninė kreivė su trikampaiais žymi kvantinį signalo keitimo efektyvumą $T_{OC}=9\%$ išvadinio veidrodžio atveju. Efektyvumas matuotas, esant $\sim 57,3$ GW/cm² kaupinimo intensyvumui.

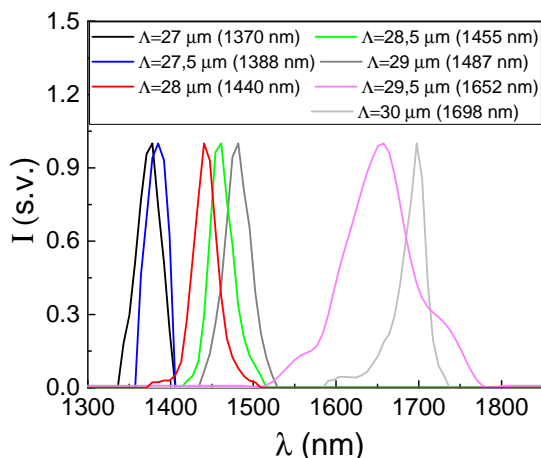
Matyti, kad didžiausias slenkstis, tačiau ir didžiausias efektyvumas visose gardelėse gautas, naudojant didžiausio tuo metu turimo pralaidumo (9 %) išvadinį veidrodį. Panaudojant $T_{OC} = 9\%$ ištirtos SPOPO charakteristikos įvairių ilgių PPLN kristaluose ir pateiktos 2.10 pav. (0,5 mm kristale šiuo atveju PLG nevyko). Matyti, kad 1,5 mm ir 2 mm kristaluose gautas efektyvumas panašus, visgi reikia turėti omeny, kad trumpesniame kristale mažesnis GVM ir mažesnis impulsų dispersinis plitimas, dėl to tolimesniems tyrimams buvo įsigytas 1,5 mm MgO:PPLN kristalas.

SPOPO išvadinės spinduliuotės spektrui stebėti buvo naudojamas *Avantes* firmos *AvaSpec-NIR256-2.5* spektrometras (registravimo sritis 1000 - 2500 nm). Taip pat, atsižvelgiant į tai, kad be parametrinės šviesos sąveikos, dėl didelio terpės netiesiškumo vyksta ir kiti antros eilės netiesiškumo procesai, kurie sąlygoja dažnių regimoje srityje atsiradimą, kitu *Avantes* firmos spektrometru *AvaSpec-2048* (registravimo sritis 200 - 1100 nm) buvo stebima spinduliuotė antro meniskinio veidrodžio išėjime.

Trumpai aptarsime pagrindinius SPOPO spektrinių charakteristikų ypatumus. Signalinės spinduliuotės spektrai, gauti keičiant kristalo gardelės periodą PPLN SPOPO schemoje su $T_{OC} = 2\%$ pateikti 2.11 pav. Naudojant du trum-

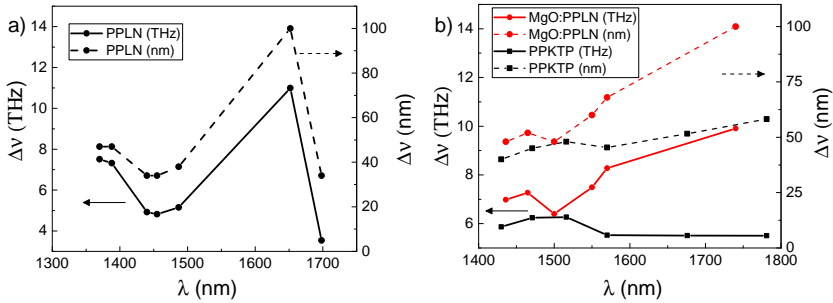


2.10 pav.: SPOPO slenkstinis intensyvumas (I_{sl}) (a) ir didžiausias keitimo į signalinę bangą efektyvumas (η_{smax}) (b) naudojant įvairaus ilgio PPLN kristalus ir ($T_{OC} = 9\%$). Efektyvumas matuotas, esant $\sim 57,3$ GW/cm² kaupinimo intensyvumui. Čia P_{sl} - žymi atitinkamą slenkstinę kaupinimo galią, P_{smax} - didžiausią signalinės bangos galią, λ - bangos ilgį.



2.11 pav.: PPLN SPOPO signalinės spinduliuotės spektrai, kai $\Delta L = 0$. Λ žymi PPLN gardelės periodą, o skliaustuose nurodytas signalo centrinis bangos ilgis.

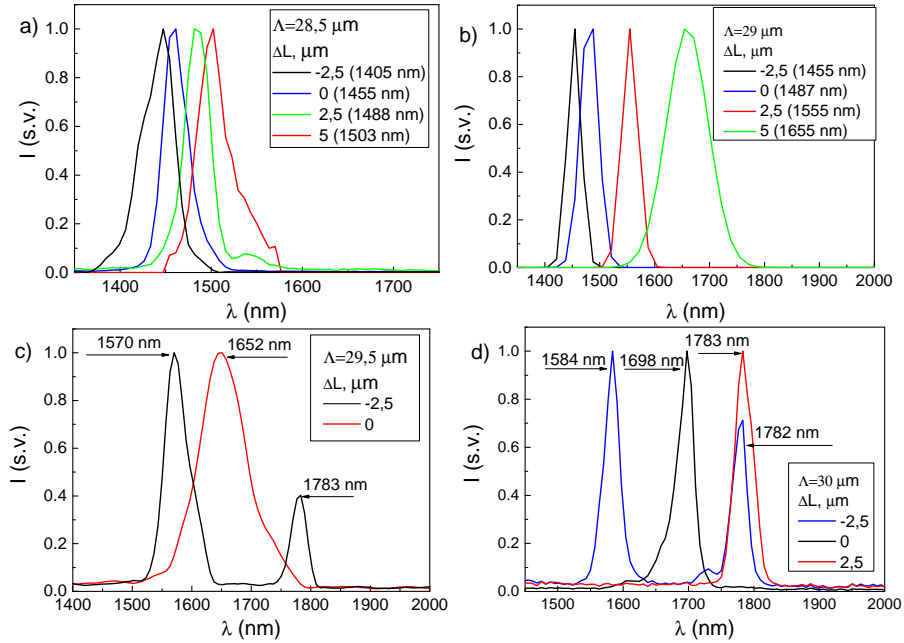
piariusis gardelės periodus, PLG sąlyga tenkinama tik esant vienam rezonatoriaus ilgiui (mikrometrinis staliukas ant kurio įstatytas išvadinis OPO veidrodis leidžia rezonatoriaus ilgį keisti $2,5 \mu\text{m}$ tikslumu). Naudojant $28 \mu\text{m}$ kristalo gardelės periodą rezonatoriaus ilgis gali būti keičiamas $2,5 \mu\text{m}$ ribose, tačiau centrinis signalo bangos ilgis išlieka tas pats. Tai susiję, su siauresne palaikoma stiprinimo juosta, esant didesniai skirtumui tarp signalinės ir šaltutinės bangos ilgių (didesniai pastarųjų GVM). Naudojant didesnio ilgio gardelės periodus ir signalinės bangos ilgiui didėjant (mažėjant šaltutiniam), rezonatoriaus ilgis gali būti derinamas platesnėse ribose (2.13 pav.). Taip pat naudojant kelių periodų gardeles, esant tam tikram rezonatoriaus ilgiui stebima vienalaikė dviejų skirtingo centrinio signalinio bangos ilgio impulsų generacija (dvispalviškumo



2.12 pav.: SPOPO spektrų plokčių pusės intensyvumo lygyje priklausomybė nuo centrinio signalinės bangos ilgio. Išmatuoti naudojant skirtingas kristalų gardes, kai $\Delta L=0$: a) PPLN SPOPO atveju, b) MgO:PPLN SPOPO ir PPKTP SPOPO atvejais. Ištininės linijos - spektrų pločiai terahercais, punktyrinės - nanometrais.

efektas, angl. *bichromatic emission arba dual-color operation*). Naudojant 29,5 μm periodo gardelę toks efektas lėmė vienalaikę 1570 nm ir 1783 nm centrinį bangos ilgių signalų generaciją (2.13 c) pav.), o 30 μm : 1584 nm ir 1782 nm (2.13 d) pav.). Šis reiškinys būdingas ultratrumpų impulsų OPO sistemose, o energija tarp vienalaikiškai generuojamų signalinių impulsų gali pasiskirstyti po lygiai [40, 95, 96, 268]. Dvispalviškumo sąlyga susidaro, kai keliems bangos ilgiams bendra rezonatoriaus GDD vertė yra vienoda (abiem vienu metu tenkinama sinchroninio kaupinimo sąlyga: tokiu atveju, vienam iš impulsų rezonatoriaus GDD neigiama, kitam - teigiama [95]) arba kai abiem užtikrinamas vienodas bendras stiprinimas, nors ir dėl skirtingų priežasčių: vienas stiprinasi dėl idealiesnio sinchroninio kaupinimo, kitas dėl idealiesnio fazinio sinchronizmo sąlygų išpildymo [268].

Kaip jau minėjome, dėl didelio PPLN terpės netiesiškumo vyksta ne tik parametrinė šviesos generacija, bet ir kiti antros eilės netiesiškumo procesai, nors jiems ir nėra tenkinama pirmos eilės kvazisinchronizmo sąlyga. Dėl šios priežasties antro meniskinio veidrodžio išėjime stebėta regimosios srities spinduliuotės emisija, atsirandanti dėl šalutinių suminio dažnio (toliau SDG) ir antros harmonikos generacijos (toliau SHG) procesų. Be kaupinimo spinduliuotės SHG, visais gardelių periodų atvejais stebėta signalinės spinduliuotės SHG bei kaupinimo ir signalinės SDG. Kai kuriais atvejais buvo matyti ir signalinės bangos trečios harmonikos generacija. Keičiantis rezonatoriaus ilgiui, t.y. keičiantis signalinės bangos ilgiui, atitinkamai kito ir regimosios srities spinduliuotės bangos ilgiai (2.14 a) pav.). Minėtas dvispalviškumo efektas, vykstantis kai kuriais atvejais, taip pat atsispindi regimajame spektre (2.14 b) pav.) - stebimas spektrinių smailių pagausėjimas susijęs su dviejų signalinių bangų tarpusavio netiesine sąveika, taip pat jų sąveikos su kaupinimo bei šalutinėmis spinduliuotėmis bei jų pačių SHG. Tokie papildomos regimosios spinduliuotės efektai

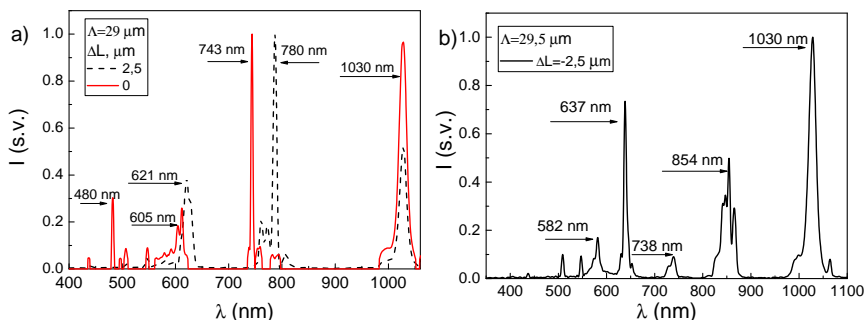


2.13 pav.: PPLN SPOPO normuoti signalinės spinduliuotės spektrai. Λ žymi PPLN gardelės periodą, o skliaustuose (a,b) ir ant grafikų (c,d) nurodytas signalo centrinis bangos ilgis, ΔL - rezonatoriaus ilgio pokytis.

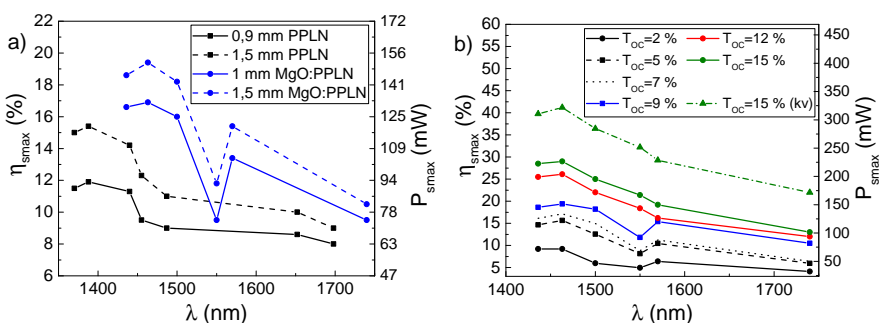
stebėti ir kituose PPLN OPO tyrimuose [35, 37], o išmatuoti šių efektų efektyvumai siekė 3-4 %, naudojant 56 % veikimo ciklo (D) periodinę struktūrą (keitimo į signalinę bangą efektyvumas šiuo atveju buvo ~ 10 %) [35]. Reiktų pabrėžti, kad tokio veikimo ciklo panaudojimas minėtiems efektams sudarė sąlygas atitikti lyginių eilių kvazisinchronizmą (2 ir 4 eilės QPM), kurie neįgyvendinami įprastose struktūrose su $D=50$ %. Dėl šios priežasties pastarosiose dėl didesnės QPM eilės (pvz: atitinkamai 3 ir 5) pašalinių antros eilės netiesinių procesų efektyvumas turėtų būti mažesnis. Aptarti pašaliniai efektai daro įtaką rezonuojančios bangos energinėms ir laikinėms charakteristikoms: dalis energijos perduodama naujoms spektrinėms komponentėms, o mažėjantis dėl šių efektų vidinis rezonuojančios bangos intensyvumas silpnina jo sąlygojamus netiesinius efektus, pvz.: SPM.

2.2.2. MgO:PPLN ir PPKTP SPOPO

SPOPO efektyvumas (kaupinimo galios keitimas į signalinę), esant įvairiems kristalams, lygintas, esant 780 mW kaupinimo galiai (apsiribota atsižvelgiant į išmatuotą ličio niobato pažaidos slenkstį). Reiktų pasakyti, kad OPO prietaisų efektyvumo kitimui būdinga sotis, t.y. pasiekus tam tikrą intensyvumą, kuris skirtingų signalinių bangos ilgių generacijos atveju skiriasi, efektyvumas



2.14 pav.: Spektrai stebėti už antrojo meniskinio veidrodžio (nufiltravus kaupinimo SHG): a) 29 μm periodo gardelėje esant keliems rezonatoriaus ilgiams ir b) 29,5 μm periodo gardelėje.



2.15 pav.: a) PPLN ir MgO:PPLN SPOPO keitimo į signalinę bangą efektyvumų (η_{smax}) palyginimas. $T_{OC} = 9\%$ ir $P_k = 780\text{ mW}$, b) MgO:PPLN SPOPO keitimo į signalinę bangą efektyvumų palyginimas, naudojant 1,5 mm ilgio kristalą ir įvairaus pralaidumo išvadinius veidrodžius. Žalia brūkšninė kreivė su trikampiais žymi kvantinį signalo keitimo efektyvumą $T_{OC}=15\%$ išvadinio veidrodžio atveju. Čia P_{smax} - didžiausia signalinės bangos galia, esant 780 mW kaupinimo galiai.

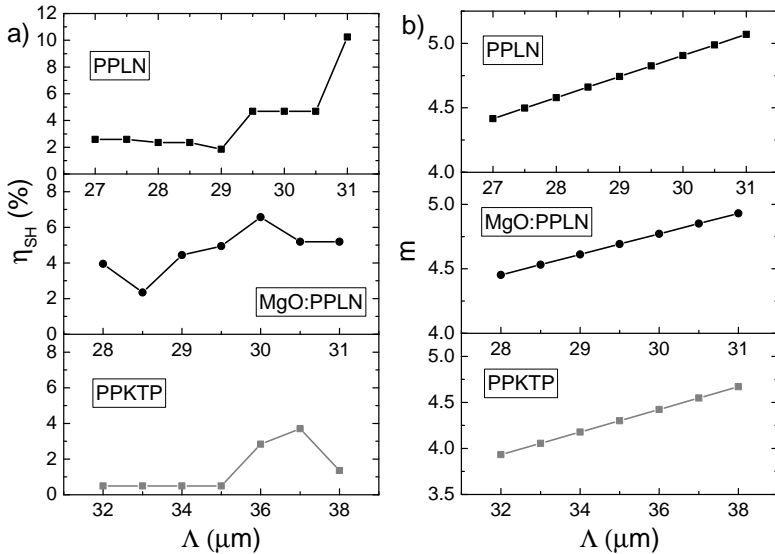
nebeauga. Tačiau esant itin dideliems intensyvumams yra stebėta apgrąža, t.y. efektyvumo mažėjimas, dėl grįžtančios energijos į kaupinimą (toks mažėjimas gali būti susilpnintas talpinant į rezonatorių papildoma sugėrikli šalutinei bangai). Visgi, mūsų atveju esant 57,35 GW/cm² kaupinimo intensyvumui, toks mažėjimas nebuvo stebėtas nė vienu atveju, o tai leidžia adekvačiai lyginti skirtingų SPOPO efektyvumus, esant vienodam intensyvumui. Matyti, kad SPOPO su MgO:PPLN struktūra efektyvumas yra didesnis nei PPLN SPOPO (2.15 a) pav.). Nors didesnio efektyvumo priežastimi galėjo būti ir kristalo naujumas bei galimai geresnė kokybė, visgi MgO:PPLN kristalas dar patogesnis ir tuo, kad jį galima efektyviai naudoti kambario temperatūroje: nereikia šildymo sistemos kaip PPLN atveju.

Toliau didesnio pralaidumo išvadinių veidrodžių panaudojimas ir trukmių

matavimai daryti naudojant 1,5 mm ilgio MgO:PPLN kristalą. MgO:PPLN SPOPO efektyvumai, naudojant skirtingus OC, pateikti 2.15 b) pav. Didžiausias kaupinimo galios keitimo į signalinę efektyvumas visose gardelėse pasiektas naudojant didžiausio turimo išvadinio veidrodžio pralaidumą, t.y. 15 % ir visoje tirtoje 1440 - 1760 nm srityje buvo ≥ 13 %, o didžiausia jo vertė siekė 29 %, esant 1463 nm bangos ilgio signalinei spinduliutei. Taip pat be efektyvumo mažėjimo didėjant signalinės bangos ilgiui (galimai dėl didesnio GVM tarp kaupinimo ir signalinės bangos), esant mažesnio pralaidumo OC, stebėtas staigesnis efektyvumo kritimas ties 1550 nm signalinės bangos generacija. Visų naudotų kristalų atvejais, stebėta efektyvi kaupinimo spinduliuotės AH generacija, kuri kristale lemia mažesnę realų kaupinimo intensyvumą, panaudojamą OPG procesui. Dvejo plaužiuose kristaluose skirtingi netiesiniai antros eilės efektai atitinka skirtingus fazinio sinchronizmo kampus ir netiesiškumus, tad nėra stebimi. Tačiau, kvazisinchronizmo sąlygomis, įvairios skirtingos sąveikos gali efektyviai koezistuoti dėka aukštesnių eilių kvazisinchronizmo. SHG atveju, gardelės periodas gali būti įvertinamas iš [269]:

$$\Lambda = \frac{m\lambda_\omega}{2(n_{2\omega} - n_\omega)}, \quad (2.1)$$

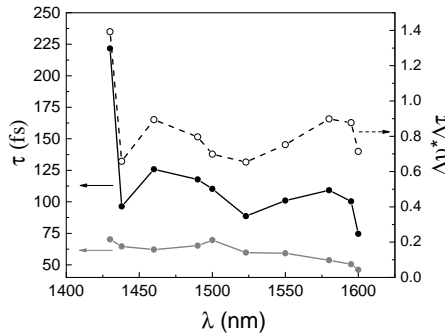
čia m - kvazisinchronizmo eilė, $n_{2\omega}$ - lūžio rodiklis antrai harmonikai, n_ω - lūžio rodiklis pirmai harmonikai, Λ - gardelės periodas.



2.16 pav.: a) išmatuotas Yb:KGW spinduliuotės keitimo į antrą harmoniką efektyvumas (n_{SH}) per vieną lėkį kristale, kaupinant $I_k = 57,4 \text{ GW/cm}^2$; b) kvazisinchronizmo eilės (m) SHG procesui priklausomybė nuo gardelės periodo (Λ).

Taikant MgO:PPLN dispersijos išraišką iš [54], gauname, kad 515 nm bangos ilgio spinduliuotei (atitinka antrą Yb:KGW oscilatoriaus harmoniką) pirmos eilės kvazisinchronizmas būtų tenkinamas turint 6,288 μm gardelės periodą. 30 μm gardelės periodo atveju (atitinka 1550 nm signalinės bangos generaciją) tai atitiktų $\sim 4,8$ (2.16 pav.) kvazisinchronizmo eilę. Tad tikėtina, kad šiuo atveju sumažėjęs efektyvumas susijęs su efektyvesne kaupinimo SHG, kuriai tenkinamas 5 eilės kvazisinchronizmas.

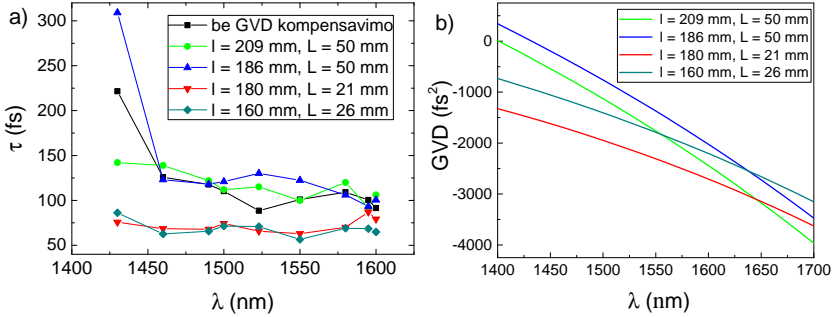
MgO:PPLN SPOPO trukmės, naudojant $T_{OC} = 15\%$ buvo matuojamos autokoreliatoriumi, kurio schema pateikta 2.6 b) pav., naudojant I tipo FS 0,6 mm BBO kristalą ($\theta = 22,5^\circ$ ir $\varphi = 90^\circ$). Trukmių matavimo rezultatai pateikti 2.17 pav. Visais atvejais (išskyrus 1600 nm atvejį) impulso trukmė buvo ilgesnė nei kaupinimo, tai pat signalo spektro pločio ir trukmės sandauga visais atvejais buvo $>0,44$, t.y. didesnė už spektriškai riboto Gauso formos impulso trukmės bei spektro pločio sandaugą. Trumpiausias impulsas, gautas 1600 nm signalinei bangai (75 fs) ir atitinka silpnai neigiamą, artimą nuliui rezonatoriaus GDD (GDD čia apie -10 fs^2), o pvz.: vieną iš ilgiausių gautų impulsų ties 1475 nm (125 fs trukmė) atitinka palyginus didelė teigiama rezonatoriaus GDD vertė 778 fs^2 .



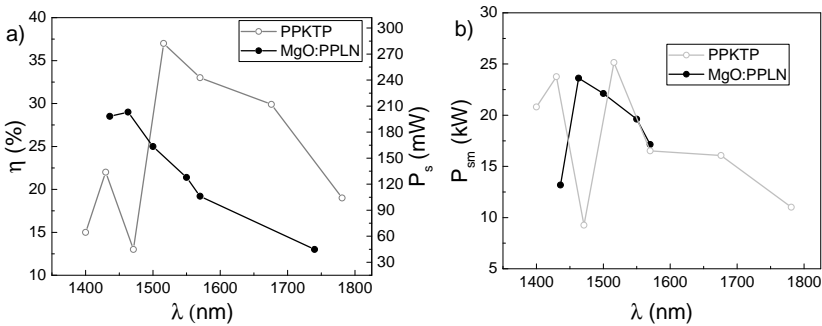
2.17 pav.: MgO:PPLN SPOPO išmatuotos signalinių impulsų trukmės (juodi taškai), apskaičiuotos spektriškai ribotos (pilki taškai) ir impulso trukmės ir spektro pločio sandauga (tuščiaviduriai taškai).

Kadangi SPOPO išėjime gauti signalinės spinduliuotės impulsai yra čirpuoti, o rezonatoriaus GDD beveik visoje tyrimo srityje teigiama, impulsų čirpui kompensuoti reikalinga neigiama GDD buvo įvedama išoriniu SF11 stiklo prizmių spaustuviu, kurio principas aprašytas teorinėje dalyje. Bendru atveju, plačiam spektriniam diapazonui gauti optimalų impulso spaudimą sudėtinga, kadangi tiek rezonatoriuje osciljuojantiems signaliniams impulsams kuriama GDD, tiek esant konkrečios konfigūracijos prizmių spaustuvo įvedama GDD skirtingo dažnio spinduliuotei skiriasi. Išbandytos įvairios konfigūracijos, keičiant prizmių įleidimą ir atstumą tarp jų. Keleto konfigūracijų rezultatai (tarp jų ir gautos optimaliausios) pateiktos 2.18 pav. Pats didžiausias kompensavi-

mo santykis buvo esant 1590 nm signalinei spinduliutei: gauta 70 fs suspausto impulso trukmė, kai prizmių ir rezonatoriaus GDD santykis buvo 176 kartai (toliau didinant kompensavimą, impulsas ėmė plisti). Mažiausios signalinių impulsų trukmės gautos spaustuvui, įvedant GDD nuo -1000 fs^2 iki 2000 fs^2 ir priklausomai nuo signalinio bangos ilgio kito 57-76 fs ribose, t.y. buvo kelis kartus trumpesnės už trukmes be GDD kompensavimo ir buvo artimos (3 - 18 fs ilgesnės) apskaičiuotoms spektriškai ribotoms Gauso impulsui.



2.18 pav.: a) išmatuotos signalinės bangos impulsų trukmės prie skirtingų bangos ilgių esant įvairiems GDD kompensavimo prizmių sistemos parametrms, b) prizmių spaustuvo įnešama GDD esant skirtingiems spaustuvo parametrms. Čia l - atstumas tarp prizmių, L - sklidimo atstumas prizmės medžiagoje. Skaičiuojant rentasi [270] pateikta dispersijos išraiška S11 stiklui.



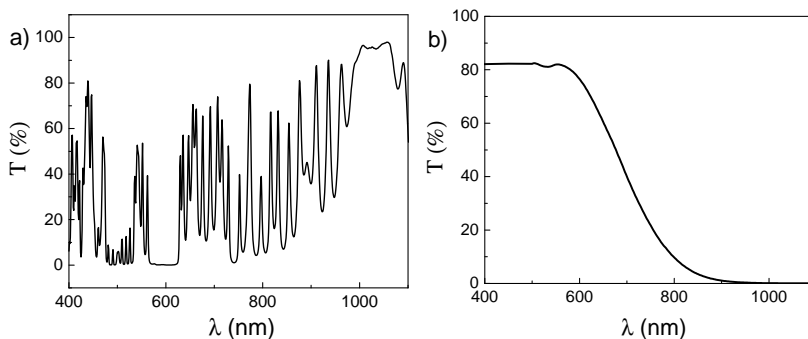
2.19 pav.: a) SPOPO efektyvumas, naudojant MgO:PPLN ($l=1,5 \text{ mm}$) ir PPKTP ($l=1 \text{ mm}$) kristalus. $T_{OC}=15 \%$, $I_k = 57,38 \text{ GW/cm}^2$, P_s - signalinės spinduliuotės galia ir b) SPOPO signalo smailinė galia ($P_{sm} = E_{imp}/\tau$).

MgO:PPLN ir PPKTP SPOPO su 15 % išvadiniu veidrodžiu kaupinimo galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumų (kartu ir išvadinių signalinės bangos galių) palyginimas pateiktas 2.19 pav. Rezultatai gauti naudojant vienodą kaupinimo intensyvumą, kuris abiem atvejais viršijo slenkstinį 1,4 - 5 karto (priklausomai nuo generuojamos signalinės spinduliuotės bangos ilgio). Visais atvejais, atitinkančiais $\Delta L=0$ sąlygą (idealus sinchroninis kaupinimas),

kaupinimo spinduliuotės keitimo į signalinę efektyvumo sotis buvo pasiekta esant mažesniems intensyvumams nei $I_k = 57,38 \text{ GW/cm}^2$, t.y. 2.19 pav. pateikti rezultatai visais atvejais atitinka maksimalų matuojamos sistemos efektyvumą.

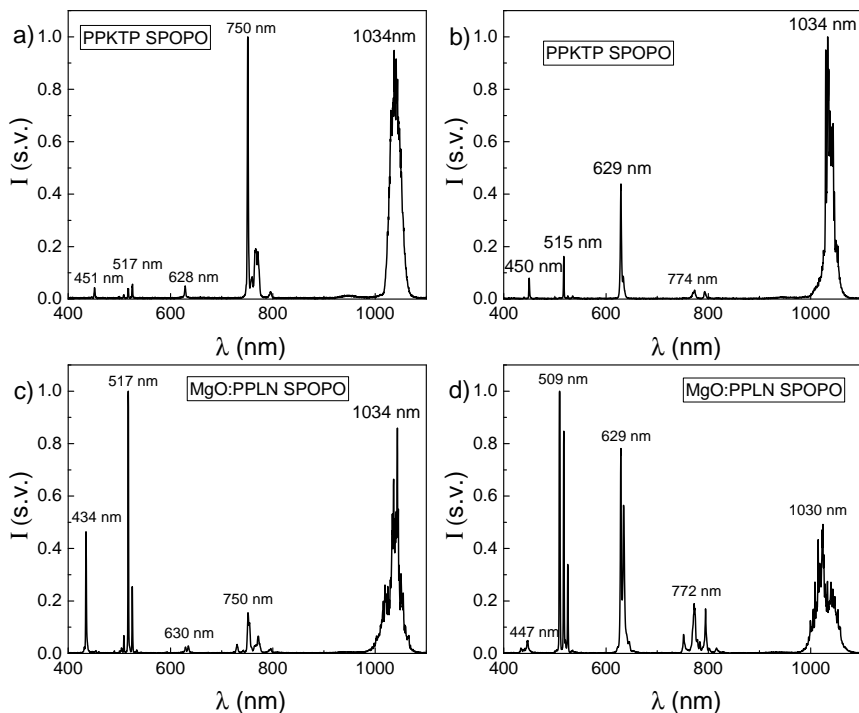
Matyti, kad trumpesnių bangos ilgių srityje MgO:PPLN SPOPO efektyvumas didesnis lyginant su PPKTP SPOPO atveju, tačiau signalinės bangos ilgiui didėjant ($>1500 \text{ nm}$) situacija apsiverčia. Mažesnis PPKTP SPOPO efektyvumas trumpesnių bangų ilgių srityje (1430 - 1490 nm) greičiausiai sąlygotas didesnių rezonatoriaus nuostolių, sumažėjus HR veidrodžių atspindžio koeficientui (2.4 b pav. ties 1480 nm HR veidrodžio atspindžio koeficientas sumažėja iki $\sim 80 \%$) ir šioje srityje didesnės šalutinės spinduliuotės sugerties: skaičiuojant iš energijos tvermės dėsnio, čia signalo bangos ilgiai atitinka $> 3,3 \mu\text{m}$ bangos ilgio šalutinę spinduliuotę, kuriai KTP kristalo pralaidumas tesiekia $\sim 50\%$ [271]. Ilgesnių bangų ilgių srityje PPKTP SPOPO atveju stebėto didesnio efektyvumo nei MgO:PPLN SPOPO atveju priežastingumas nėra visiškai akivaizdus. Teorinis skirtingų medžiagų pagrindu veikiančių SPOPO palyginimas taip pat komplikotas, kadangi nėra tiksliai žinomi kristalų netiesiškumai, kuriems taip pat būdinga ir priklausomybė nuo bangos ilgio. Pagal literatūroje randamą informaciją, MgO:PPLN kristalo netiesiškumas apie 1,5 karto didesnis nei PPKTP. Viena iš mažesnio MgO:PPLN SPOPO efektyvumo priežasčių galėtų būti efektyviau vykstanti kaupinimo spinduliuotės antros harmonikos generacija: MgO:PPLN atveju SHG efektyvesnė nuo 1,4 iki 10 kartų (priklausomai nuo bangos ilgio) nei PPKTP atveju (2.16 pav.). Tačiau, parametrinio stiprinimo koeficientas Γ tiesiogiai proporcingas d_{ef} ir tik kvadratinei šakniai iš kaupinimo intensyvumo I_k (1.8 išraiška), tad mažai tikėtina, kad vienintelė priežastis - mažesnis realus kaupinimo intensyvumas dėl didesnio SHG efektyvumo. Stiprinimo koeficientą taip pat lemia ir dispersinės kristalo charakteristikos: sąveikaujančių bangų lūžio rodiklių sandauga, įeinanti į stiprinimo koeficiento vardiklį, ličio niobato atveju ~ 2 kartus didesnė nei PPKTP. Taip pat ličio niobato atveju GVM tarp generuojamos signalinės bangos ir kaupinimo yra $\sim 1,4$ karto didesni (1.6 pav.). Tad visi šie efektai galėjo įnešti savo indėlį į aptariamą SPOPO efektyvumą priklausomybę. Pagal teorinį skaičiavimą (teorinis modelis plačiau aprašytas kitame skyrelyje, nagrinėjančiame SPOPO laikinių charakteristikų priklausomybę nuo rezonatoriaus nuostolių) įvertinus PPKTP SPOPO su $T_{OC}=15 \%$ galios keitimo efektyvumą (ties $\lambda_s=1,54 \mu\text{m}$), šis siekė 26 %, skaičiavimams naudojant tokius parametrus: $\sim 0,5 \text{ mm}$ kristalo ilgį, $d_{ef}=11 \text{ pm/V}$ kristalo efektyvumą, $E_k=13 \text{ nJ}$ kaupinimo impulso energiją, $32 \mu\text{m}$ pluošto diametrą $1/e^2$ intensyvumo lygyje ir $GDD=-600 \text{ fs}^2$ rezonatoriaus dispersijos parametru. Tuo tarpu PPLN SPOPO atveju, skaičiavimams naudojant tuos pačius parametrus (tik GDD čia naudota lygi 40 fs^2 (iš 2.7 a) pav.)), o kristalo netiesiškumas 17 pm/V , analogiškas efektyvumas siekė $\sim 23,8 \%$, t.y. buvo šiek tiek mažesnis nei PPKTP

atveju. Eksperimentiškai stebėtas efektyvumų skirtumas buvo ženklus, o to priežastimi galėjo būti kartu vykstantys konkuruojantys antros eilės netiesiškumo efektai dėl 1,5 karto didesnio MgO:PPLN terpės netiesiškumo. Keletas už meniskinio rezonatoriaus veidrodžio registruotų spektrų abiem SPOPO atvejais pateikti 2.21 pav. Bendra išvadinės spinduliuotės 400-900 nm spektriniame diapazone (panaudojus SZS-25 filtrą 2.20 b) pav.) galia tėra kelių milivatų eilės dydis, skirtingų antros eilės netiesiškumų sąlygotų reiškinių (SHG, SFG) efektyvumas gali skirtis, o meniskinio veidrodžio pralaidumo charakteristika nėra homogeniška (2.20 a) pav.), tačiau galima konstatuoti, kad MgO:PPLN generuojamame spektre kaupinimo impulsų antroji harmonika yra daug didesnė lyginant su signalinės bangos antrąja harmonika ir sumine banga generuojama iš signalinės ir kaupinimo bangų, o PPKTP atveju didesnės yra signalinės bangos antroji harmonika arba suminio dažnio banga. Atsižvelgiant į tai, kad kaupinimo impulsai yra bent 2,5 kartus didesnės energijos lyginant su signalinės bangos impulsais, efektyvesnė kaupinimo antros harmonikos generacija MgO:PPLN kristalo atveju turėtų įnešti didesnius suminius konkuruojančius nuostolius.

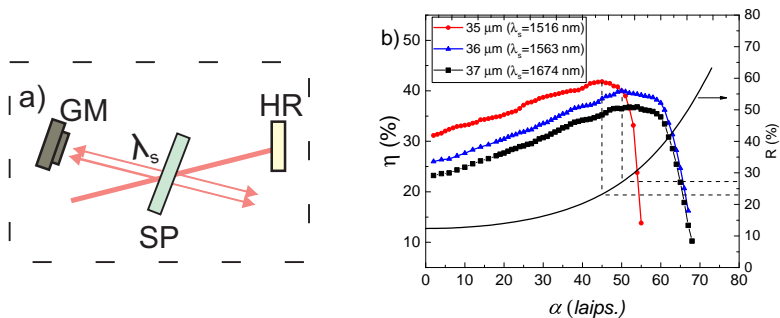


2.20 pav.: a) Meniskinio veidrodžio pralaidumo spektras, b) SZS-25 filtro pralaidumo spektras.

Atsižvelgiant į rezultatus ir į tai, kad buvo planuojama panaudoti SPOPO spinduliuotę kontinuumo generacijai telekomunikaciniame šviesolaidyje, kurio ZDW \approx 1600 nm, detaliau buvo tirtas PPKTP SPOPO. Siekiant gauti dar didesnę išvadinę spinduliuotės galią 1500 - 1800 nm srityje, buvo atliktos dar kelios SPOPO rezonatoriaus modifikacijos. Pirmiausia, optimaliesnio išvadinio veidrodžio pralaidumo nustatymui, SPOPO išvadinis veidrodis buvo pakeistas didelio atspindžio veidrodžiu signalinei spinduliuotei ir rezonatoriuje įterpta 2 mm storio kvarcinio stiklo plokštelė, pritvirtinta ant rotacinio staliuko (2.22 a) pav.). Keičiant spinduliuotės kritimo į ją kampą, toks elementas veikia kaip kintančio pralaidumo išvadinis veidrodis, t.y. kinta atspindžio koeficientas signalinei bangai, kurį galima apskaičiuoti iš Frenelio atspindžio išraiškų. Tokiu būdu nustatytas optimalus atspindys keliems signalinės bangos ilgiams



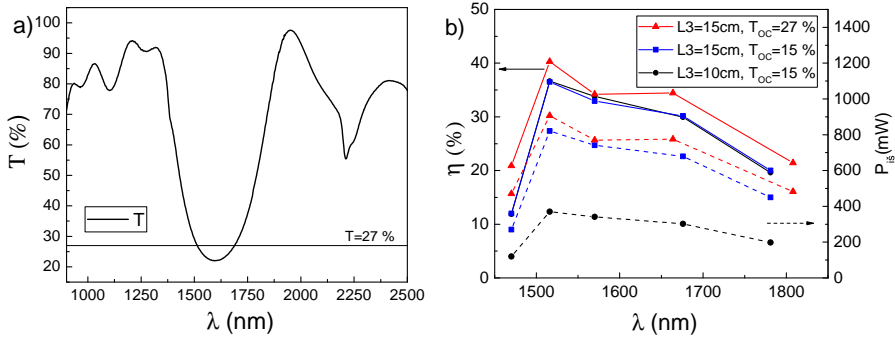
2.21 pav.: Spektrai stebėti už antrojo meniskinio veidrodžio. PPKTP SPOPO: a) kai $\lambda_s=1524$ nm, b) $\lambda_s=1580$ nm. MgO:PPLN SPOPO: c) $\lambda_s=1524$ nm, d) $\lambda_s=1600$ nm.



2.22 pav.: a) SPOPO rezonatoriaus fragmentas su stiklo plokštele. GM - gailios matuoklis, HR - didelio atspindžio veidrodis signalinei bangai, SP - stiklo plokštelė. η - kaupinimo galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumas, α - stiklo plokštelės pasukimo kampas, R - suminiai nuostoliai dėl atspindžių nuo stiklo plokštelės.

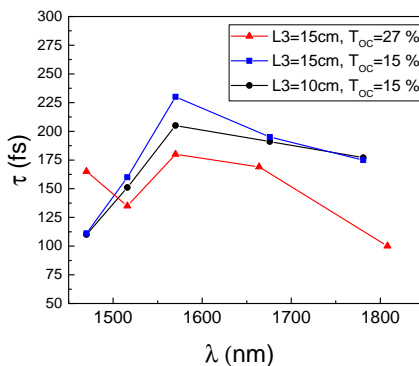
(2.22 b) pav.). Atsižvelgiant į rezultatus buvo įsigytas veidrodis, kurio dangą užtikrino $T \sim 27\%$ pralaidumą 1500 - 1700 nm spektrinėje srityje (2.23 a) pav.). Matyti, kad realus šio veidrodžio pralaidumas minėtoje srityje kinta nuo 22 %

ties 1600 nm iki 27 % ties 1500 nm ir 1700 nm bangos ilgiais.



2.23 pav.: a) išvadinio veidrodžio pralaidumo spektras ir b) SPOPO galios keitimo į signalinę bangą efektyvumo (ištisinės linijos) ir išvadinės vidutinės galios (punktyrinės linijos) palyginimas, esant įvairioms PPKTP SPOPO modifikacijoms. L3 - kaupinimo spinduliuotę fokusuojančio lęšio židinio nuotolis, T_{OC} - išvadinio veidrodžio pralaidumas signalinei spinduliuotei.

Taip pat, buvo tiriamos signalinės spinduliuotės charakteristikos keičiant kaupinimo fokusavimo lęšį L3. Rezultatai, gauti esant vienodam kaupinimo intensyvumui pateikti 2.23 b) pav. Matyti, kad pakeitus fokusavimo aštrumą, SPOPO keitimo efektyvumas nesikeitė, tačiau tai leido gauti didesnę išvadinę signalinės spinduliuotės vidutinę galią. Visgi, didinant pluoštą, pastebėtas ir žemesnis pažaidos slenkstis, todėl tolimesniems tyrimams apsiribota 15 cm židinio nuotolio lęšio naudojimu. Didžiausias išmatuotas kaupinimo spinduliuotės galios keitimo į signalinę efektyvumas siekė 40 % (gautas esant 1516 nm signalinio bangos ilgio spinduliuotei, naudojant 27 % pralaidumo išvadinį veidrodį).



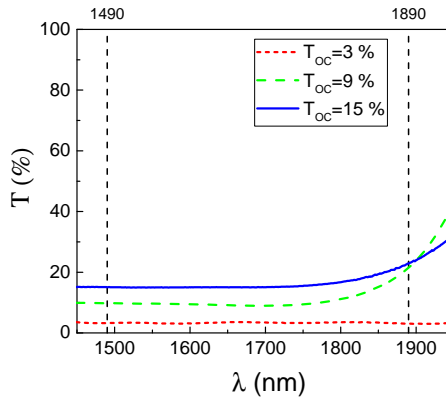
2.24 pav.: PPKTP SPOPO signalinių impulsų trukmės, esant įvairioms SPOPO modifikacijoms. L3 - kaupinimo spinduliuotę fokusuojančio lęšio židinio nuotolis, T_{OC} - išvadinio veidrodžio pralaidumas signalinei spinduliuotei.

Be to, didesnio pralaidumo veidrodžio naudojimas lėmė ir trumpesnės truk-

mės signalinių impulsų generaciją >1500 nm srityje (2.24 pav.). Priežastys, šiuo atveju lemiančios trumpesnių signalo impulsų formavimąsi, esant didesniai išvadinio veidrodžio pralaidumui, aptartos kitame skyriuje.

2.3. SPOPO laikinių charakteristikų tyrimas, esant skirtingiems rezonatoriaus nuostoliams

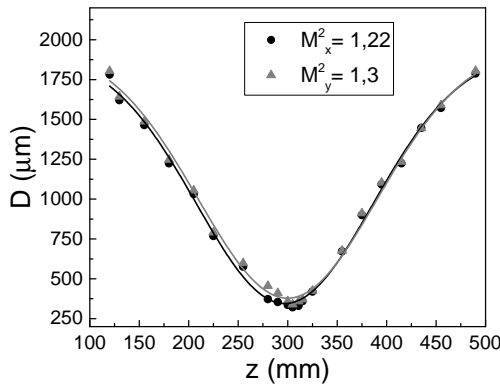
Šiame tyrime buvo naudojama SPOPO konfigūracija su PPKTP netiesiniu kristalu ir naudojamos keturių skirtingų periodų: $35\ \mu\text{m}$, $36\ \mu\text{m}$, $37\ \mu\text{m}$ ir $38\ \mu\text{m}$ kristalo gardelės. Tyrimo metu, naudoti trijų skirtingų pralaidumų išvadiniai veidrodžiai: 3% , $1,5 - 2\ \mu\text{m}$ spektrinei srčiai bei 9% ir 15% , $1,35 - 1,75\ \mu\text{m}$, kurių atveju apskaičiuotos rezonatoriaus bendrų nuostolių priklausomybės nuo bangos ilgio tiriamajame spektriniame diapazone yra pateiktos (2.25 pav.).



2.25 pav.: PPKTP SPOPO išvadinių veidrodžių, naudotų SPOPO signalinių impulsų trukmės tyrime, pralaidumai. Vertikalios punktyrinės linijos žymi SPOPO signalinių impulsų trukmių tyrimo diapazoną.

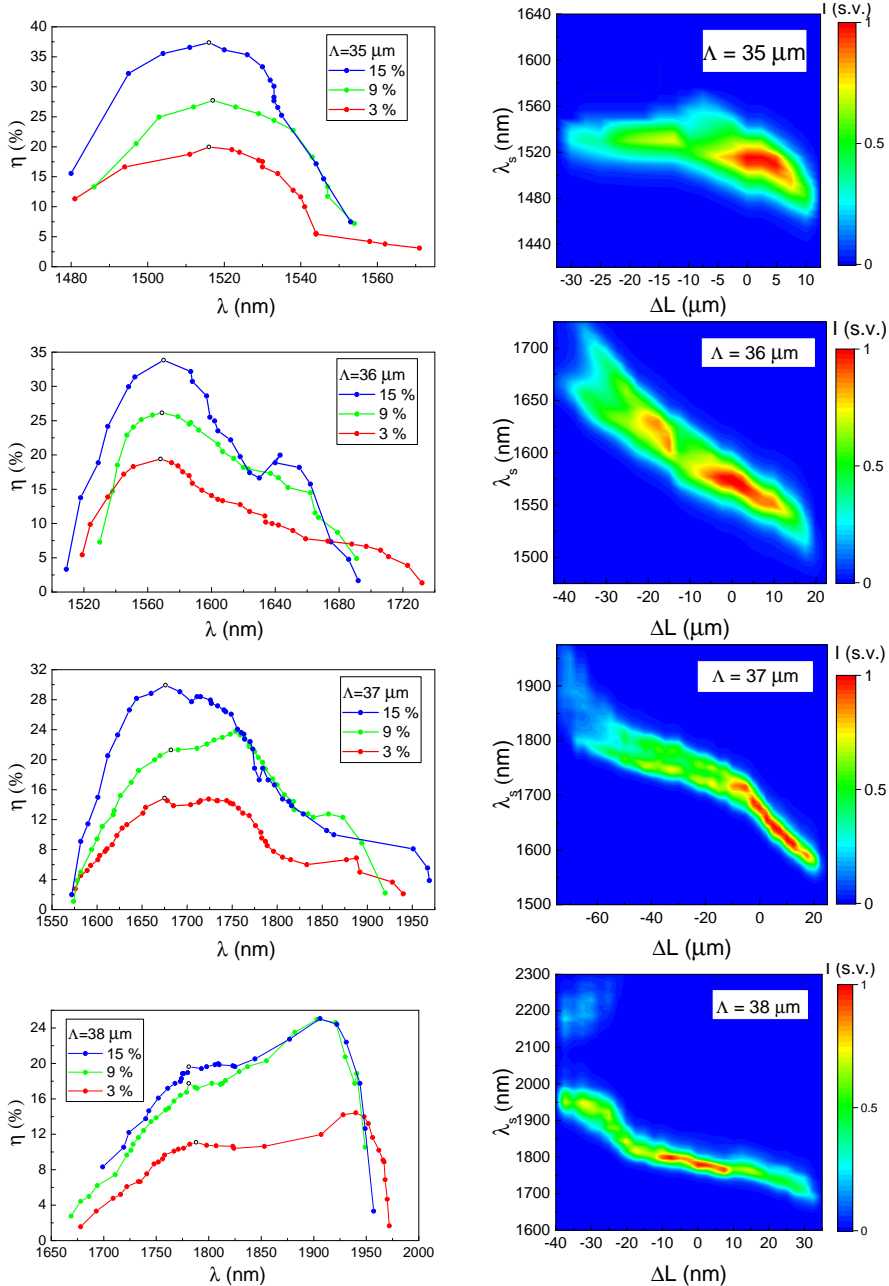
Pirmiausia pateikiame išmatuotas spektrinio derinimo ir efektyvumo charakteristikas (2.27 pav.). Staigus signalinės bangos keitimas gaunamas, keičiant naudojamą kristalo gardelės periodą Λ , tolygus - keičiant rezonatoriaus ilgį ΔL . Išvadinis veidrodis buvo įstatytas ant $1,25\ \mu\text{m}$ žingsnio tikslumo poslinkio staliuko, kuris leido derinti rezonatoriaus ilgį $\Delta L = 2,5\ \mu\text{m}$ tikslumu (tai atitinka $\sim 8,3$ fs vėlinimą). Bendra rezonatoriaus GDD didžiojoje dalyje neigiama, todėl ilginant rezonatorių stebėtas signalinės spinduliuotės bangos ilgio slinkimas į trumpesnių bangos ilgių pusę ir priešinga situacija stebėta jį trumpinant. SPOPO rezonatoriaus ilgio vieno žingsnio pokytis lėmė signalo centrinio bangos ilgio poslinkį nuo 0 nm iki 18 nm. Rezonatoriaus GDD artima nuliui $1600 - 1650$ nm srityje (2.7 pav.), čia derinimo kreivė (2.27 pav. $37\ \mu\text{m}$ gardelės periodo atvejis) turi didesnę polinkio kampą, t.y. vienas rezonatoriaus ilgio keitimo žingsnis ($\Delta L = 2,5\ \mu\text{m}$) lemia didesnę signalinės spinduliuotės bangos ilgio

pokytį. Dvispalviškumo efektas, kuris stebėtas PPLN ir MgO:PPLN atvejais, PPKTP SPOPO atveju nesiformavo. Signalinių impulsų trukmės išmatuotos 1,49 - 1,89 μm diapazone, t.y. siauresniame nei spektrogramose pastebimas signalinės spinduliuotės derinimas. Tai susiję su mažėjančiu SPOPO stabilumu, nutolstant nuo tikslaus fazinio sinchronizmo ($\Delta L = 0$). SPOPO išvadinės spinduliuotės skersinė moda jautri charakteristika rezonatoriaus veidrodžių suderinimui, tai sudarė sunkumų užtikrinant žemiausią TEM_{00} skersinę modą visame SPOPO rezonatoriaus ilgio derinimo diapazone: nedideli pokyčiai kai kuriais atvejais lemdavo skersinės modos pokytį iš žemiausios TEM_{00} į TEM_{01} ar dar aukštesnes. Tokiais atvejais buvo stebimas ir signalinės bangos išvadinės galios išaugimas (pvz.: 2.27 pav. 36 μm periodo gardelėje, efektyvumo kreivėje ties signaline >1630 nm spinduliuote, stebėtas efektyvumo padidėjimas, kuris įprastai tolstant nuo $\Delta L = 0$, mažėja), tačiau kartu tai lemdavo ir mažesnę SPOPO stabilumą (išvadinės galios fluktuacijos, skersinių modų pokyčiai pastovaus ilgio rezonatoriaus padėtyje). Dėl šios priežasties, laikinės charakteristikos tirtos tik tais atvejais, kai SPOPO išvadinės spinduliuotės intensyvumo skirstinys atitiko žemiausią modą. Didžiojoje derinimo srityje pluošto parametras M^2 ne didesnis nei 1,3 visoje derinimo srityje: 2.26 pav. pavaizduotas M^2 apskaičiuotas iš pluošto diametrų matavimų rezultatų, gautų naudojant slenkančio peilio metodą (pagal [272]).



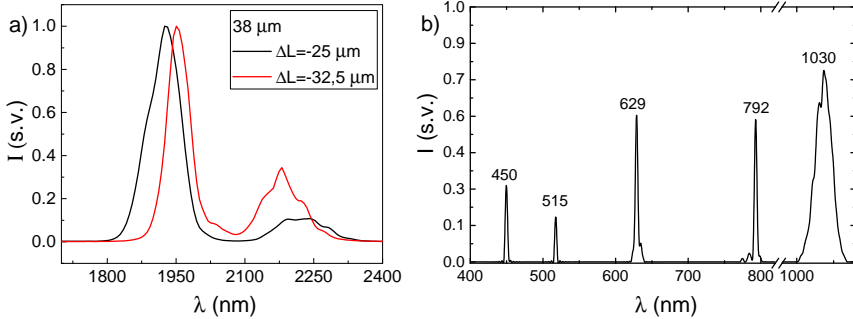
2.26 pav.: SPOPO pluošto parametro M^2 nustatymo duomenys. D - pluošto diametras $1/e^2$ maksimalaus intensyvumo lygyje, z - atstumas nuo fokusuojančio lęšio. $\lambda_s=1,52$ μm .

Taip pat reiktų paminėti, kad ties ilgesniais bangos ilgiais, signalinė banga artėja link degeneracinio taško (~ 2 μm [25]), SPOPO čia „persijungia“ iš vienbangio į dvibangio rezonatoriaus režimą (2.28 pav.), kadangi šiame diapazone rezonatoriaus nuostoliai tampa maži ir šalutinei bangai (2.27 pav. 37 μm ir 38 μm gardelės periodų atvejai). Taip pat, šiame SPOPO kaip ir naudojant ličio niobato kristalus, be parametrinės generacijos, stebėti ir kiti antros eilės netiesiniai efektai, vykstantys dėl sąlyginai didelio šio kristalo netiesiškumo (2.28



2.27 pav.: Kairėje: išmatuota SPOPO galios keitimo efektyvumo priklausomybė nuo signalinės bangos ilgio. Juodas apskritimas kreivėse žymi bangos ilgį, kuriam $\Delta L = 0$. Nulinis ΔL taškas atitinka stabiliausią ir efektyviausią SPOPO veikimą. Dešinėje: signalinės bangos derinimo spektrogramos (naudojant $T_{OC} = 15\%$). Λ - kristalo gardelės periodas.

b) pav.). Čia galima matyti, kad be parametrinės generacijos vyksta: kaupinimo bei signalinės bangos SHG (atitinkamai, $0,517 \mu\text{m}$) ir ($0,792 \mu\text{m}$), suminio dažnio tarp kaupinimo ir signalo generacija ($0,629 \mu\text{m}$) bei kaupinimo ir signalo antros harmonios suminio dažnio generacija ($0,45 \mu\text{m}$). Šie procesai mažina kaupinimo ir viduje rezonatoriaus esančio signalo intensyvumą, daro įtaką signalinio impulso formavimuisi ir dėl to yra įtraukti į šiame tyrime naudojamą teorinį modelį. Impulso trukmės šiuo atveju buvo matuotos komerciniu daugia-

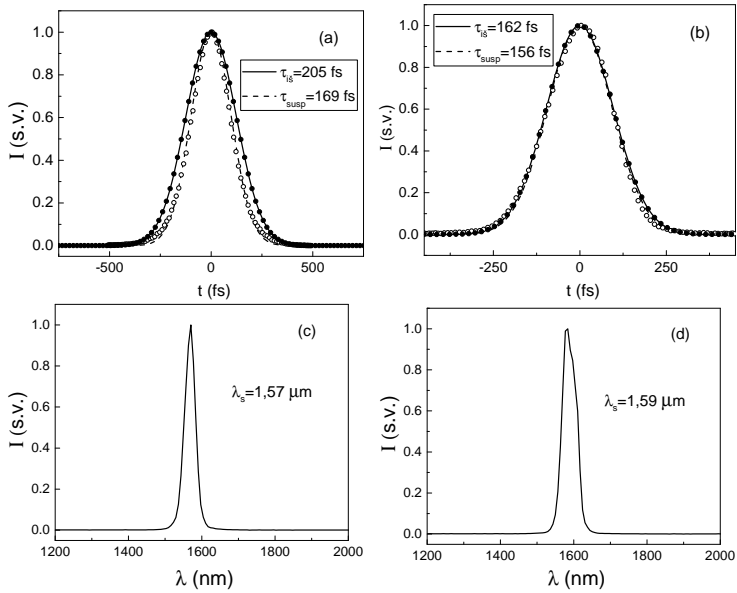


2.28 pav.: a) keletas SPOPO išvadinių spektrų, rezonatoriui veikiant dvibangio rezonanso režimu, b) SPOPO spektras antro meniskinio veidrodžio išėjime, esant $36 \mu\text{m}$ PPKTP kristalo gardelės periodui 3% pralaidumo išvadiniame veidrodžiui ties $\lambda_s = 1,57 \mu\text{m}$ bangos ilgiu. Registravimui naudotas RGB Photonics QMini spektrometras, kurio diapazonas: 350 nm - 1100 nm.

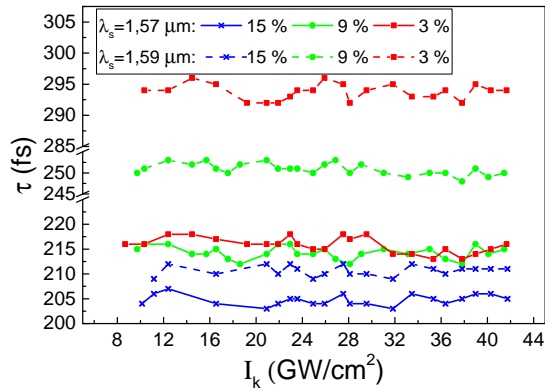
šūviu autokoreliatoriumi *Geco*. Keletas autokoreliacinių funkcijų ir atitinkamų signalinės bangos spektrų pateikti 2.29 pav. Vertinant signalinio impulso trukmę, laikyta, kad impulsai atitinka Gauso impulso formą. Spektriškai riboto impulso trukmė buvo vertinama iš išmatuotų signalinės bangos spektrų, naudojant atvirkštinę Furjė transformaciją.

Skirtingų rezonatoriaus nuostolių atvejais kristalą pasiekiančios signalinės bangos intensyvumas skiriasi ir tai gali turėti įtakos signalinio impulso formavimuisi dėl skirtingo fazinio moduliavimosi poveikio. Atsižvelgiant į tai, pirmiausia, buvo tirta signalo impulsų trukmės priklausomybė nuo kaupinimo intensyvumo (signalinio impulso intensyvumas kinta proporcingai kaupinimo intensyvumui). Kelių bangos ilgių signaliniams impulsams gautos priklausomybės pateiktos 2.30 pav. Matyti, kad mūsų tiriamajame diapazone signalinio impulso trukmė nepriklauso nuo kaupinimo intensyvumo visais trim skirtingų rezonatoriaus nuostolių atvejais. Panašūs rezultatai, nagrinėjantys SPOPO impulso formavimąsi dėl sąveikos tarp dispersijos, parametrinio stiprinimo ir jo soties, taip pat aptarti [273] publikacijoje. Gauta išmatuota priklausomybė reiškia, kad galima adekvačiai lyginti impulsų trukmių rezultatus, matuotus, esant vienodam kaupinimo intensyvumui.

Žvelgiant į signalo trukmės matavimų rezultatus (2.31 pav. ir 2.32 pav.), galima pastebėti kelis dalykus. Pirma, visais atvejais signalinio impulso trukmė



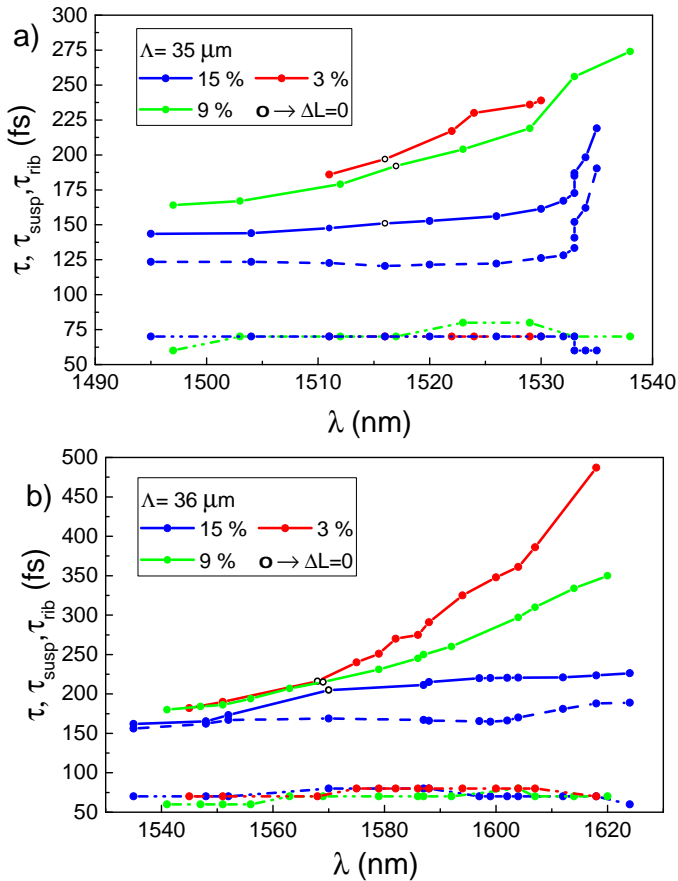
2.29 pav.: Signalinių impulsų autokoreliacinės kreivės (a,b) ir atitinkami spektrai (c,d). Registravimo parametrai: $\Lambda = 36 \mu\text{m}$, $T_{OC}=0,15$, $\Delta L=0$ (a,c) ir $\Delta L=-5 \mu\text{m}$ (b,d).



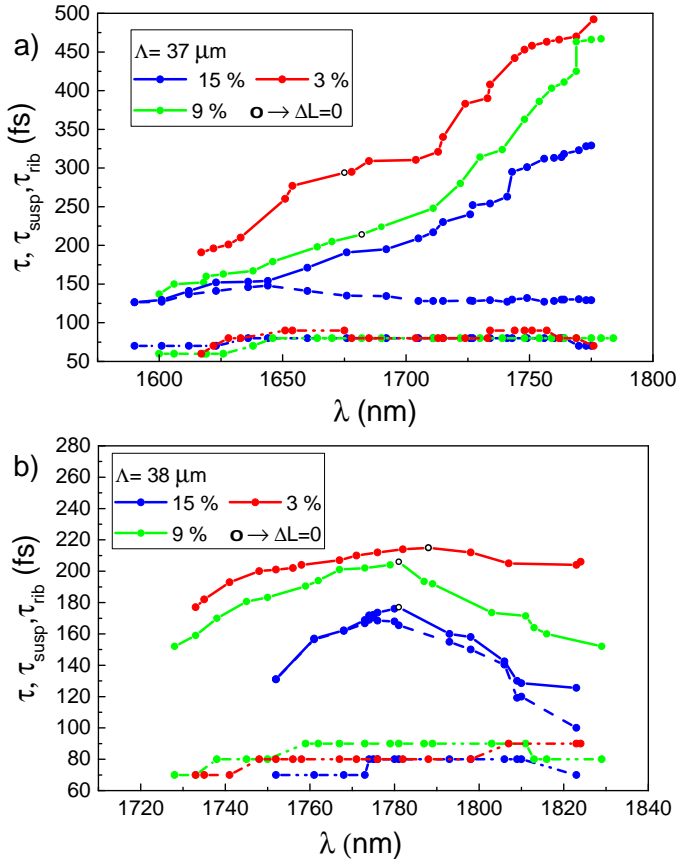
2.30 pav.: Signalinio impulso trukmės priklausomybė nuo kaupinimo intensyvumo I_k . PPKTP kristalo gardelės periodas $36 \mu\text{m}$.

mažėja, didėjant rezonatoriaus nuostoliams, t.y. naudojant didesnio pralaidumo išvadinių veidrodį. skirtumas tarp signalo impulso trukmių verčių $T_{OC} = 3\%$ ir $T_{OC} = 15\%$ atveju siekia nuo 5 % iki 54 %, priklausomai nuo bangos ilgio. Tai negali būti paaiškinta GDD skirtumu, kadangi ši tendencija išlieka ir srityje, kur visų trijų išvadinių veidrodžių atveju rezonatoriaus GDD vienodas. $38 \mu\text{m}$ periodo gardelės atveju (2.32 b) pav.) matomą parabolinę priklausomybę taip pat lemia augantis išvadinių veidrodžių pralaidumas: iš 2.25 pav. matyti, kad

rezonatoriaus nuostoliai ima didėti nuo ~ 1780 nm, ir pvz.: $T_{OC} = 15\%$ ties $1,82$ μm veikia nebe kaip 15% pralaidumo veidrodis, bet kaip 18% . Antra, iš signalinio impulso trukmės priklausomybių galima pastebėti, kad impulsai ilgėja, didėjant signalo bangos ilgiui, naudojant 35 μm , 36 μm ir 37 μm periodo gardeles ir ilgėjimas yra didesnis mažesnio išvadinio veidrodžio pralaidumo atveju. Šios tendencijos bus plačiau aptartos, pristačius teorinio modeliavimo rezultatus.



2.31 pav.: SPOPO signalo impulsų trukmės matavimų rezultatai, gauti naudojant 35 μm ir 36 μm PPKTP kristalo gardelių periodus: išmatuota signalinių impulsų trukmė (τ , ištininė linija), suspaustų impulsų trukmės, esant $T_{OC} = 15\%$ (τ_{susp} , punktyrinė linija) ir apskaičiuotos spektriškai ribotų impulsų trukmės (τ_{rib} , punktyrinė-taškuota linija). Juodas apskritimas kreivėse žymi bangos ilgį, kuriam $\Delta L = 0$.



2.32 pav.: SPOPO signalo impulsų trukmės matavimų rezultatai, gauti naudojant 37 μm ir 38 μm PPKTP kristalo gardelių periodus: išmatuota signalinių impulsų trukmė (τ , ištisinė linija), suspaustų impulsų trukmės, esant $T_{OC} = 15\%$ (τ_{susp} , punktyrinė linija) ir apskaičiuotos spektriškai ribotų impulsų trukmės (τ_{rib} , punktyrinė-taškuota linija). Juodas apskritimas kreivėse žymi bangos ilgį, kuriam $\Delta L = 0$.

Visame derinimo diapazone SPOPO išėjime signalo impulsai buvo čirpuoti: gautos trukmės nuo 1,6 iki 7 karto didesnės nei įvertintos spektriškai ribotos trukmės. Dėl šios priežasties buvo tiriamas ir signalinių impulsų spaudimas. Be SPM efekto, signaliniai impulsai taip pat buvo paveikti neigiamos rezonatoriaus GDD (2.7 pav.), tad jau kaip anksčiau minėta, šiuo atveju impulsų spūdai naudoti cinko selenido elementai. Impulsams spausti SPOPO išorėje panaudotos įvairios ZnSe elementų kombinacijos (suminis elementų storis kito nuo 0 iki 32 mm, priklausomai nuo bangos ilgio). Trumpiausi impulsai gauti naudojant 15 % pralaidumo išvadinį veidrodį ir jų trukmių vertės pateiktos 2.31 pav. ir 2.32 pav. punktyrinėmis linijomis. Visgi, panaudojus optimalų suspaudimą (skirtingiems signalinio dažnio impulsams, reikalingas skirtingas ZnSe elementų ilgis) išmatuotos trukmės neatitiko spektriškai ribotų, galimai

dėl aukštesnės eilės dispersijos poveikio. Nepaisant to, kai kuriems signaliniams impulsams stebėtas ženklus impulsų sutrumpėjimas: 1,726-1,775 μm spektrinėje srityje (37 μm periodo gardelėje) gauti 50-60 % trumpesni impulsai nei SPOPO išvade. Naudojant optimalų impulsų suspaudimą SPOPO su 15 % išvadiniu veidrodžiu generuoja trumpesnius nei 165 fs trukmės impulsus visame 1,49-1,82 μm spektriniame diapazone.

Teoriškai SPOPO impulsų formavimasis buvo modeliuojamas naudojant teorinės dalies skirsnyje 1.1.7 pateiktas 1.23 išraiškas. Atsižvelgiant į eksperimentinės SPOPO schemas ypatumus, modeliuojant po kiekvieno rezonatoriaus apėjimo $N > 1$ buvo padaromos tokios transformacijos:

$$S_s(z = 0) = R^{1/2} \exp\left(i\delta\Omega + i\frac{G_0}{2}\Omega^2\right) S_s(z = L), \quad (2.2a)$$

$$S_i(z = 0) = 0, \quad (2.2b)$$

$$S_k(z = 0) = S_{k0}, \quad (2.2c)$$

kur L - kristalo ilgis, $\delta = l\lambda_{s0}/(2c)$ - vėlinimas dėl rezonatoriaus išderinimo, l - išderinimo parametras, G_0 - grupinio vėlinimo dispersija, sąlygojama rezonatoriaus elementų. Kristalo grupinio vėlinimo dispersija neįtraukta į G_0 , bet įskaičiuota į bangos skaičių k . Kadangi rezonatorius vienbangis, modelyje buvo įskaitoma kad šalutinė ir kaupinimo bangos po kiekvieno lėkio rezonatorių palieka. Signalinė banga sklinda kristalu N kartų, o kiekvieno lėkio metu jos dalis palieka rezonatorių per išvadinį veidrodį, kurio atspindžio koeficientas ($R < 1$). Kaupinimas kiekviename lėkyje „atnaujinamas“, o S_{k0} yra E_{k0} (2.3c) Furjė transformacija. Kai $z=0$ ir $N=1$, pradiniai laukai visoms trimis bangoms:

$$E_{s0} = a_0\xi_s(t), \quad (2.3a)$$

$$E_{i0} = a_0\xi_i(t), \quad (2.3b)$$

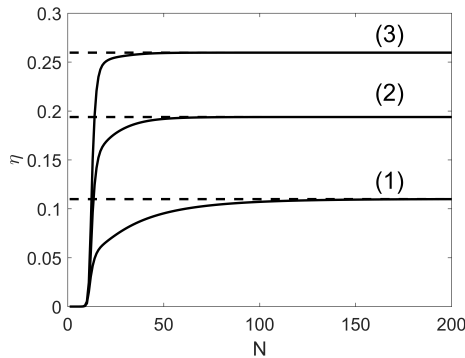
$$E_{k0} = a_{k0} \exp\left(-2 \ln(2) \frac{t^2}{\tau_k^2}\right). \quad (2.3c)$$

$\xi_{s,i}$ - atitinka koreliuotus normaliojo pasiskirstymo atsitiktinius laukus su nuliniu vidurkiu ir vienetine dispersija. τ_k - kaupinimo impulsas, a_0 ir a_{k0} - amplitudės.

Modeliuojant, naudoti parametrai: $\lambda_{30} = 1,03 \mu\text{m}$ (kaupinimo bangos ilgis), $\Lambda = 36 \mu\text{m}$ (kristalo gardelės periodas) $L = 14\Lambda$ (kristalo ilgis), $a_0/a_{30} = 10^{-4}$, $GDD = -600 \text{ fs}^2$ (rezonatoriaus dispersijos parametras). Laikinis intervalas $[-50\tau_p, 50\tau_p)$ buvo padalintas į 512 žingsnių, o kiekvienas gardelės periodas Λ į 8. Apskaičiuotas centrinis signalinės bangos ilgis lygus $\lambda_{10} = 1,541 \mu\text{m}$. Taip pat įskaityta šalutinės bangos $\lambda > 3,3 \mu\text{m}$ sugertis. Kaupinimo impulso energija buvo 13 nJ, intensyvumas skaičiuotas naudojant $d = 32 \mu\text{m}$ ($1/e^2$ intensyvumo lygyje) pluošto diametrą, o trukmė $\tau_p = 90 \text{ fs}$.

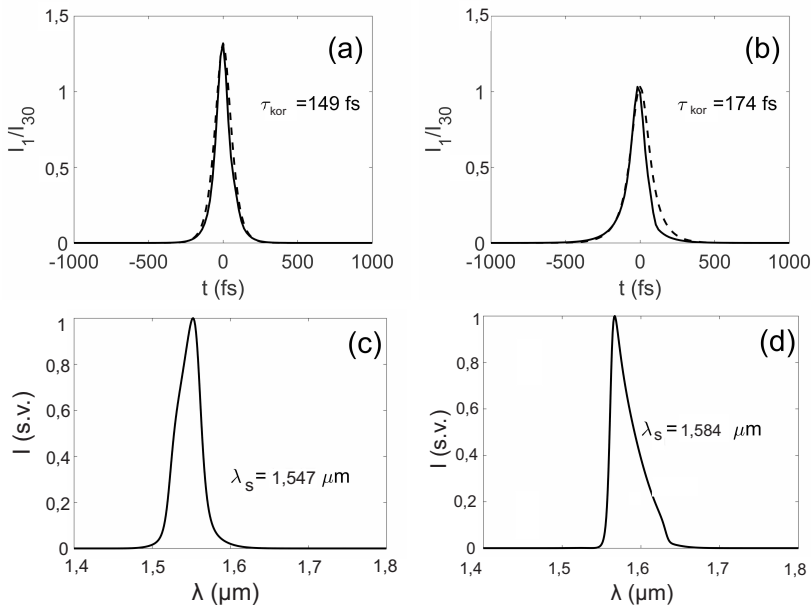
Buvo įskaityti: signalo ir kaupinimo bangų antrų harmonikų (AH) generacijos, taip pat signalo ir kaupinimo suminio dažnio generacija (SDG) ir signalo AH su kaupinimo pirma harmonika SDG. AH ir SDG efektai nėra labai efektyvus dėl fazinio sinchronizmo sąlygų netenkinimo, tačiau dėl jų vykstantis signalo ir kaupinimo pluoštų nuskurdimas daro įtaką signalo spektrui ir trukmei. SPM ir XPM efektai taip pat įskaityti, kadangi atitinkantis netiesinis sąveikos ilgis ($L_{n2} = 1/(\gamma_3 a_{30}^2)$) šiuo atveju yra $\sim 1,1$ mm, t.y. palyginamas su kristalo ilgiu. Skaičiavimuose naudotas kristalo ilgis 0,5 mm, t.y. du kartus trumpesnis nei eksperimentinėje sistemoje. Jis buvo sumažintas, kad būtų galima tirti sąveiką srityje, kurioje nereikia įskaityti pluošto difrakcijos: difrakcinis ilgis signaliniam pluoštui $L_d = \pi n_1 d^2 / (4\lambda_{10})$ yra apie 1 mm.

Skaičiavimai atlikti visiems trimis išvadinių veidrodžių pralaidumams $T = 1 - R$: 0,03, 0,09 ir 0,15. Rezonatoriaus išderinimo parametras buvo keičiamas -5 žingsniu nuo 0 iki -15, skaičiuojant impulsų trukmes ir nuo 5 iki -25 skaičiuojant SPOPO keitimo efektyvumą. Tipiška keitimo efektyvumo priklausomybė nuo rezonatoriaus lėkių skaičiaus (N) pateikta 2.33 pav. Matyti, kad kreivės įsisotina, esant pakankamai dideliame N . Signalo intensyvumo ir spektrų profiliai pateikti 2.34 pav. Spektras slenka link ilgesnių bangų srities, išderinant rezonatorių ($l < 0$). Čia signalo centrinis bangos ilgis buvo skaičiuojamas kaip spektro masės centras. Impulso trukmė, didėjant išderinimui ($l < 0$), didėja. Impulso trukmė apskaičiuota iš autokoreliacinės funkcijos gali skirtis nuo realios impulso trukmės dėl profilio nesimetriškumo (palyginti ištisinę ir punktyrinę kreives 2.34 b) pav. Atsirandanti asimetrija yra nulemta rezonatoriaus išderinimo ir dėl to atsirandančio laikinio poslinkio.



2.33 pav.: Tipinė SPOPO energijos keitimo efektyvumo priklausomybė nuo rezonatoriaus lėkių skaičiaus. T : 0,03 (1), 0,09 (2), 0,15 (3). $l = 0$.

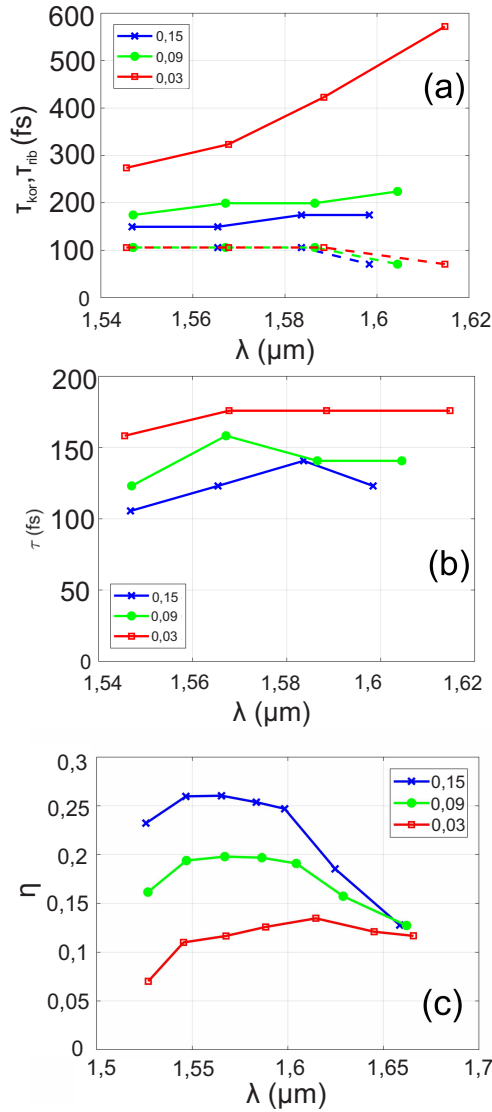
Apibendrinti skaičiavimo rezultatai pateikti 2.35 pav. Kaip ir eksperimente, impulsų trukmė yra didesnė naudojant mažesnio pralaidumo išvadinių veidrodį (2.35 (a, b) pav.), o keitimo efektyvumas auga didėjant pralaidumui (2.35 c) pav.). Spektriškai ribotų impulsų trukmė buvo apskaičiuota iš gauto spektrinio



2.34 pav.: Signalinio impulso laikinis ir (a, b) ir spektrinis (c, d) profiliai. Punktyrinė linija žymi impulso profilį iš autokoreliacinės funkcijos (a,b). $N = 200$, $T = 0, 15$. $l = 0$ (a, c) ir $l = -10$ (b, d).

intensyvumo profilio kvadratinės šaknies atvirkštinės Furjė transformacijos, ir laikant kad profilis atitinka Gauso funkciją. Šiuo atveju, impulsų trukmių vertės yra panašios visais veidrodžių pralaidumų T atvejais (2.35 c) pav.).

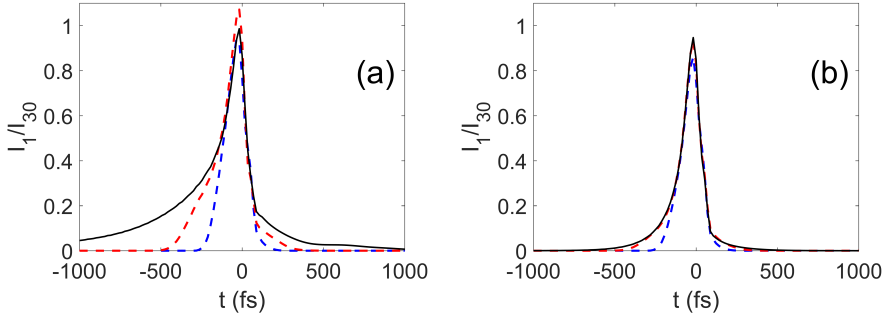
Tiek eksperimento, tiek teorinio skaičiavimo rezultatai parodė stiprią signalinio impulso priklausomybę nuo rezonatoriaus nuostolių. Šio rezultato paaiškinimui, 2.36 pav. parodyta kaip signalinis impulsas formuojasi, augant rezonatoriaus lėkių skaičiui. Čia galima išskirti tris reiškinius, lemiančius tokį impulso formavimąsi: 1) SPM [48, 78] ir neigiamą GDD, 2) laikinis vėlinimas $\delta < 0$ dėl rezonatoriaus išderinimo, 3) labiau tikėtinas signalo centrinės dalies stiprinimas dėl persiklojimo su kaupinimo impulsu. SPM ir GDD atsakingi už impulso čirpą. Jų ženklas yra priešingas impulso centre ir vienodas periferijoje. Esant mažesniems rezonatoriaus nuostoliams, signalo intensyvumas rezonatoriuje yra didesnis (2.37 pav.) ir SPM yra labiau tikėtinas [30]. Rezonatoriaus išderinimas lemia signalinio impulso laikinį poslinkį į periferiją tad dėl SPM impulso plitimas labiau tikėtinas, esant mažesnėms T vertėms (palyginti 2.36 a) ir b)). Kiekvieno apėjimo apie rezonatorių metu, impulsas praranda dalį energijos, tačiau stiprinimas turi galiausiai kompensuoti nuostolius. Dėl šios priežasties, esant didesniai T , šis stiprinimas yra didesnis (2.37 b)). Impulso formavimosi stadijoje ($N < 50$), centrinė impulso dalis yra stiprinama labiausiai (kaupinimo impulso trukmė yra 90 fs, t.y. trumpesnė nei stiprinamo signalo impulso). Taip pat esant didesniai T , efektinis laikinis poslinkis ir dėl to ky-



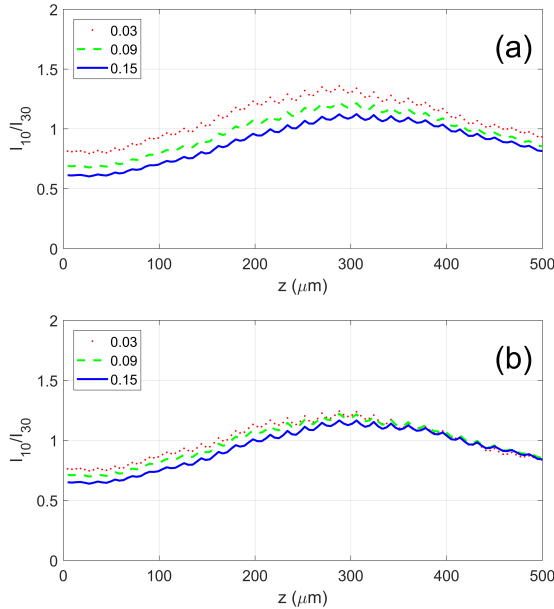
2.35 pav.: PPKTP SPOPO: (a) impulso trukmės (ties FWHM), apskaičiuotos iš autokoreliacinės funkcijos (ištininė linija) ir spektriškai riboto impulso trukmės (punktūrinė linija) priklausomybė nuo centrinio signalinės bangos ilgio; (b) tikros impulso trukmės priklausomybė nuo centrinio signalinės bangos ilgio; (c) išvadinių keitimo efektyvumo priklausomybė nuo centrinio bangos ilgio. Trys išvadinių veidrodžių pralaidumo vertės: T : 0,15 (mėlyna, iksiukai), 0,09 (žalia, skrituliukai), 0,03 (raudona, kvadratėliai). $N = 200$. Kaip ir eksperimentinėse kreivėse 4.6 pav. ir 4.9 pav. bangos ilgių diapazonas (c) yra didesnis nei išmatuotų trukmių (a) ir (b).

lantis impulso plitimas yra mažesnis (2.36 pav.). 2.35 pav. centrinis signalinės spinduliuotės bangos ilgis keičiasi dėl laikinio užvėlinimo δ , taigi anksčiau apra-

šytas aptarimas paaiškina stipresnį signalinio impulso trukmių kreivių augimą (2.31 pav., 2.32 pav. ir 2.35 (a)) pav., esant mažesnėms T vertėms. Impulso plitimas dėl SPM ir GDD įtakos taip pat pastebimas: tiek įvertintos iš eksperimentinių duomenų, tiek teoriškai signalinio impulsų spektriškai ribotos trukmės yra mažesnės nei stebėtos SPOPO išvade.



2.36 pav.: Signalinio impulso laikinio profilio evoliucija. $T = 0,03$ (a) ir $T = 0,15$ (b). $N :15$ mėlyna punktyrinė apatinė linija), $N :20$ (raudona punktyrinė vidurinė linija), $N :50$ (išstinė juoda linija). $l = -15$ ir $\delta = -38,5$ fs.



2.37 pav.: Normuoto signalo intensyvumo (ties $t = 0$) priklausomybė nuo kristalo ilgio trims išvadinių veidrodžių pralaidumų T atvejams. $N:20$ (a); 200 (b). $l = -15$. Nedidelės osciliacijos yra būdingos kvazisinchronizmo atvejui. Esant didesnei T vertei, signalo intensyvumas rezonatoriaus viduje yra mažesnis, bet augimas didesnis.

2.4. Apibendrinimas

Šiame skyriuje pristatyti Yb:KGW osciliatoriaus pirmąją harmoniką kaupinami parametriniai šviesos osciliatoriai, generuojantys spinduliuotę artimojoje infraraudonojoje srityje. Efektyviausia SPOPO veikia stebėta naudojant MgO:PPLN ir PPKTP kristalus, jų atveju išmatuotų charakteristikų pagrindiniai rezultatai pateikti 2.1 lentelėje. Sinchroniškai kaupinamas parametrinis osciliatorius su PPKTP struktūra pasižymėjo didesne vidutine išvadine galia ir efektyvumu bangos ilgių $>1,5 \mu\text{m}$ srityje nei naudojant MgO:PPLN kristalą. Aptarta, kad tam įtakos galėjo turėti kristalo dispersinės charakteristikos, mažesnis grupinių greičių nederinimas tarp signalo ir kaupinimo spinduliuočių bei mažesnis Yb:KGW spinduliuotės antros harmonikos generavimosi efektyvumas PPKTP kristalo atveju. Parinkus optimalaus pralaidumo išvadinį veidrodį, gautas didžiausias SPOPO efektyvumas į signalinę bangą buvo $\sim 40\%$ ties $\lambda_s=1516 \text{ nm}$ (pagal Manley-Rowe sąryšį, tai atitiktų $\sim 59\%$ bendrą efektyvumą į signalinę ir šalutinę bangas). Lyginant su komercinių ir mokslinėse publikacijose pateikiamų SPOPO prietaisų, veikiančių tokioje pačioje spektrinėje srityje, charakteristikomis, tai didžiausias stebėtas efektyvumas, rodantis Yb:KGW osciliatoriaus ir PPKTP kristalo perspektyvumą tokių prietaisų formavimui. Tokio prietaiso tolimesnis išvadinės spinduliuotės didinimas galėtų būti įgyvendintas naudojant ilgesnį kristalą ir/ar modifikuojant SPOPO sistemą, pvz.: suformavus dvipusio kaupinimo sistemą. Literatūroje galima rasti išvadų, kad optimaliausia sąveika vyksta kai kristalo pradžioje impulsai yra beveik išsiskyrę, o idealiai sueina kristalo viduryje, t.y. sąveikai vykstant per ~ 2 impulso trukmes, t.y. optimalus kristalo ilgis galėtų būti apytikriai lygus dvigubam L_g . Tai įrodo ir PPLN, MgO:PPLN SPOPO rezultatai: šių kristalų L_g 1,4-1,8 μm spektrinėje srityje yra mažesnis nei 1 mm, tačiau naudojant 1,5 ir 2 mm ilgio kristalus efektyvumas gautas didesnis nei 1 mm. Atsižvelgus į tai, PPKTP atveju galima būtų mėginti naudoti $\sim 2,2$ mm ilgio kristalą.

Taip pat pristatytas detalus femtosekundinio PPKTP SPOPO laikinių charakteristikų priklausomybės nuo rezonatorių nuostolių tyrimas, esant trims skirtingoms pastarųjų vertėms. Buvo stebėtas žymus signalinės impulso trukmės mažėjimas: 10-360 fs priklausomai nuo bangos ilgio (atitinka 5 iki 54 % impulso trumpėjimą), padidinus SPOPO išvadinio veidrodžio pralaidumą nuo 3 iki 15 %. Analogiška tendencija gauta ir modeliuojant signalinio impulso formavimąsi tokiomis pat sąlygomis, kuriomis vykdytas eksperimentas. Parodyta, kad ilgesnių impulsų formavimąsi esant mažesniems rezonatoriaus nuostoliams lemia kompleksinis fazinio moduliavimosi, neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos, laikinio vėlinimo ir signalinio impulso stiprinimo kaupinimo impulso lauke efektas.

2.1 lentelė: Apibendrintos ištirtų Yb:KGW lazerio pirmąja harmonika sinchroniškai kaupinamų optinių parametrinių osciliatorių charakteristikos. Čia: l - kristalo ilgis, T_{OC} - išvadinio veidrodžio pralaidumas, f - fokusuojančio lęšio židinio nuotolis, P_{smaks} - didžiausia signalinės spinduliuotės galia, τ_s - signalinių impulsų trukmė, τ_{smin} - mažiausia signalinio impulso trukmė, τ_s^{sp} - išoriškai suspaustų signalinių impulsų trukmė, τ_{smin}^{sp} - mažiausia išoriškai suspausto signalinio impulso trukmė.

	MgO:PPLN $l=1,5$ mm $T_{OC}=15$ % $f=7,5$ cm	PPKTP $l=1$ mm $T_{OC}=15$ % $f=7,5$ cm	PPKTP $l=1$ mm $T_{OC}=27$ % $f=15$ cm
Signalinės spinduliuotės spektrinio derinimo sritis, μm	1,436 - 1,74	1,43 - 1,8	1,45 - 1,8
$\eta_{maks} = \frac{P_{smaks}}{P_{kmaks}} \cdot 100, \%$	≥ 13	≥ 13	$\geq 15,5$
Didžiausias $\eta_{maks}, \%$	29 ($\lambda_s=1463$ nm)	37 ($\lambda_s=1516$ nm)	40,3 ($\lambda_s=1516$ nm)
P_{smaks}, mW	>100	>100	>350
Didžiausia P_{smaks}, mW	226	289	907
τ_s, fs	< 250	<300	<270
τ_{smin}, fs	112 ($\lambda_s=1550$ nm)	74 ($\lambda_s=1430$ nm)	130 ($\lambda_s=1450$ nm)
τ_s^{sp}, fs	<80	<170	<130
$\tau_{smin}^{sp}, \text{fs}$	56 ($\lambda_s=1550$ nm)	74 ($\lambda_s=1430$ nm)	90 ($\lambda_s=1450$ nm)

3. KRISTALŲ OPTINIO ATSPARUMO DIDELIO PASIKARTOJIMO DAŽNIO FEMTOSEKUNDINEI LAZERIO SPINDULIUOTEI TYRIMAS

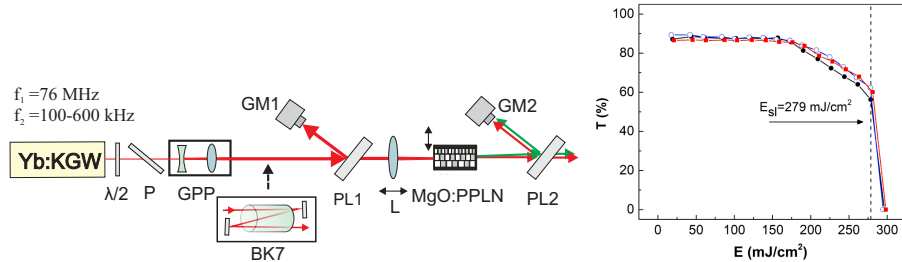
Šio skyriaus medžiaga publikuota **P4** ir **PR1**.

Kaip jau minėta teoriniame įvade, SPOPO kūrimui, svarbu žinoti juose naudojamų netiesinių kristalų atsparumo kaupinimo spinduliuotei ribas. Dėl šios priežasties buvo matuojami MgO:PPLN ir PPKTP kristalų lazerio pažaidos slenksčiai, veikiant SPOPO schemoje naudojamo kaupinimo šaltinio ~ 90 fs trukmės 1030 nm centrinio bangos ilgio impulsais. Taip pat buvo pastebėta, kad išmatuotos ličio niobato LIDT vertės ženkliai mažesnės už mokslinėse publikacijose pateikiamas vertes, kurios gautos eksponuojant kristalą femtosekundiniais kHz pasikartojimo dažnio impulsais. Gautų rezultatų priežastingumas tirtas keliais papildomais eksperimentais: matuotas MgO:PPLN kristalo LIDT vertės priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio, naudojant ~ 300 fs trukmės ir 100-600 kHz bei 76 MHz pasikartojimo dažnio Yb:KGW lazerių impulsus bei netiesinės sugerties pokyčio šiame kristale tyrimas, veikiant pasikartojančiomis Yb:KGW lazerio impulsų sekomis 60-600 kHz impulsų pasikartojimo dažnių diapazone. Detaliau šie tyrimai pristatomi šiame disertacijos skyriuje.

3.1. Ličio niobato LIDT priklausomybės nuo femtosekundinių impulsų pasikartojimo dažnio matavimas

LIDT matavimams naudota eksperimentinė schema pateikta 3.1 pav. Lazerio indukuotos pažaidos slenksčio įvertinimui buvo panaudoti du MgO:PPLN bandiniai: vienas su plačiau juoste skaidrinančia Nb₂O₅/SiO₂ danga $\sim 1,4 - 1,8$ μm ir 1,3 μm spinduliuotei, antras - kristalas be skaidrinančios dangos. Reiktų pasakyti, kad šiame darbe buvo tiriamas ir PPKTP pagrindu veikiantis SPOPO, tačiau turėjome vienintelį šio kristalo egzempliorių, todėl jo atveju detalus LIDT vertės priklausomybės nuo impulsų pasikartojimo dažnio nagrinėjimas nebuvo atliktas. Eksperimentai atlikti naudojant R - 1 metodą, kurio metu kiekvienas testuojamas taškas buvo eksponuojamas vienodu energiniu srautu

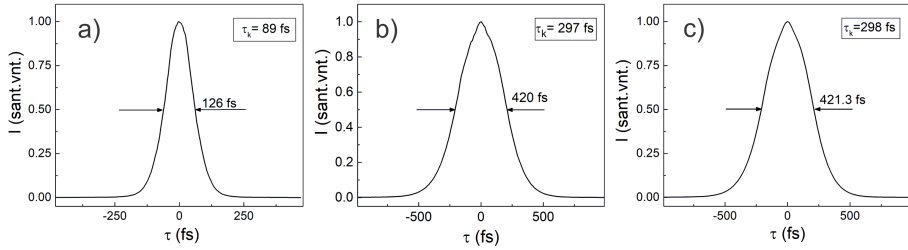
po 300 s. Energijos srautas nuo labai mažų verčių buvo nuosekliai didinamas, kol pasiekiamas pažeidimas. Energijos srauto kėlimo žingsnis buvo $\sim 0,3$ mJ/cm² MHz ir 17 - 50 mJ/cm² kHz impulsų pasikartojimo dažnio atvejais. Pažeidimas buvo matuojamas stebint lazerinės spinduliuotės pralaidumo pokytį, kuris atsiranda dėl didėjančios sugerties medžiagoje [125]. LIDT vertė atitinka energijos srautą, kurį viršijus pralaidumas staigiai krenta iki nulinės vertės (grafikas 3.1 pav.). Kiekvieno pasikartojimo dažnio atveju, matavimas buvo atliekamas tris kartus (perstumiant kristalą taip kad būtų apspinduliuojamas nepažeiktas paviršiaus taškas).



3.1 pav.: LIDT matavimo schema. Čia: P - poliarizatorius, GPP - Galilėjo tipo pluošto plėstuvai, L - 75 mm židinio nuotolio fokusuojantis lęšis ant tikslaus poslinkio staliuko, PL - pleištas, GM - galios matuoklis, f - impulsų pasikartojimo dažnis. Žalia rodyklė žymi antros harmonikos spinduliuotę, raudona rodyklė - 1,03 μ m. Dešinėje pusėje esantis grafikas - matavimo rezultatai, naudojant $f=571$ kHz ir $\tau=298$ fs. Čia: T - pralaidumas, E - energijos srautas, E_{sl} - slenkstinė lazerio - indukuotos pažeidimo vertė.

Matavimai atlikti naudojant dvi *Light Conversion* kompanijos lazerinės sistemos: Yb:KGW osciliatorių (*Flint*), generuojantį 89 fs trukmės impulsus 76 MHz pasikartojimo dažniu, ir Yb:KGW (*Pharos*), generuojantį 298 fs trukmės impulsus 100 - 571 kHz pasikartojimo dažniais. BK7 stiklo elementas buvo panaudotas impulsų trukmių suvienodinimui, t.y. pirmojo lazerinio šaltinio impulso trukmė jame buvo išplėsta iki 297 fs (3.2 pav.). Abiem atvejais spinduliuotė buvo fokusuojama 75 mm židinio nuotolio lęšiu ant kristalo paviršiaus. Sufokusuoto pluošto dydis - efektinis pluošto diametras buvo nustatomas naudojant CCD kamerą pagal [274] aprašytą metodiką ir buvo lygus 16 μ m.

Matavimai buvo atlikti 6 skirtingoms impulsų pasikartojimo dažnio vėrtėms, o apibendrinti rezultatai pateikti 3.1 lentelėje. 100 kHz, 200 kHz ir 300 kHz atvejais, naudojant kristalą su skaidrinančia danga, LIDT vėrtės apytikriai lygios ir atrodo, šiuo atveju akumuliaciniai efektai nevaiddina svarbaus vaidmens. Tačiau, kitais atvejais, stebėtas ryškus LIDT vėrtės mažėjimas, didėjant f . Ypatingai didelis skirtumas tarp LIDT vėrtių pastebimas lyginant rezultatus, gautus kHz ir MHz impulsų pasikartojimo dažnių režimus. Padidinus pasikartojimo dažnį nuo 100 kHz iki 571 kHz, gautas $\sim 1,5$ karto skirtumas tarp LIDT vėrtių, o tuo tarpu LIDT gautas naudojant $f = 76$ MHz yra ~ 37



3.2 pav.: Lazerinių šaltinių, naudotų LIDT matavimams trukmės: a) *Flint*, b) *Flint* po išplėtimo BK7 stikle, c) *Pharos*.

kartus mažesnis, nei $f = 100$ kHz atveju.

Taip pat, lyginant rezultatus pateiktus lentelėje 3.1 matyti, kad kristalas be skaidrinančios dangos pasižymėjo didesne E_{sl} verte nei su skaidrinančia danga. Pagal [275], Nb_2O_5 draustinės energijos tarpas yra 3,4-3,9 eV (atitinka 317 - 360 nm ir priklauso nuo dangos dengimo sąlygų). Tai reiškia, kad didelio intensyvumo femtosekundiniams 1030 nm centrinio bangos ilgio impulsams sklindant tokia danga, iškart pasireiškia trifotonė sugertis, o ne keturfotonė, kaip kristalo be AR dangos atveju. Ši priežastis ir lemia efektyvesnę sugertį, esant mažesniai energiniam spinduliuotės srautui bandinio su skaidrinančia danga atveju.

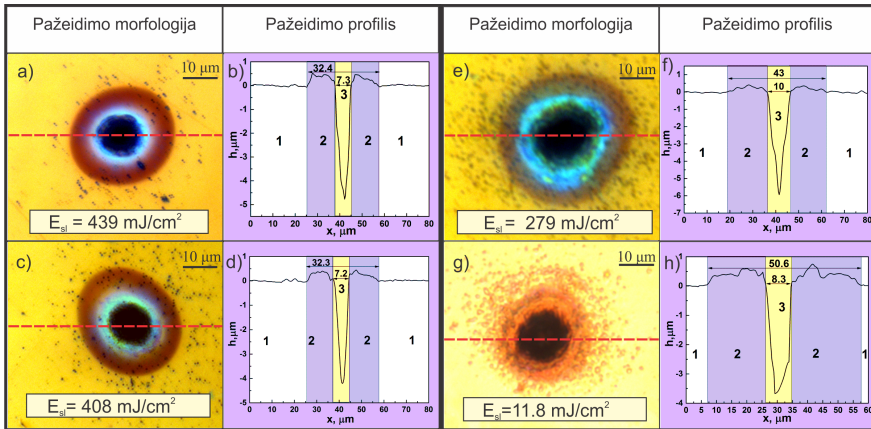
3.1 lentelė: Eksperimentiškai MgO:PPLN kristalui nustatytos LIDT vertės, esant skirtingiems impulsų pasikartojimo dažniams

f , kHz	LIDT MgO:PPLN su AR danga E_{sl} , mJ/cm ²	LIDT MgO:PPLN be AR dangos E_{sl} , mJ/cm ²
100	436,6	575,2
200	438,6	517,7
300	438,8	485,3
400	407,7	431,4
571	278,6	283,1
76000	11,8	>12,4 *

* šiuo atveju MgO:PPLN bandinyje be AR dangos, pažeida nebuvo pasiekta (maksimalus energijos srautas buvo lygus 12,4 mJ/cm² 297 fs trukmės impulsams dėl ~ 37 % nuostolių, kuriuos lėmė impulso išplėtimui naudotas BK7 stiklas).

Pažeistos kristalo sritys buvo inspektuojamos Nomarski tipo optiniu mikroskopu (*BX51*, *Olympus*) ir profilometru (*PLμ 2300*, *Sensofar*) jau įvykus katastrofinei pažeidai, t.y. jau po to kai spinduliuotės pralaidumas kristalo taške buvo kritęs iki nulinės vertės. 3.3 pav. pavaizduoti keli tokie pažeidimų atvaizdai,

naudojant keturis skirtingus pasikartojimo dažnius. Visais atvejais suformuotos įdubos diametras buvo mažesnis už efektinį sufokusuotos dėmės dydį 1,6 - 3,5 karto. Tai susiję su daugiafotonės sugerties priklausomybe nuo spinduliuotės intensyvumo: impulso kraštuose intensyvumas nepakankamas daugiafotonei sugerčiai sukelti, dėl to efektyvi poveikio zona yra mažesnė. Taip pat visais atvejais yra matomas žiedas (apvadas) supantis įdubą, kurį profilometru darytuose vaizduose atitinka medžiagos iškilimai virš paviršiaus. Tikėtinausia, kad jų susiformavimą lėmė išsilydimas ir po to vykęs sukietėjimas, pasibaigus eksponavimui lazerio spinduliuote [276]. Matomi išsibarstę taškai aplink pažeistą vietą (3.3 (a, c, e, g) pav.) tikriausiai yra pašalintos medžiagos dalelės fazinio sprogo arba virtimo dujomis (angl. *gasification*) metu [149].

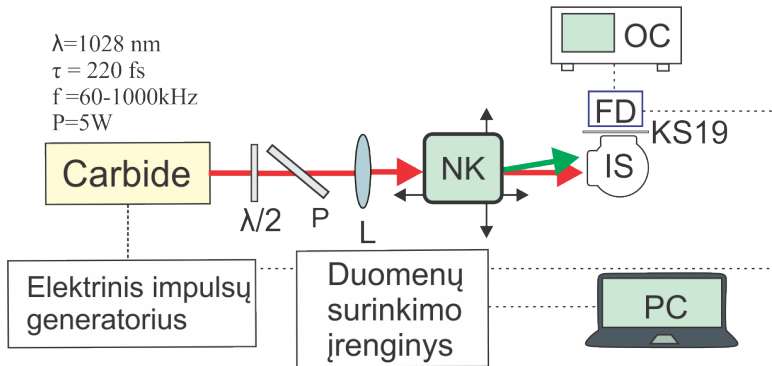


3.3 pav.: MgO:PPLN kristalų su AR danga pažeidų, gautų naudojant 298 fs trukmės impulsus bei 200 kHz (a, b), 400 kHz (c, d), 571 kHz (e, f) ir 76 MHz (g, h) impulsų pasikartojimo dažnius, vaizdai gauti optiniu mikroskopu (a, c, e, g) ir profilometru (b, d, f, h). Skaitmenimis pažymėtos sritys (b, d, f ir h) žymi: nepaveiktą ar mažai paveiktą sritį (1), iškilusio paviršiaus sritį (2) ir susiformavusią įdubą (3).

Taip pat, atsižvelgiant į tai, kad SPOPO buvo kaupinamas 90 fs trukmės Yb:KGW osciliatoriaus impulsais buvo išmatuotos MgO:PPLN ir PPKTP kristalų pažeidimo slenksčiai šios trukmės impulsams: $LIDT_{MgO:PPLN} = 5,12 \text{ mJ/cm}^2$ (su AR danga) ir $LIDT_{PPKTP} = 5,5 \text{ mJ/cm}^2$. Atitinkamai, tai apribojo maksimalų spinduliuotės, pasiekiančios kristalą, intensyvumą iki $I_{MgO:PPLN} = 57,4 \text{ GW/cm}^2$ ir $I_{PPKTP} = 61,1 \text{ GW/cm}^2$. Taip pat, vėliau siekiant padidinti SPOPO efektyvumą, 75 mm židinio nuotolio fokusuojantis lęšis buvo keičiamas į 150 mm židinio nuotolio lęšį (sufokusuoto pluošto dydis šiuo atveju padvigubėjo, t.y. diametras buvo lygus $32 \mu\text{m}$). $LIDT$ vertė abiem kristalams šiuo atveju buvo stebėta $\sim 10\text{-}13\%$ mažesnė. Tai tikriausiai galėjo lemti ilgesnės kristalo eksploatavimo trukmės sąlygotos priežastys ir didesnė tikimybė, esant didesniems pluošto matmenims, pataikyti į susiformavusius

defektus, nešvarumus.

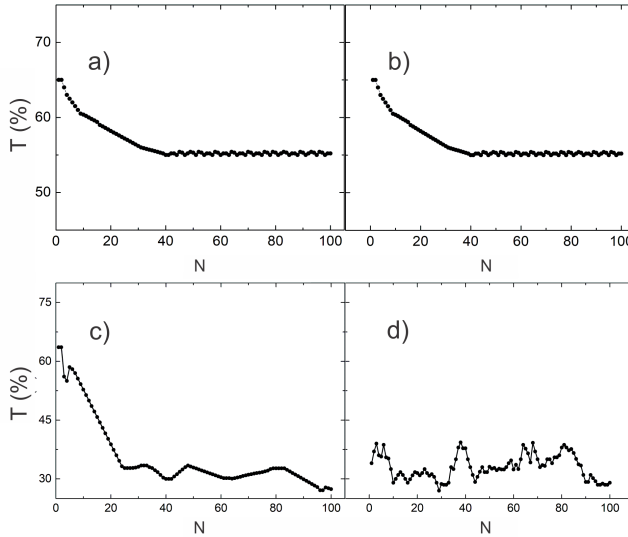
3.2. Netiesinės sugerties pokyčio ličio niobato kristale tyrimas, veikiant jį pasikartojančiais femtosekundiniais Yb:KGW lazerio impulsais



3.4 pav.: Netiesinės sugerties matavimo schema: P - poliarizatorius, L - 50 mm židinio nuotolio lęšis, NK- netiesinis kristalas, IS - integruojanti sfera, KS19 - filtras antros harmonikos spinduliuotės blokavimui, FD - fotodiodas, OC - oscilografas, PC - kompiuteris. Čia: raudona rodyklė - kaupinimo spinduliuotė ($\lambda=1028 \text{ nm}$), žalia - SHG spinduliuotė ($\lambda=514 \text{ nm}$).

Netiesinės sugerties ličio niobate stebėjimui, naudojome anksčiau aprašytą metodiką - impulsų pralaidumo kitimo matavimą, didinant jų intensyvumą (3.4 pav.). Matavimai atlikti esant skirtingiems impulsų pasikartojimo dažnumams ir energijos srautams. Netiesinis kristalas šiuo atveju buvo 4 mm ilgio ličio niobatas be jokių papildomų dangų. Eksperimentiškai išmatuotas kristalo pralaidumas 1028 nm spinduliuotei buvo $\sim 67\%$, t.y. apie 8% mažesnis už įvertintą teoriškai (75%) dėl įvairių atspindžių, sklaidos ir sugerties nuostolių kristale. Eksperimente buvo naudojamas *Light Conversion* kompanijos lazeris *Carbide*, generuojantis 220 fs trukmės ir 1028 nm centrinio bangos ilgio impulsus su galimybe keisti jų pasikartojimo dažnį 60 kHz - 1000 kHz ribose. Impulsų pasikartojimo dažnis ir skaičius buvo valdomi programine lazerio įranga. Kristalas buvo įdėtas į laikiklį, pritvirtintą ant dviejų poslinkio staliukų sistemos, kuri leido keisti kristalo padėtį lygiagrečiai ir statmena lazerio spinduliuotės pluoštui kryptimis, atitinkamai 2,5 μm ir 1,25 μm tikslumu. Kristalas buvo pasuktas taip, kad lazerio spinduliuotės kryptis skirtųsi nuo antros harmonikos sinchronizmo krypties daugiau kaip 5 laipsniais. Pereinant fokusuotai femtosekundinio lazerio spinduliuotei per LN, buvo stebimas nesinchroninis antros harmonikos generavimas, tačiau šio proceso efektyvumas neviršijo 1%, naudojant LIDT atitinkančius intensyvumus. Lazerio spinduliuotė buvo fokusuojama

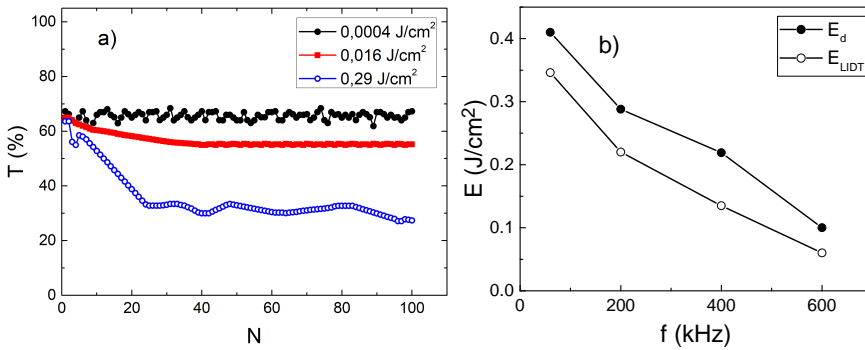
ant kristalo paviršiaus, o praėjusi spinduliuotės dalis buvo surenkama *Thorlabs* integruojančioje sferoje (tai leido išvengti priklausomybės nuo spinduliuotės skėsties kampo, kuris vykstant pažaidai gali kisti). *National Instruments* daugiafunkcinis duomenų surinkimo įrenginys (*USB 6363*) ir impulsų generatorius (*G5-54*) buvo sujungti su fotodiodu, lazeriu ir kompiuteriu, kad būtų galima tinkamai suderinti, sinchronizuoti ir surinkti matavimų duomenis, kurie galiausiai buvo apdorojami *LabView* programa. Eksperimentai buvo atliekami apspinduliuojant kristalo paviršiaus tašką vienodomis impulsų voromis, kurias sudarė po 100 impulsų. Per kristalą praleidus vieną tokią vorą, procesas buvo kartojamas (3.5 pav.). Tuo atveju, kai matuojant pralaidumą antrai impulsų vorai nebūdavo pastebimas jo pokytis, visas procesas buvo kartojamas su didesne impulso energija (pav. 3.5 (a, b)). Tuo tarpu, kai antra impulsų vora „parodydavo“ sumažėjusį pralaidumą, buvo laikoma, kad įvykusi kristalo pažaida (3.5 (c, d) pav.). Šiuo atveju, kristalo padėtis buvo keičiama ir matavimai atliekami naujame kristalo paviršiaus taške.



3.5 pav.: Atskirų femtosekundinių impulsų pralaidumas pirmoje (a,c) ir antroje (b,d) impulsų vorose, naudojant $f=200$ kHz: $0,016 \text{ J/cm}^2$ (a,b) ir $0,029 \text{ J/cm}^2$ (c,d). Čia: T - pralaidumas, N - impulsų skaičius.

Matavimai, atlikti esant pastoviam pasikartojimo dažniui parodė stiprią priklausomybę nuo spinduliuotės energijos tankio (3.6 a) pav.). Pastarajam esant mažam $0,4 \text{ mJ/cm}^2$, kristalo pralaidumas impulsų sekoje nesikeitė. Tačiau padidinus energijos tankį, stebėtas pralaidumo kritimas, kurio dydis ir sparta augant energijos srautui, didėjo: naudojant $E = 0,016 \text{ J/cm}^2$, pralaidumas sumažėjo nuo pradinės vertės iki 55 % per pirmus 40 impulsų, o esant $E = 0,29 \text{ J/cm}^2$, net iki 33 % per pirmus 24 impulsus. Toks pralaidumo kitimas, didėjant impulsų energijos srautui parodo netiesinės sugerties, kuri šiuo atveju,

atsižvelgus į LN ΔE_g , yra ketvirtos eilės, įtaką. Greitesnis pralaidumo mažėjimas, esant didesniai energijos srautui, susijęs su didesniu daugiafotonės sugerties efektyvumu, kuris išauga dėl didesnio fotonų srauto ir mažėjančios MA eilės. 3.5 ir 3.6 a) pav. pavaizduotu atveju, trukmė tarp impulsų 5 μ s. Kaip rašyta teoriniame įvade, pirmas impulsas daugiafotonės sugerties būdu sužadina elektronus į laidumo juostą. Nors, laisvųjų elektronų gyvavimo trukmė yra tik apie keliasdešimt pikosekundžių, jo relaksacija į valentinę juostą gali būti susijusi su savaime pagautų eksitonų susiformavimu, kurie lemia defektų susidarymą ir kaupimąsi. Defektų nulemti lokalūs lygmenys draustinės juostos ribose pasižymi ilgesne gyvavimo trukme, o mažesnis energinis tarpas tarp jų ir laidumo juostos lemia sugerties spartos padidėjimą. Dėl šių priežasčių, femtosekundiniai impulsai sklindantys impulsų sekoje „mato“ ankstesnių sekos impulsų paveiktą medžiagą: joje yra susiformavę minėti lokalūs lygmenys, kuriuose esantys elektronai gali būti sužadinti. Taip pat, netiesinės sugerties efektyvumo didėjimą gali lemti ir šilumos akumuliacija medžiagos srityje, kurią veikia sufokusuotas lazerio pluoštas, kadangi dėl kylančios temperatūros siaurėja kristalo draustinė juosta. Dėl šių aptartų priežasčių ir yra stebimas spinduliuotės pralaidumo mažėjimas impulsų sekoje.



3.6 pav.: Pralaidumo kitimo ličio niobate matavimų rezultatai esant 200 kHz pasikartojimo dažniui (a). Energijos tankio, kuriam esant per pirmus 40 impulsų pralaidumas krito 18 % (E_d) ir LIDT vertės (E_{LIDT}) priklausomybės nuo impulsų pasikartojimo dažnio (f) (b).

Taip pat buvo atlikti kristalo pralaidumo matavimai 100 impulsų voromis, naudojant keturis skirtingus impulsų pasikartojimo dažnius 60 kHz, 200 kHz, 400 kHz ir 600 kHz. Iš apibendrintų rezultatų, pateiktų 3.6 b) pav., matyti, kad netiesinė sugertis daro didelę įtaką spinduliuotės pralaidumui kristale: net esant 15,6 - 40 % (priklausomai nuo f) mažesniai energijos tankiui nei LIDT vertė, stebėtas ~18 % pralaidumo kritimas LN kristale per pirmus 40 impulsų, o didėjant f toks kritimas pasireiškė esant vis mažesniai energijos srautui.

3.3. Apibendrinimas

Didžiausią panaudojamą kaupinimo intensyvumą netiesinės optikos pagrindu veikiančiuose prietaisuose, riboja juose naudojamų netiesinių terpių lazerio indukuotos pažaidos slenkstis. Šiame darbe parametrinė generacija infraraudo- nojoje srityje sinchroniškai kaupinamame femtosekundiniame osciliatoriuje bu- vo įgyvendinama kaupinimui panaudojant Yb:KGW osciliatoriaus impulsus, generuojamus 76 MHz pasikartojimo dažniu. Pirmiausia SPOPO buvo konst- ruojamas, naudojant periodiškai poliutą ličio niobato struktūrą, tačiau bu- vo pastebėta, kad šio kristalo paviršiaus lazerio indukuotos pažaidos slenkstis yra ženkliai mažesnis nei literatūroje pateiktos LIDT vertės, veikiant kiloher- cinio pasikartojimo dažnio femtosekundinių sistemų impulsais. Dėl šios prie- žasties buvo svarbu nustatyti šiame darbe naudotų kristalų paviršiaus LIDT vertes, veikiant SPOPO schemose naudoto Yb:KGW osciliatoriaus spinduliuo- te. Šiame skyriuje aprašytas MgO:PPLN ir PPKTP kristalų eksperimentinis LIDT nustatymas, o gautos vertės vėliau panaudotos parenkant sinchroniškai kaupinamų parametrinių šviesos osciliatorių didžiausią kaupinimo intensyvu- mą. Taip pat, siekiant išsiaiškinti priežastį, lėmusią ženklų išmatuotų ličio niobato LIDT verčių nesutapimą su pateikiamomis literatūroje, buvo atlik- ti MgO:PPLN LIDT matavimai naudojant skirtingus impulsų pasikartojimo dažnius 100 - 600 kHz ribose bei fiksuotą 76 MHz impulsų pasikartojimo daž- nį 1,03 μm centrinio bangos ilgio femtosekundinei spinduliuotei. Pastarasis matavimas parodė MgO:PPLN LIDT vertės mažėjimą, didinant impulsų pasi- kartojimo dažnį: LIDT vertės, lyginant gautas 100-600 kHz ir 76 MHz impulsų pasikartojimo dažnių atvejais, skyrėsi daugiau kaip 20 kartų. Taigi, buvo paro- dyta, kad vertinant medžiagų optinės pažaidos slenkstį literatūroje sutinkamų LIDT verčių tiesioginis ekstrapoliavimas turimos sistemos parametrams nėra tinkamas, kadangi nėra įvertinamas akumuliacijos efektas, atsirandantis dėl kristalo veikimo didelio pasikartojimo dažnio impulsais. Taip pat, remiantis tuo, kad skaidriose medžiagose optinę pažaidą inicijuojantis ir didelę įtaką da- rantis mechanizmas yra netiesinė sugertis, matuotas jos nulemtas LN kristalo pralaidumo kitimas iterbio lazerio spinduliuotei, kurios impulsų pasikartojimo dažnis buvo keičiamas 60-600 kHz ribose. Tiek didėjantis energijos srautas, tiek didinamas impulsų pasikartojimo dažnis lėmė išaugantį netiesinės suger- ties efektyvumą kristale. Tokiam efektui turėjo įtakos šilumos ir vidinių defektų akumuliaciniai procesai. Esant didesniam impulsų pasikartojimo dažniui ma- žėja laikinis intervalas tarp impulsų, o tai gali sąlygoti: 1) iš prieš tai esančio impulso dėl netiesinės sugerties sukurtų laisvų elektronų relaksacijos proce- so metu susiformavusių savaime pagautų eksitonų ir iš jų susidariusių vidinių defektų skaičiaus kitam kaupinimo impulsui didėjimą; 2) didesnę šilumos iš- siskyrimą kristalo srityje, kur yra sufokusuotas kaupinimo lazerio pluoštas, ir dėl to vykstantį kristalo draustinės juostos siaurėjimą. Dėl šių priežasčių toli-

mesniems sekos impulsams mažėja daugiafotoninei sugerčiai reikalingų fotonų skaičius, o jos efektyvumas gali ženkliai padidėti. Pademonstruotas ženklus pralaidumo kritimas kristale dėl išaugusios MA efektyvumo energijos tankio vertėms esant 15 - 40 % mažesnėms (priklausomai nuo f) nei stebėta kristalo optinės pažaidos riba, todėl pristatytas metodas gali būti tinkamas apytiksliam skaidrių optinių medžiagų LIDT vertės nustatymui.

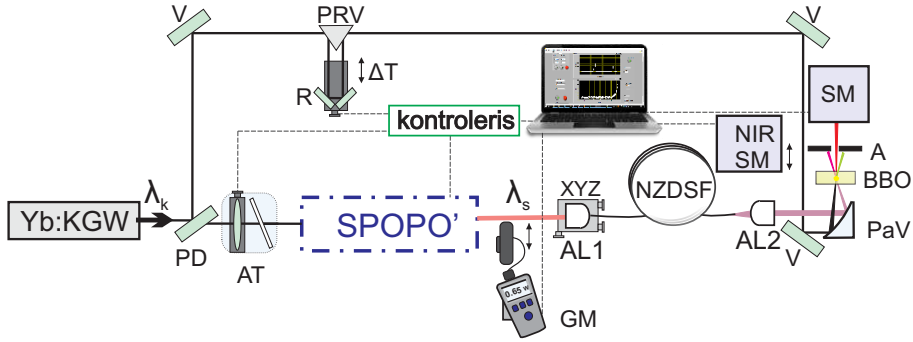
4. BALTOS ŠVIESOS KONTINUUMO GENERACIJOS ŠVIESOLAIDYJE TYRIMAS, ŽADINANT 1,45 - 1,8 μm SPEKTRINĖJE SRITYJE DERINAMA SPOPO SPINDULIUOTE

Šio skyriaus medžiaga publikuota **P5**.

Šiame skyriuje pristatomas kontinuumo generacijos tyrimas, naudojant sukurto femtosekundinio sinchroniškai kaupinamo optinio parametrinio osciliatoriaus 1450 - 1800 nm spinduliuotę ir nenulinės dispersijos poslinkio šviesolaidį (NZDSF). SPOPO derinamos spinduliuotės ribos leido tirti CG ypatumus minėtame šviesolaidyje, tiek normalios, tiek anomalous GVD srityse. Taip pat, pasitelkiant sugeneruotą kontinuumą, nustatyta šviesolaidžio dispersija, panaudojant 2017 m. PCF šviesolaidžiams pasiūlytą metodiką [260]. Pastaroji išbandyta tiek nesolitoniniame, tiek solitoniniame KG režimuose, o patikimumas patvirtintas palyginus gautus dispersijos parametro duomenis su pateikiamu gamintojo.

4.1. Kontinuumo generacijos šviesolaidyje, kaupinant derinama PPKTP SPOPO spinduliuote, tyrimo eksperimentinė schema

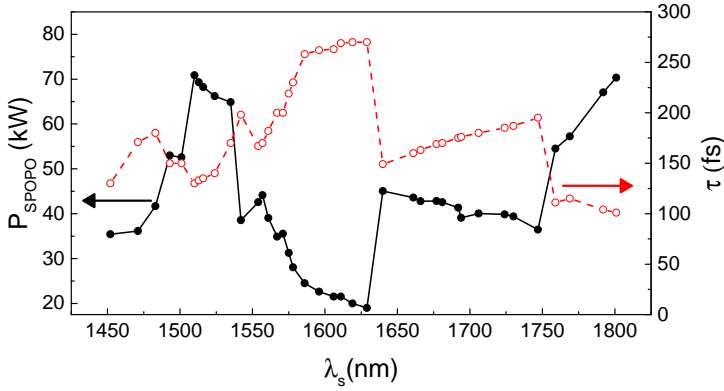
Kontinuumo generacijos šviesolaidyje ir jos tyrimo eksperimentinė schema pateikta 4.1 pav. Yb:KGW lazerio spinduliuotė buvo padalinta 1:1 pluošto dalikliu: viena dalis naudota PPKTP SPOPO kaupinimui, kita vėliau panaudota kaip atraminis pluoštas XFROG matavimuose. Šiuo atveju, siekiant turėti didesnę išvadinę SPOPO galią ties bangos ilgiais artimais turimo šviesolaidžio ZDW, buvo naudojamas 27 % pralaidumo (signalinei bangai) išvadinis veidrodis. Pasiektas spektrinis derinimas buvo įgyvendinamas keičiant PPKTP gardelės periodą (naudoti 33-38 μm) ir SPOPO rezonatoriaus ilgį. Kadangi generuojamų SPOPO signalinių impulsų tiek išvadinė galia, tiek impulsų trukmės priklausomai nuo bangos ilgio skiriasi, kontinuumo generacijos pobūdžiui bei efektyvumui tirti ir lyginti naudotas smailinės ($P_k = E_k/\tau$) galios parametras. SPOPO spinduliuotės charakteristikos, esant maksimaliam naudotam kaupini-



4.1 pav.: Eksperimentinė kontinuumo generacijos, kaupinant SPOPO spinduliuote schema. PD – pluošto daliklis, AT – galios silpnintuvas, sudarytas iš $\lambda/2$ fazinės plokštelės ir Briusterio tipo polarizatoriaus; SPOPO² – synchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos osciliatorius, kurio schema pateikta 2.1 pav., GM – galios matuoklis; AL1 – $f=8$ mm židinio nuotolio asferinis lęšis; AL2 – $f=11$ mm židinio nuotolio asferinis lęšis kontinuumo spinduliuotės kolimavimui; NZDSF – nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidis; NIR SM – infraraudonosios srities spektrometras (*Avantes AveSpec-NIR256-25*), PaV – parabolinis veidrodis, BBO – β -bario borato kristalas, A – apertūra, SM – regimosios srities spektrometras, PRM – prizminis veidrodis, R – retroreflektorius ir V – didelio atspindžio veidrodis $\lambda=1,03$ μm spinduliuotei.

mo intensyvumui ($I_{\text{kmaks}} \sim 40 \text{ GW/cm}^2$, $P_{\text{vid}} = 2250 \text{ mW}$) pateiktos 4.2 pav. (dėl įvedimo į šviesolaidį nuostolių reali smailinė galia naudota kontinuumo generacijai buvo $\sim 47\%$ mažesnė nei išvadinė SPOPO galia). Kontinuumo generavimui naudotas nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidis (*DCF4*, *Thorlabs*), kurio įvadinis galas buvo įstatytas į laikiklį pritvirtintą ant trijų ašių poslinkio staliuko). SPOPO spinduliuotė į šviesolaidį buvo fokusuojama 8 mm židinio nuotolio asferiniu lęšiu. Kontinuumo spektro priklausomybės nuo kaupinimo galios matavimas atliktas naudojant automatizuotą sistemą, atenuatoriumi keičiant įvadinę galią ir matuojant spinduliuotę infraraudonosios srities spektrometru šviesolaidžio išėjime (už AL2 asferinio lęšio).

Sugeneruotos kontinuumo spinduliuotės tyrimui naudojant XFROG metodiką, kontinuumo spinduliuotė ir atraminis pluoštas buvo 101 mm židinio nuotolio paraboliniu veidrodžiu fokusuojami į 0,6 mm storio beta borato (BBO) kristalą, išpjautą II tipo faziniam synchronizmui ($\theta = 23^\circ$ and $\phi = 90^\circ$). Naudojant vėlinimo liniją buvo keičiamas laikinis atraminio impulso vėlinimas kontinuumo spinduliuotės atžvilgiu ir registruojamas dėl jų sąveikos BBO kristale generuojamo suminio dažnio spektras (XFROG signalas). Laikinė tokios spektrogramos skyra apspręsta atraminio impulso trukmės ($\tau = 90 \text{ fs}$), o spektrinė - naudoto spektrometro (1,3 nm).



4.2 pav.: PPKTP SPOPO spinduliuotės, naudotos kontinuumo kaupimui, charakteristikos: juoda ištiesinė linija – maksimali signalinių impulsų smailinė galia, raudona punktyrinė linija – signalinių impulsų trukmė, λ_s - signalo centrinis bangos ilgis.

4.2. Teorinis modelis, taikytas šviesolaidžio kontinuumo generacijos priklausomybės nuo žadinančio impulso bangos ilgio vertinimui

Šiame skirsnyje pateikiamas kontinuumo generacijos ypatumų nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio nagrinėjimui taikyto skaitinio modelio aprašymas. Impulsą sklindantį šviesolaidžiu galima aprašyti taip:

$$E(t, z) = \frac{1}{2} \xi(t, z) e^{i\omega_0 t - ik_0 z} + k.j., \quad (4.1)$$

čia ξ - impulso gaubtinė, ω_0 - nešantysis dažnis, $k_0 = k(\omega_0)$ - bangos skaičius. Pakeičiant kordinačių sistemą taip, kad $\tau = t - z/v_g$, kur v_g - grupinis greitis nešančiojo dažnio ω_0 atveju, elektrinis laukas gali būti aprašytas taip:

$$E = \frac{1}{2} \xi e^{i\omega_0(\tau + z/v_g) - ik_0 z} + k.j. \quad (4.2)$$

Taip pat dėl patogumo įvedama bedimensinė impulso gaubtinė A apibrėžiama taip $\xi = \xi_k A(\tau, z)$, kur ξ_k - maksimali pradinė kaupinimo impulso amplitudė. Modeliavimui naudota netiesinė gaubtinės lygtis, kuri dažnių skalėje gali būti užrašyta taip:

$$\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} = \frac{k^2 - \kappa^2}{2i\kappa} \hat{A} + \frac{1}{2i\kappa} \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\hat{P}_N}{\varepsilon_0}, \quad (4.3)$$

čia $\hat{A}(\Omega, z)$ - spektrinė impulso amplitudė, $k = \omega n(\omega)/c$ - fundamentinės šviesolaidžio modos bangos skaičius, kur $\omega = \omega_0 + \Omega$, o $\kappa = k_0 + \Omega/v_g$. \hat{P}_N/ε_0 yra dydžio $P_N/\varepsilon_0 = 2n_0 n_2 I_k A_N$ Furjė transformacija, kur n_2 - netiesinis lūžio

rodiklis, $I_k = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c n_k |\xi_k|^2$ - intensyvumas, o netiesinio atsako amplitudė:

$$A_N = A(\tau, z) \left((1 - \alpha) |A(\tau, z)|^2 + \alpha \int_{-\infty}^{\tau} R(\tau - \tau') |A(\tau', z)|^2 d\tau' \right). \quad (4.4)$$

Pirmoji dalis su nariu $1 - \alpha$ atitinka momentinį medžiagos Kerro atsaką, atsirandantį dėl elektroninio indėlio į poliarizuotumą, antroji dalis - vėlinimo komponentą dėl priverstinės Ramano sklaidos ($\alpha=0,18$). Funkcija $R(t)$ - imituoja uždelstą atsaką su charakteringu laiku $1/\Gamma = 32$ fs ir dažniu $\omega_R = 1/(12.2 \text{ fs})$ [277]:

$$R(t) = \frac{\Gamma^2 + \omega_R^2}{\omega_R} e^{-\Gamma t} \sin(\omega_R t). \quad (4.5)$$

Teoriškai modeliuojant pagal 4.3 lygtį įvairiems kaupinimo dažniams ω_k buvo naudojami Gauso formos impulsai: $A(\tau, 0) = \exp[-(\tau/\tau_k)^2 + i(\omega_k - \omega_0)\tau]$, kurių trukmė $\tau_k = 70$ fs.

Lygtis 4.3 leidžia ne tik rasti impulso, sklindančio šviesolaidžiu, amplitudę ar spektrą, bet taip pat įvertinti lokalų efektinį dispersinį parametą D_E . Siekiant paaiškinti kaip apskaičiuojamas šis parametras, patogiu 4.3 perrašyti tokia forma:

$$\frac{\partial \hat{A}}{\partial z} = -ik_L \hat{A} - ik_N \hat{F}, \quad (4.6)$$

čia $k_L = (k^2 - \kappa^2)/(2\kappa)$ yra tiesiškai šviesolaidžiu sklindančios $\omega = \omega_0 + \Omega$ dažnio spinduliuotės bangos skaičius, $k_N = n_0 n_2 I_k \cdot (\omega/c)^2 / \kappa$, o $\hat{F} = \hat{F}\{A_N\}$ atitinka A_N Furjė transformaciją. Įvedant spektrinę amplitudę ir fazę impulsui $\hat{A} = \hat{a} e^{i\hat{\phi}}$ ir netiesiniam atsakui $\hat{F} = \hat{f} e^{i\hat{\psi}}$, gaunama:

$$-\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \zeta} = k_L + k_N \frac{\hat{b}}{\hat{a}} \equiv k_E \quad (4.7)$$

kur $\hat{b} = \hat{f} \cos(\hat{\psi} - \hat{\phi})$. Nors k_E gali būti interpretuojamas kaip efektinis bangos skaičius, jo neišeina įvertinti dažniams su mažomis spektrinėmis amplitudėmis. Tačiau formaliai vis viena galime naudoti jį dispersiniam parametru D_E surasti:

$$D_E = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\partial^2 k_E}{\partial \Omega^2} = D_L + D_N, \quad (4.8)$$

kur $D_L = -2\pi c/\lambda^2 \cdot \partial^2 k_L/\partial \Omega^2$ - įprastas šviesolaidžio dispersijos parametras, D_N - atitinka indukuotą dispersiją dėl medžiagos netiesiškumo. Diferencijuodami dydžio Ω atžvilgiu, dydį \hat{b}/\hat{a} , galime gauti:

$$D_N = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} k_N \frac{\hat{a}^2 \hat{b}'' - \hat{a}(2\hat{a}'\hat{b}' + \hat{b}\hat{a}'') + 2\hat{b}(\hat{a}')^2}{\hat{a}^3}, \quad (4.9)$$

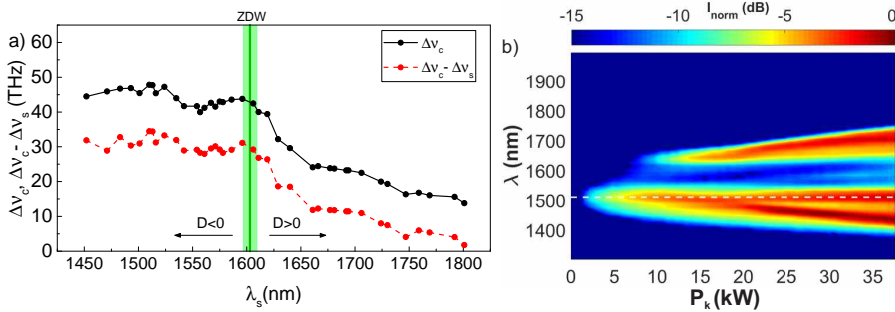
kur \hat{a}' ir \hat{b}' yra \hat{a} ir \hat{b} išvestinės Ω atžvilgiu. Nors D_N išraiškos skaitiklis ir var-

diklis gali būti išskaičiuotas iš žinomo lygties 4.3 sprendinio, deja apvalinimo paklaidos lemia labai triukšmingus D_N rezultatus toms spektrinėms komponentėms, kurioms skaitiklio ir vardiklio vertės artėja link nulio. Tam, kad išspręsti šią problemą, galima įvesti skaitiškai įvertinamą dispersinio koeficiento parametą $\tilde{D}_N = (\hat{a}/\hat{a}_{maks})^3 D_N$, kur \hat{a}_{maks} - maksimali spektrinė amplitudė. Tokiu atveju, $\tilde{D}_N \approx D_N$, kur $\hat{a} \approx a_{maks}$ ir $\tilde{D}_N \rightarrow 0$, kai $\hat{a} \rightarrow 0$. Taigi, galime įvesti:

$$\tilde{D}_E = D_L + \left(\frac{\hat{a}}{\hat{a}_{maks}} \right)^3 D_N \quad (4.10)$$

Skaitmeniškai įvertinamas efektnis dispersinis parametras \tilde{D}_E yra to paties ženklo kaip ir fizikinis efektnis dispersijos koeficientas D_E kai $\hat{a} \simeq \hat{a}_{maks}$ ir \tilde{D}_E artėja link D_L mažoms spektrinėms amplitudėms \hat{a} . Taigi, efektnis dispersijos koeficientas \tilde{D}_E gali būti naudojamas kai kurių optinių efektų paaiškinimui.

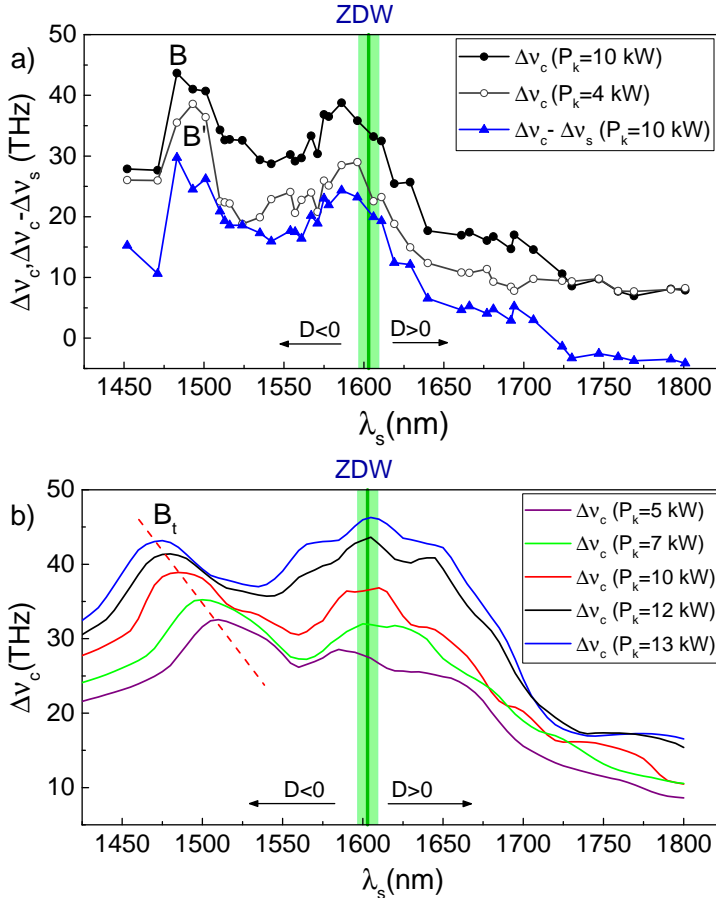
4.3. Kontinuumo generacijos šviesolaidyje, kaupinant derinama PPKTP SPOPO spinduliuote, eksperimento ir teorinio modeliavimo rezultatai



4.3 pav.: a) Kontinuumo plotis ($\Delta\nu_c$) ir kontinuumo ir signalo pločių skirtumas ($\Delta\nu_c - \Delta\nu_s$) nustatytas -20 dB galios lygyje, naudojant maksimalią smailinę kaupinimo galią (P_{kmax}). Nustatyta šviesolaidžio ZDW (žalia vertikali linija) ir jo neapibrėžtumo ribos (šviesesnė žalia sritis aplink ZDW liniją). b) Kontinuumo spektro evoliucija kaupinimo smailinės galios atžvilgiu, naudojant 1510 nm centrinio bangos ilgio kaupinimo spinduliuotę.

Apibendrinti kontinuumo generacijos rezultatai, gauti naudojant skirtingo bangos ilgio kaupinimo impulsus ir maksimalią jų smailinę galią, pateikti 4.3 a) pav. Didžiausias spektro plitimas gautas naudojant 1,49-1,62 μm spektrinio diapazono kaupinimo spinduliuotę. Tai atitinka normalios ($D < 0$) ir nulinės dispersijos (ZDW) sritis. Didžiausias plitimas (~ 34.5 THz) stebėtas, naudojant 1510 ir 1513 nm bangos ilgio spinduliuotę (tai atitinka didžiausią galimą smailinę SPOPO galią normalios dispersijos srityje (žr. 4.2 pav.). Plačiausias

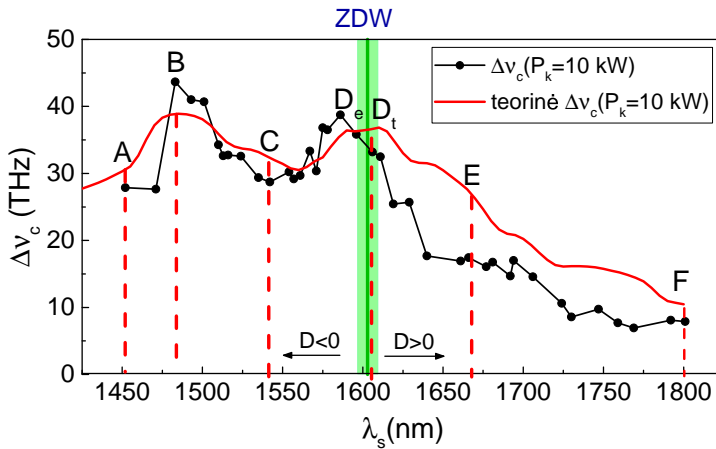
kontinuumo spektras (~ 400 nm) stebėtas, naudojant 1510 nm bangos ilgį ir apima 1360 - 1760 nm spektrinį diapazoną (4.3 b) pav.). Spektro plitimas nėra didelis, tačiau reiktų atsižvelgti į tai, kad SPOPO generuojami impulsai yra nJ eilės dydis. Taip pat iš (4.3 b) pav.) galima pastebėti kad kontinuumo generacijos slenkstis ~ 7 kW, t.y. spektro plitimui prasidėti tokiaime šviesolaidyje užtenka 0,9 nJ energijos impulsų.



4.4 pav.: Kontinuumo plotis (Δv_c) bei kontinuumo ir signalo pločių skirtumas ($\Delta v_c - \Delta v_s$) išmatuoti -20 dB galios lygyje: a) eksperimentiniai duomenys, esant $P_k=10$ kW ir $P_k=4$ kW, b) teoriškai apskaičiuoti, esant įvairioms P_k vertėms. Tamsi žalia vertikali linija ir šviesnė žalia sritis apie ją atitinkamai žymi nustatytą ZDW ir jo neapibrėžtumą.

Kaip jau buvo minėta, skirtingų bangos ilgių signaliniai impulsai skyrėsi tiek savo energinėmis, tiek laikinėmis charakteristikomis, tad kontinuumo ir jo plitimo ypatumų palyginimas deramas esant vienodai smailinei galiai. Tokie apibendrinti spektro pločio kitimo eksperimentiniai ir teorinio modeliavimo rezultatai pateikti 4.4 pav. Galima pastebėti, kad 4.4 pav. pavaizduotoms krei-

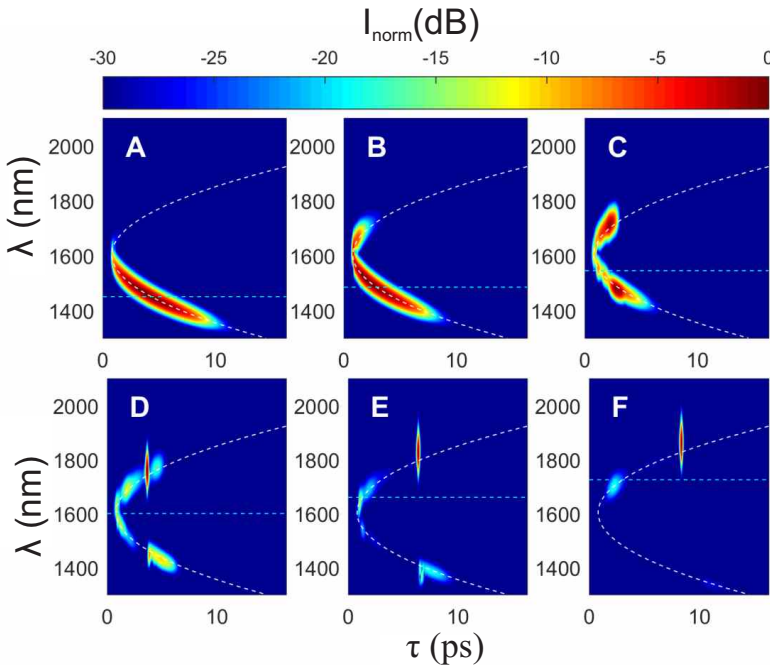
vėms, būdingi du maksimumai, kurie $P_k=10$ kW atveju atskirti per ~ 100 nm, o pirmojo maksimumo, esančio toliau nuo ZDW (grafikuose žymimas B raide), padėtis priklauso nuo smailinės kaupinimo galios. Lyginant eksperimentines vertes matyti, kad mažėjant P_k , B slenkasi į ilgesnių bangų pusę: esant $P_k=10$ kW iš 1483 nm „persikelia“ į 1493 nm, kai $P_k=4$ kW (B'). Teoriškai apskaičiuotuose kreivėse ši tendencija pažymėta pasvira raudona brūkšnine linija: B_t esant $P_k=13$ kW yra ties 1470 nm, o esant $P_k=5$ kW ties 1510 nm.



4.5 pav.: Kontinuumo pločio ($\Delta\nu_c$), išmatuoto -20 dB galios lygyje ir gauto naudojant $P_k=10$ kW, priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio (juoda kreivė su taškais - eksperimentiniai duomenys, raudona - teoriniai). Tamsi žalia vertikali linija ir šviesesnė žalia sritis apie ją atitinkamai žymi nustatytą ZDW ir jo neapibrėžtumą.

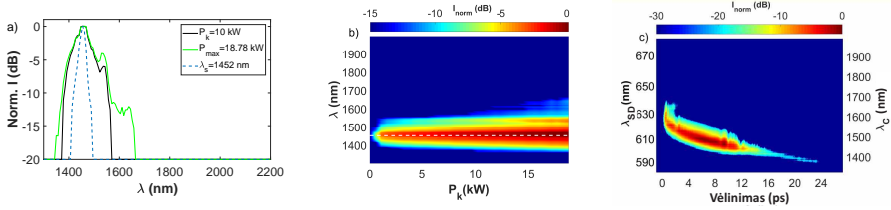
Eksperimentiškai ir teoriniu modeliavimu gautos kontinuumo spektro plitimo, naudojant $P_k=10$ kW (tokia galia pasirinkta dėl galimybės turėti daugiausia eksperimentinių matavimo verčių), priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio atskirai pateiktos 4.5 pav. Matyti, kad abiejų kreivių pobūdis tapatus, o jam paaikškinti išskyrėme šešis charakteringus taškus, kurie 4.5 pav. pažymėti didžiosiomis raidėmis. Šių taškų eksperimentiniai kontinuomų spektrai, jų evoliucija, keičiant kaupinimo galią ir xfrogogramos pateiktos 4.7 pav., o teoriškai sumodeliuotos xfrogogramos 4.6 pav. Pastebimas, neidealus sutapimas tarp eksperimentinių ir teorinių rezultatų greičiausiai atsirado dėl teoriniame modelyje naudoto lūžio rodiklio fundamentiniai modai. Deja, bet šviesolaidžio šerdies ir apvalkalo lūžio rodikliai ($n_{cor}(\omega)$ ir $n_{apv}(\omega)$) nebuvo tiksliai žinomi, tad negalėjome tiksliai apibrėžti modos $n_{mode}(\omega)$ lūžio rodiklio, kuris yra svarbus parametras tokiuose skaičiavimuose. Tam, kad gauti pagrįstą

$n_{mode}(\omega)$ vertę, $n_{cor}(\omega)$ nustatymui naudojome silicio stiklo dispersijos išraišką ir derinome skirtumą $n_{cor} - n_{apu}$ taip, kad tai kiek įmanoma geriau atitiktų eksperimentiškai išmatuotą dispersijos parametą D . Dispersijos parametras D tiksliausiai gali būti nustatytas netoli ZDW. Taigi, tolstant nuo ZDW, gali atsirasti didesnis neatitikimas tarp eksperimentinių ir teorinių rezultatų. Visgi matyti, kad teoriškai sumodeliuotų spektro pločių priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio kokybiškai atitinka išmatuotus eksperimentiškai (4.5), o B taško pozicija priklauso nuo netiesiškumo masto, t.y. $\sim n_2 I_k$. Tiesa, svarbu paminėti, kad naudojant įprastą netiesinį lūžio rodiklį silicio šviesolaidžiams ($n_2 = 2,6 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^2/\text{W}$), šviesolaidžio tiekėjų pateikiama efektinė modos diametra (A_{eff}) ir eksperimentinę smailinės galios vertę tam, kad gautume sutapimą tarp eksperimentinių ir teorinių rezultatų turėjome $n_2 I_k$ vertę padidinti 3 kartus. Tikėtinausia, kad toks neatitikimas atsirado dėl to, kad efektinis fundamentinės modos diametras šviesolaidyje dėl netiesinio fazinio moduliavimo poveikio galėjo būti $\sqrt{3}$ karto mažesnis, t.y. efektinis modos plotas galėjo būti žymiai mažesnis nei specifikuojamas šviesolaidžio gamintojų. Apibendrinant rezultatus matyti, kad kontinuumo plitimo charakteristikos stipriai priklauso nuo kaupinimo bangos ilgio pozicijos šviesolaidžio ZDW atžvilgiu, tad toliau aptarsime stebėtos priklausomybės priežastis.

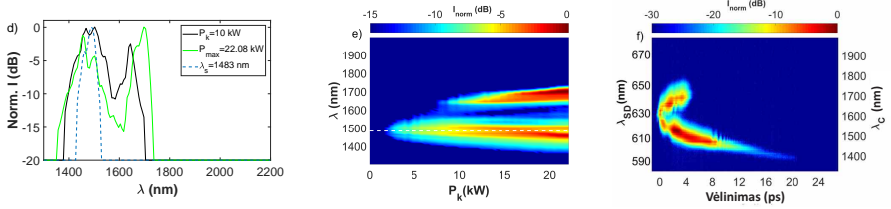


4.6 pav.: Teoriškai apskaičiuotos kontinuumų x-frogogramos, esant $P_k=10$ kW atitinkamiems kaupinimo bangos ilgiams (horizontali brūkšninė linija): A (1450 nm), B(1485 nm), C(1540 nm), D(1605 nm), E(1665 nm), F(1800 nm).

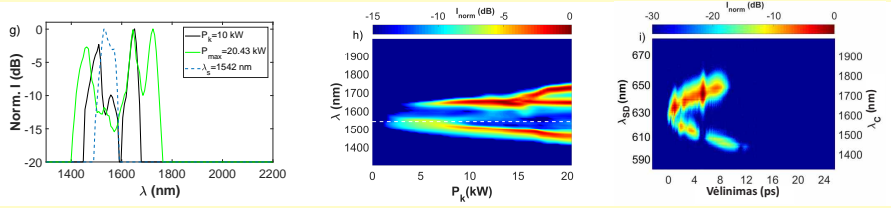
A: $\lambda_s=1452$ nm



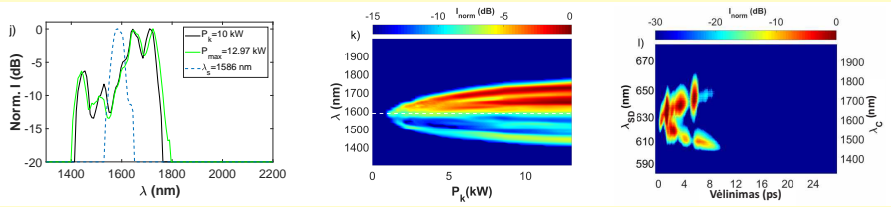
B: $\lambda_s=1483$ nm



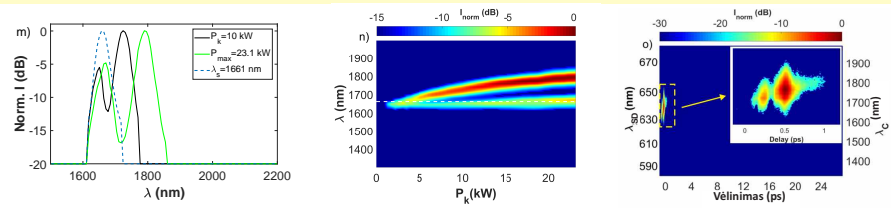
C: $\lambda_s=1542$ nm



D: $\lambda_s=1586$ nm



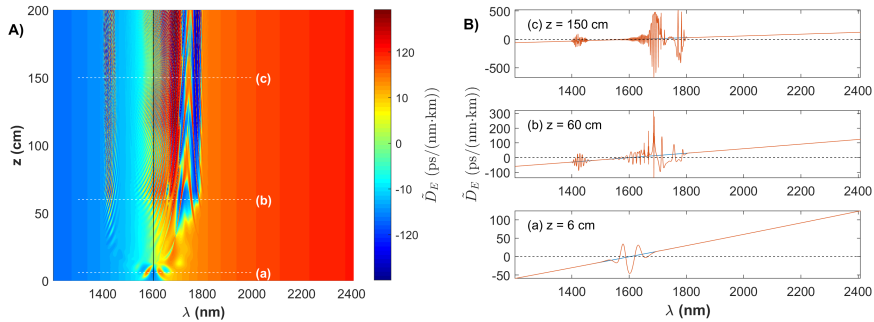
E: $\lambda_s=1661$ nm



4.7 pav.: I stulpelis (kairėje): kaupinimo spektras (mėlyna brūkšninė linija) ir kontinuumo spektrai, gauti naudojant: maksimalią kaupinimo galią P_k (žalia ištinė linija), $P_k=10$ kW (juoda ištinė linija). II ir III stulpeliai: atitinkamų kontinuumų spektrų evoliucijos kaupinimo galios atžvilgiu (b, e, h, k, n) ir x-frogogramos, naudojant $P_k=16$ kW (c, f, i, o) ir $P_k=13$ kW (l). $\lambda_s=1586$ nm atveju $P_k=13$ kW atitinka maksimalią smailinę galią šiam bangos ilgiui. Čia λ_{SD} - atitinka suminio dažnio (atraminio ir kontinuumo) bangos ilgį, λ_C - kontinuumo bangos ilgį, λ_s - SPOPO signalinį bangos ilgį, naudotą kontinuumo žadimui.

Žvelgiant į eksperimento ir teorinio modeliavimo rezultatus (4.5 pav.), matyti tapati kontinuumo spektro pločio priklausomybė nuo kaupinimo bangos ilgio: abiejose kreivėse egzistuoja dvi didžiausio spektro plitimo sritys, kurių pozicija ir spektrinis atstumas tarp jų panašus, o žadinimui naudojant vis didesnę bangos ilgį anomalioje ($D > 0$) srityje spektro plitimas mažėja. Tokios kontinuumo priklausomybės nuo kaupinimo bangos ilgio paaiškinimui papildomai pateiktos teoriškai sumodeliuotos xfrogogramos (4.6 pav.), atitinkančios kontinuumus 4.5 pav. pažymėtuose taškuose. Taškas A atitinka atvejį, kuomet visas kaupinimui naudojamo impulso spektras (mėlyna brūkšninė kreivė 4.7 a) pav.) yra normalios dispersijos ($D < 0$) srityje ir spektro plitimą šviesolaidyje lemia tik fazinis moduliavimasis. Toks atvejis yra nagrinėtas ir anksčiau, teoriškai modeliuojant kontinuumo generaciją fotoninių kristalų šviesolaidyje [199]. Šiuo atveju spektro plitimas dėl SPM nepakankamas pernešti ženkliai daliai energijos į anomalios dispersijos sritį (4.6 A pav. ir 4.7 b) ir c) pav.). Ties tašku B (kuris yra kiek arčiau šviesolaidžio ZDW nei A) SPM vis dar dominuojantis reiškinys, lemiantis spektro plitimą, tačiau šiuo atveju jau ženklesnė energijos dalis pakliūna į $D > 0$ sritį (4.6 B pav. ir antra eilutė 4.7 pav.). Kontinuumo sklidimo ir formavimosi metu, vykstantis energijos persiskirstymas, lemia mažėjančią smailinę galią, ir šiuo atveju solitonai dar neturi galimybės susiformuoti. Šioje srityje stebėtas didžiausias spektro plitimas. Be to, kadangi šiuo atveju spektro plitimo pobūdis nesolitoninis, toks spektras plitimo metu išlaiko nenutrūkstamus fazinius ryšius tarp skirtingų dažnių ir gali būti panaudotas efektyviai impulso spūdai [278]. Taip pat, kaip jau minėta eksperimento rezultatų aprašyme, B taško pozicija priklauso nuo kaupinimo smailinės galios (4.4 pav.): esant didesnei smailinei galiai, energija anksčiau (ties mažesniu bangos ilgiu) efektyviau persikelia į anomalios dispersijos sritį. Taške C (kuris dar arčiau šviesolaidžio ZDW) dar daugiau energijos atsiduria anomalios dispersijos sferoje ir čia jos jau užtenka solitonų formavimuisi prasidėti. Taigi, čia spektro plitimui būdingas mišrus (sąlygotas ir SPM $D < 0$ srityje, ir solitonų $D > 0$ srityje) režimas [199]. Čia, kiekvienu laiko momentu, spinduliuotė yra abiejose dispersijos kreivės šakose ir gali vykti sąveika tarp jų per kryžminį fazės moduliavimąsi [199, 248] ar keturbangį maišymąsi [201, 211, 248]. Visi šie efektai (taip pat ir solitonų formavimasis bei SPM) priklauso nuo smailinės galios, tad sklidimo metu silpsta ir taip riboja naujų spektro komponentų generavimąsi. Taške D atsiranda sąlygos pagautų bangų susiformavimui: solitonai, kurie egzistuoja anomalioje dispersijos srityje ir pagauti impulsai normalios dispersijos regione persikloja laike ir kartu sklinda šviesolaidyje [212, 245]. Skaitinio modeliavimo rezultatai rodo, kad šiuo atveju intensyviai impulsui sklindant šviesolaidžiu, atsiranda efektinio dispersinio parametro moduliacijos (4.8 pav.). Galima pastebėti, kad ties ~ 1425 nm bangos ilgiu (4.8 B) pav. b) ir c) atvejais) šios moduliacijos kerta dispersijos parametro nulinę vertę. Čia solitonas (intensyvus impulsas anomalios dispersijos srityje) lemia lokalaus dispersijos

parametro pokyčius normalios dispersijos srityje. Taigi, pagautoji banga, gali būti interpretuojama kaip dispersinė banga keliaujanti normalios dispersijos ($D_L < 0$) spektrinėje srityje su atsirandančiu solitono indukuotu lokaliu dispersijos parametru $D_E > 0$. Tolimesnis bangos ilgio didinimas (taškai E ir F) lemia spektro plitimą, sąlygotą solitoninio režimo. Čia energijos mainai tarp priešingų GVD sričių sumažėja arba visai išnyksta ir spektro plitimas yra apspręstas vien solitono spektro formavimosi. Šiuo atveju gautas spektro plitimo silpnėjimas didinant anomalioje srityje esančio kaupinimo bangos ilgį, buvo priešingas publikacijoje [199] pateiktam atvejui, tačiau pastarajame teorinis modeliavimas buvo atliekamas PCF šviesolaidžiui, kuris pasižymi didesniu netiesiškumu nei čia tiriamas įprastas šviesolaidis.

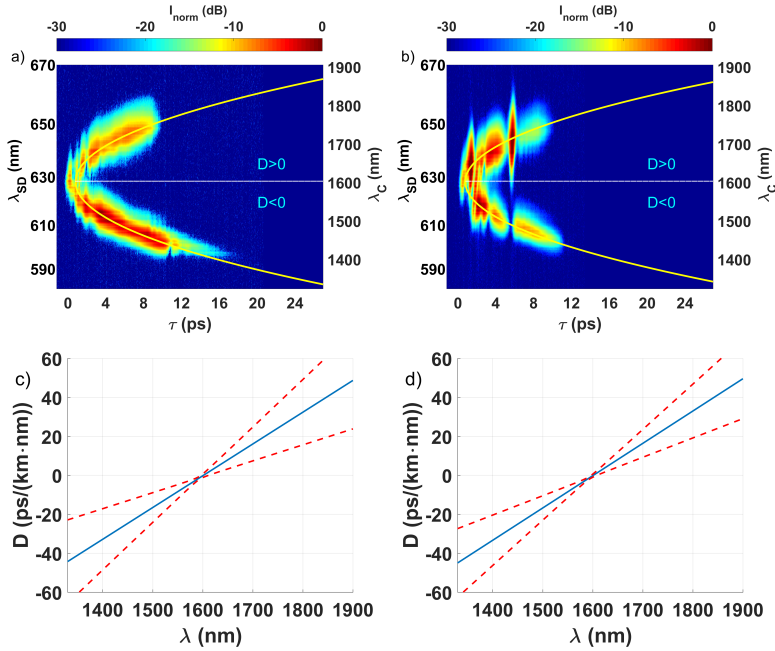


4.8 pav.: A) Teoriškai sumodeliuota dispersinio parametro (\tilde{D}_E) evoliucija impulsui sklindant NZDS šviesolaidyje. B) Teoriškai sumodeliuotas dispersinis parametras ties tam tikrais sklidimo šviesolaidyje atstumais. Kaupinimo bangos ilgis: $\lambda_s = 1605$ nm.

4.4. Šviesolaidžio dispersijos nustatymas

Šviesolaidžio dispersijos įvertinimui panaudotas anksčiau pateiktas metodas fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersijai nustatyti [260], kurio principas aprašytas teorinėje dalyje (1.3.5 sk.). Šviesolaidžio dispersijos parametras D ir jo neapibrėžtis įvertinta iš septynių skirtingų XFROG matavimų (panaudojant kontinuumo xfrogogramas, gautas žadinant skirtingų bangos ilgių spinduliuote) atitinkamai pagal 1.49 ir 1.50 išraiškas. Dveji iš jų, kurių vienas atitinka nesolitoninį kontinuumo atvejį, kitas - solitoninį, pateikti 4.9 pav. Lyginant D nustatymą skirtingais kontinuumo plėtimosi pobūdžio atvejais (solitoninis ir nesolitoninis) abiem atvejais rezultatai tarpusavyje gerai sutampa, tačiau nesolitoninio plitimo atveju dispersijos nustatymas paprastesnis, nes reikalauja mažesnio skaičiaus taškų pašalinimo prieš pritaikant dispersijos polinominę kreivę. Tai susiję su tuo, kad solitoninio plitimo atveju vėlinimo funkcija labiau komplikauta, nes daugelio bangos ilgių didžiausi intensyvumai atsiduria

ties tuo pačiu vėlinimu.



4.9 pav.: (a, b) Išmatuotos xfrogogramos su aproksimuotomis polinomų kreivėmis. Balta punktyrinė linija žymi ZDW. (c,d) Nustatyta šviesolaidžio dispersija (mėlyna ištisinė linija) ir neapibrėžtumas 95 % pasiklovimo intervale (raudona brūkšninė linija). Rezultatai gauti, esant $\lambda_s=1516$ nm ir $P_k=36$ kW (a, c) bei $\lambda_s=1567$ nm ir $P_k=18,5$ kW (b, d).

Nustatytas vidutinis šviesolaidžio ZDW lygus 1603 ± 6 nm. Visgi, šviesolaidžio gamintojas pateikia ne ZDW, o dispersijos parametro vertę $D = -4$ ps/nm·km ties 1550 nm bangos ilgiu. Iš matavimų nustatytas šio šviesolaidžio dispersijos parametras yra $D = -8 \pm 4$ ps/nm·km, tad su pateiktu gamintojų gerai sutampa paklaidų ribose.

4.5. Apibendrinimas

Šiame skyriuje pristatytas detalus eksperimentinis kontinuumo generacijos nenulinės paslinktos dispersijos šviesolaidyje ($ZDW \approx 1603$ nm) tyrimas, kaupiniui pritaikius femtosekundinius nanodžaulinės energijos 1450 - 1800 nm spektrinėje srityje derinamus PPKTP SPOPO impulsus. Tokia kaupinimo šaltinio ir šviesolaidžio kombinacija leido detaliai ištirti kontinuumo plitimo priklausomybę nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio apimant tiek normalios, tiek anomalous šviesolaidžio dispersijos sritis. Kontinuumą charakterizavimui naudotas spektro plitimo evoliucijos nuo kaupinimo smailinės galios matavimas ir XFROG metodas, o gauti rezultatai lyginti su teorinio modeliavimo duomenimis. Eksperimentiniai ir teoriniai rezultatai parodė tapatų kontinuumo priklausomybės nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio pobūdį: efektyviausiai CG vyksta ties keliais žadinančios spinduliuotės bangos ilgiais, iš kurių vienam (esančiam teigiamos dispersijos srityje ir toliau nuo ZDW) būdingas nesolitoninis spektro plitimas, kitam (esančiam arti ZDW) - solitoninis, o naudojant didesnę kaupinimo bangos ilgį anomalous dispersijos srityje stebimas CG efektyvumo mažėjimas. Taip pat tyrimo rezultatai parodė, kad efektyviausią nesolitoninį plitimą atitinkančio taško padėtis (bangos ilgis) priklauso nuo kaupinimo spinduliuotės intensyvumo ir šviesolaidžio netiesiškumo. Parodyta, kad efektyviausias kontinuumo plitimas nesolitoniniame režime, kuris turi privalumų taikant impulsų spaudimą ar matuojant šviesolaidžio dispersiją, tam tikrame šviesolaidyje (esant tam tikram netiesiniam lūžio rodikliui n_2), didinant kaupinimo intensyvumą bus generuojamas vis prie mažesnio žadinančios spinduliuotės bangos ilgio. Taip pat teoriškai modeliuojant lokalaus dispersijos parametro kitimą, parodyta, kad solitonas, susiformavęs anomalous dispersijos srityje gali moduluoti lokalią dispersiją normalios GVD srityje: atsiranda priešingo ženklo lokalaus dispersijos oscilacijos. Pastaroji sąveika galėtų būti pagautų bangų susiformavimo ir dispersinių bangų dispersinio plitimo slopinimo priežastis.

Taip pat parodyta, kad telekomunikacinio šviesolaidžio kaupinimas nanodžaulinės energijos impulsais leidžia gauti spartų kontinuumo plitimą ir įvertinti šviesolaidžio grupinių greičių dispersiją iš kontinuumo sugeneruoto tame šviesolaidyje xfrogogramos duomenų pagal [260] pateiktą metodą, taikytą fotoninių kristalų šviesolaidžiams. Tiek solitoniniu, tiek nesolitoniniu spektro plitimo atveju vertinant dispersijos parametą, gaunamos tapačios vertės, tik antruoju atveju dispersijos polinominės kreivės pritaikymas yra paprastesnis. Taip pat metodo patikimumas įvertintas šviesolaidžio dispersijos parametą palyginant su pateiktu gamintojo: pastarieji gerai sutapo paklaidų ribose.

PAGRINDINIAI REZULTATAI IR IŠVADOS

1. Pademonstruoti sinchroniškai Yb:KGW osciliatoriaus pirmąją harmoniką kaupinamai optiniai parametriniai osciliatoriai panaudojant įvairių ilgių PPLN, MgO:PPLN ir PPKTP kristalus. Efektyviausia konfigūracija 1500 - 1800 nm spektrinėje srityje gauta naudojant 1 mm PPKTP kristalą: kaupinimo galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumas naudojant vienodą kaupinimo intensyvumą ir esant vienodiems rezonatoriaus nuostoliams buvo daugiau kaip 1,5 karto didesnis nei 1,5 mm ilgio MgO:PPLN kristalo atveju. Efektyviausias SPOPO veikimas gautas, naudojant PPKTP kristalą: didžiausia išvadinė galia siekė 900 mW, esant 2250 mW kaupinimo spinduliuotės galiai ir 27 % naudingiems rezonatoriaus nuostoliams. 1500 - 1800 nm spektrinio derinimo srityje tokio SPOPO galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumas buvo didesnis nei 20 %, o išvadinių impulsų trukmė ne didesnė nei 270 fs (išoriškai optimaliai suspaustų impulsų trukmė ≤ 130 fs).
2. Sinchroniškai kaupinamame parametriniame šviesos osciliatoriuje su PPKTP struktūra ir neigiama rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija energinis keitimo efektyvumas didėjo mažiausiai 1,3 karto, o formuojamų impulsų trukmė mažėjo 10 - 360 fs (atitinkamai 5 - 54 %) priklausomai nuo bangos ilgio 1,49 - 1,89 μm spektrinio derinimo diapazone, rezonatoriaus išvadinio veidrodžio pralaidumui padidėjus nuo 3 % iki 15 %. Be to, didėjant rezonatoriaus ilgio išderinimui didesnių rezonatoriaus nuostolių atveju impulsai plito ne taip sparčiai kaip esant mažesniems nuostoliams: teoriniame modelyje esant 36 μm PPKTP periodo gardelei, didėjant rezonatoriaus išderinimui nuo $l=0$ iki $l=-15$, signaliniai impulsai (vertinta pagal autokoreliacinę funkciją), esant $T_{OC} = 3$ %, plito apie 1,7 karto sparčiau nei esant $T_{OC} = 15$ %. Eksperimentinis toje pačioje gardeleje analogiškas impulsų plitimo skirtumas buvo 1,6 karto. Šie stebėti ypatumai vyksta dėl: 1) mažesnės impulso savimoduliacijos įtakos esant didesniems nuostoliams ir kartu mažesniam signalo intensyvumui rezonatoriaus viduje; 2) mažesnės vėlinimo įtakos susijusios su rezonatoriaus išderinimu kai nuostoliai didesni: vėlinimas mažiau plečia signalo impulsą, kai jo stiprinimas kaupinimo impulso lauke didesnis. Taip atsitinka esant didesniems nuostoliams ir kartu didesniam vieno praėjimo signalo

pastiprinimui, kuris nusistovėjusioje veikoje kompensuoja nuostolius.

3. Eksperimentiškai pademonstruota stipri ličio niobato optinio atsparumo femtosekundinei iterbio lazerio spinduliuotei priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio, kurio padidėjimas nuo 100 kHz iki 76 MHz, lėmė ~ 37 kartus mažesnę lazerio indukuotos pažeidimo slenkstinę vertę.
4. Stiprus medžiagos atsparumo sumažėjimas, veikiant MHz eilės pasikartojimo dažnio impulsams, sinchroniškai kaupinamuose optiniuose parametriniuose osciliatoriuose stipriai apriboja kaupinimo intensyvumą. Dėl šios priežasties SPOPO sistemoje su 15 % išvadiniu veidrodžiu, naudojant MgO:PPLN kristalą didžiausias naudotas kaupinimo intensyvumas galėjo viršyti slenkstinį ne daugiau kaip 1,3 - 4 kartus, o PPKTP atveju ne daugiau kaip 1,6 - 5 kartus, priklausomai nuo signalinės bangos ilgio. Tai neapribojo maksimalaus kaupinimo spinduliuotės galios keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumo (pastarasis visais atvejais pasiekia sotį esant kaupinimo intensyvumui mažesniai už naudotą didžiausią), tačiau galimai apribojo didžiausią pasiekiamą SPOPO išvadinės spinduliuotės vidutinę galią.
5. Eksperimentiškai parodyta, kad LIDT mažėjimas, didinant femtosekundinio Yb:KGW lazerio impulsų pasikartojimo dažnį, gali būti susijęs su didėjančiu netiesinės sugerties efektyvumu: veikiant ličio niobato kristalą femtosekundinių Yb:KGW lazerio 100 impulsų seka, stebėtas greitas pralaidumo kritimas ($\sim 18\%$) per pirmus 40 impulsų esant 15,6 - 40 % mažesnei energijos srauto vertei už atitinkantį LIDT. Taip pat stebėta, kad toks LN pralaidumo pokytis, didinant impulsų pasikartojimo dažnį, pasireiškia esant vis mažesniai energijos srautui: 60 kHz atveju šis energijos tankis buvo 70 mJ/cm^2 , o 600 kHz atveju - 6 mJ/cm^2 . Esant didesniam pasikartojimo dažniui, mažėja laikinis intervalas tarp impulsų, o tai lemia didėjančią šilumos ir vidinių defektų akumuliacijos spartą.
6. Pademonstruota kontinuumo generacija telekomunikaciniame šviesolaidyje, panaudojant femtosekundinius nanodžaulinės energijos sinchroniškai kaupinamo optinio parametrinio osciliatoriaus impulsus ir parodyta, kad nors naudojant tokio kontinuumo XFROG spektrogramą, galima patikimai nustatyti šviesolaidžio dispersiją tiek solitoniniame, tiek nesolitoniniame režime, pastarasis yra patogesnis dėl tolygesnės kontinuumo spektrinių komponentių laikinės padėties priklausomybės.
7. Eksperimentiškai ištirta ir teoriškai įvertinta kontinuumo generacijos priklausomybė nuo žadinančios spinduliuotės bangos ilgio, tiek normalioje, tiek anomalioje šviesolaidžio dispersijos srityse. Rezultatai parodė, kad didžiausią nesolitoninį spektro plitimą šviesolaidyje atitinkantis žadinančios spinduliuotės bangos ilgis priklauso nuo kaupinimo spinduliuotės

galios: sumažėjus smailinei kaupinimo galiai nuo 10 kW iki 4 kW eksperimentiškai stebėtas šio ekstremumo pasislinkimas link ilgesnių bangos ilgių (iš 1483 nm į 1493 nm). Teorinis modeliavimas parodė, kad įvedamos į šviesolaidį kaupinimo galios padidinimas 1 kW lemia šį ekstremumą atitinkančio bangos ilgio pasislinkimą penkiais nanometrais.

SUMMARY OF DOCTORAL DISSERTATION

LIST OF ABBREVIATIONS

- GDD – group delay dispersion
- GVD – group velocity dispersion
- KTP - potassium titanyl phosphate
- LIDT - laser induced damage threshold
- MgO:PPLN – magnesium oxide doped periodically poled lithium niobate
- MIR - Mid-wavelength infrared radiation
- NIR - Near-infrared radiation
- NZDSF- non-zero dispersion-shifted fiber
- OPA - optical parametric amplifier
- OPO - optical parametric oscillator
- PPLN – periodically poled lithium niobate
- PPKTP – periodically poled potassium titanyl phosphate
- SHG - second harmonic generation
- SPOPO – synchronously pumped optical parametric oscillator
- XFROG - cross-correlation frequency-resolved optical gating
- Yb:KGW – ytterbium doped potassium gadolinium tungstate
- 2NM - two photon nonlinear microscopy
- 3PM - three photon nonlinear microscopy

INTRODUCTION

1960 Mainman created the first laser [1], which becomes a new tool for observing various scientific research, for creation of inventions, for a birth of new scientific disciplines. One of such branches of science was nonlinear optics, which included phenomena occurring only at such level of radiation intensities which only laser could offer. Many phenomena and devices, which are based on nonlinear optics, were first demonstrated in the first decade of laser life: a second harmonic generation (SHG) in 1961 [2], a first tunable optical parametric oscillator (OPO) [3], and an optical parametric amplifier (OPA) in 1965 [4]. Such devices significantly extended the spectral tuning capability of lasers radiation while retaining other characteristics of laser radiation: coherence and high intensity. The interaction of various compounds and materials with light is selective in terms of the radiation frequency, consequently such devices are useful in various spectroscopy and microscopy studies providing knowledge for different chemical, medical, industrial applications.

There is a wide spectrum of optical frequencies conversion devices, depending on parameters of a pump source, a nonlinear medium and a general design of the device structure. However, we will focus on the one separate category of them, which is considered in this theses and is called a synchronously pumped optical parametric oscillator (SPOPO). Such devices are used to change the radiation frequency of high repetition rate (>50 MHz) laser sources, i.e. oscillators of ultrashort pulses generating lasers. Pulse energy of such opscillators is usually only a few tens of nanojoules and the short duration of such pulses significantly limits a useful length of nonlinear material (up to one or several millimeters). For these reasons, the amplification of single pass is inefficient and it is necessary to provide the feedback, i.e. the nonlinear crystal have to be placed in optical resonator where oscillating pulse of parametric radiation (signal or/and idler) can be sufficiently amplified. Another subtlety of these devices arises due to the shortness of pump pulses and the instantaneous nature of the nonlinear polarization, i.e. parametric generation and its amplification take place only in the time window of the pump pulse. For this reason the synchronous pumping technique must be used, which is ensured when the oscillating pulse in the resonator returns to the nonlinear medium at the same moment as the next pump pulse comes. This condition is fulfilled when lengths of resonators of the pump source and OPO are equal. Using ~ 50 -80 MHz pulse repetition rate systems, such lengths of resonators could reach several meters and parametric interaction can only be achieved by matching these two lengths to an accuracy of several or several tens of μm (depending on the phase matching gain bandwidth and cavity group delay dispersion). To ensure the most efficient radiation interaction, the selection of elements, their properties and a design of such devices is challenging, because characteristics of output pulses

depend not only on the selection of the pump source and the nonlinear material, but also on the contribution of characteristics of other SPOPO cavity elements: net cavity losses, total group delay dispersion. Thus, although the first femtosecond SPOPO was demonstrated back in 1989 [5], their construction, selection of the optimal combination of components still raises questions, e.g. at the beginning of this work, the resistance of nonlinear media to the high repetition rate femtosecond laser pulses or the influence of cavity losses on the formation of energy and temporal characteristics of oscillating pulses were unknown.

In terms of pumping systems used for SPOPO, Ti:sapphire oscillators have been predominant for a long time (up to ~ 2010 yr.). However, after the demonstration of more powerful oscillators of ytterbium (Yb) ion doped laser systems, the interest of their application for SPOPO systems tunable in infrared spectrum range has been grown. Using the first harmonic of such ytterbium lasers for SPOPO pumping and nonlinear materials such as periodically poled lithium niobate (PPLN) or potassium titanyl phosphate (PPKTP) crystals, tunability of SPOPO radiation can cover $\sim 1 - 5 \mu\text{m}$ spectral range and the average signal power can reach $>1 \text{ W}$ [6,7]. High repetition rate SPOPO radiation tunable in such spectral range is useful for various nonlinear microscopy and spectroscopy applications [8–21]. The 1300 - 1700 nm spectral range is the imaging window for biological samples is in a three - photon microscopy (3PM) [15]. For example, taking into account the scattering and water absorption of the tissue itself, the 1700 nm radiation wavelength is very promising for the imaging of a mouse brain tissue [12,13]. The employment of a longer wavelength radiation in 3PM compared to a wavelength in two - photon microscopy (2PM) allows to achieve a higher penetration depth due to lower scattering and better resolution. Moreover, the proportion of the background radiation outside the focal spot is reduced in the case of 3PM [12]. The Imaging of vascular structures of an intact mouse brain using 3PM at a spectral excitation window of 1700 nm was demonstrated in the depth up to 1.3 mm (~ 1.8 times deeper than in the case of 2PM) [12]. For spectroscopic applications the radiation of 1.6 - 1.67 μm [10] and 3 - 5 μm [16] spectral range is useful for remote monitoring of greenhouse gases (there are strong absorption lines for the CH, NH and OH molecular groups). SPOPO radiation can also be used for cascaded frequency conversion to the even further spectral range (to MIR) [6, 17, 18]. Here nonlinear crystals with even higher nonlinearity and higher transmission, which needs longer pump wavelengths due to a relatively high two-photon absorption coefficient at $\sim 1 \mu\text{m}$ wavelength radiation, can be used [19]. Using the combination of such crystals and NIR SPOPO, the further radiation frequency conversion to MIR spectral range was obtained by using cascaded pumping (the signal generated in one crystal further used as a new pump for the second crystal) [19–21] and difference frequency generation [17, 18]. The up to 113 mW average power of

output radiation in the 4.6 - 5 μm spectral range was obtained using cascaded pumping technique by the MgO:PPLN AgGaSe₂ SPOPO system [20], and respectively up to 22 mW 4 - 8 μm by CsTiOAsO AgGaSe₂ SPOPO [21]. Using the difference frequency generation in the BaGa₂GeSe₆ nonlinear crystal, the 25 - 55 mW average power in the 5 - 10 μm spectrum range was observed [18] and in the AgGaSe₂ it was up to 100 mW in the 5 - 20 μm spectrum range [17]. Such MIR radiation is useful for vibrational spectrometry of various molecules, because the 2 μm - 20 μm spectral range contains unique absorption lines of many molecules (molecular fingerprints) [9].

It should be said that such tunable NIR radiation can also be achieved using OPA systems of higher energy pulses (μJ -mJ sequences [22,23]), but they are pumped by amplified pulses. Due to this reason their pulse repetition rate varies from a few to several hundred of kilohertz, and their pump source is more complex, larger, and more expensive. Moreover, they amplify the seed signal, which can be a parametric fluorescence signal generated in another nonlinear crystal, or a signal of white light continuum that is usually generated by sharply focused intense laser radiation into a sapphire element. All of this further increases the size and the cost of such system. Meanwhile, since SPOPO can be pumped by pulse of significantly lower energy (nJ order) which are generated by oscillators of ultrashort pulse lasers, such devices are more compact, less expensive, and their pulse repetition rate is high (> 50 MHz). For these reasons, the following devices are attractive in applications where low pulse energy is not a disadvantage (the energy used in nonlinear microscopy imaging can be limited to 200 nJ of biological tissues damage [24]) and their high pulse repetition rate allows to obtain high speed of imaging and data acquisition.

Thus, the progress and advantages of Yb:KGW laser sources and viability of femtosecond tunable NIR SPOPO systems in various applications led to the demand to construct and investigate a femtosecond SPOPO, pumped by the 1.03 μm wavelength radiation.

Objective of the thesis

The main task of this thesis was to select and optimize parametric light oscillators with periodically poled nonlinear crystals and synchronously pumped by first harmonic pulses of continuous pumped femtosecond Yb:KGW laser, to study peculiarities of the radiation generated by them and to apply the tunable radiation of such device for the study of continuum generation in an optical fiber.

Main tasks

1. Testing and optimization of experimental SPOPO schemes with various periodically poled crystals (PPLN, MgO:PPLN and PPKTP) pumped

by 1.03 μm central wavelength femtosecond pulses of Yb:KGW oscillator and investigation of their energy and temporal characteristics at different cavity losses.

2. Determination of optical resistance for femtosecond Yb:KGW laser radiation of MgO:PPLN and PPKTP crystals, which were used for the development of the synchronously pumped parametric light oscillator (SPOPO). That also included the following tasks:
 - a) the resistance of MgO:PPLN to laser radiation was additionally investigated using different pulse repetition frequencies in the range of 100-600 kHz and at a fixed frequency of 76 MHz (which was used for SPOPO pumping) in order to determine the causality of its relatively low laser-induced damage threshold,
 - b) a measurement system for measuring the dependence of the nonlinear absorption variation on pulse repetition frequency was formed and a nonlinear absorption study of lithium niobate crystal was performed by exposing it with Yb:KGW laser pulses at different repetition rates in the range of 60-1000 kHz.
3. Investigation of continuum generation in telecommunication fiber in both, normal and anomalous, group velocity dispersion ranges using tunable femtosecond SPOPO radiation and cross-correlation frequency-resolved optical gating method (XFROG). Determination of the telecommunication fiber dispersion using a methodology based on the interaction of linear and nonlinear effects during continuum generation.

Research novelty and practical value

The scientific novelty of the dissertation is confirmed by the following facts:

- 40 % efficiency of conversion from pump power into signal power in the range of ~ 1500 nm is demonstrated in the PPKTP SPOPO with an output mirror of optimal transmittance and pumped by ~ 90 fs duration pulses;
- Increasing the transmittance of output mirror of the PPKTP SPOPO, which cavity is characterized by total negative group delay dispersion, results in a shortening of the generated signal pulses and a smaller-scale spreading of them by tuning the cavity length;
- This is the first time laser induced damage thresholds (LIDT) of MgO:PPLN and PPKTP crystals were experimentally measured using ~ 90 fs duration, 1030 nm central wavelength high repetition rate (76 MHz) pulses;

- This is the first time laser induced damage thresholds (LIDT) of MgO:PPLN crystal were experimentally measured using ~ 300 fs duration, 1030 nm central wavelength high repetition rate (76 MHz) pulses and the significant decrease of its LIDT value compared to pulses at 100–600 kHz repetition rate is shown.
- A new method for monitoring the change of nonlinear absorption, which can help roughly estimate damage values of nonlinear crystals by acting on high repetition frequency pulse sequences without damaging them, has been demonstrated.
- Using the femtosecond PPKTP SPOPO pulses, for the first time, the dependency of continuum generation in the optical fiber on a pump wavelength in the region of zero dispersion wavelength covering both normal and abnormal dispersion areas was consequently investigated.

The research provides new practical knowledge in the following areas:

- developing femtosecond SPOPOs with periodically poled crystals of lithium niobate and potassium titanyl phosphate;
- estimating laser-induced damage thresholds of these nonlinear crystals at different repetition rates of femtosecond laser pulses;
- predicting pulse durations generated in such parametric oscillators and capabilities of their external compression;
- evaluating the potential applications of these SPOPOs in studies where high repetition rate tunable wavelength femtosecond pulses with energies of more than tens of nanojoules are required.

Statements for Defense

1. The 1 mm long periodically poled potassium titanyl phosphate crystal in SPOPO with output coupler of optimal transmittance and pumped by the first harmonic ~ 90 fs duration pulses of Yb:KGW oscillator, provides more than 1.5 higher conversion efficiencies in the 1500 - 1800 nm spectral range than the 1.5 mm periodically poled lithium niobate crystals.
2. In a synchronously pumped optical parametric oscillator with a total negative cavity group delay dispersion at higher useful cavity losses, which still allow efficient saturable generation of this device, not only energy conversion efficiency increases, but shorter femtosecond pulses are generated. Moreover, the pulses elongate less rapidly in the case of mentioned higher cavity losses compared to lower cavity losses as the mismatch of cavity length increases.

3. Laser induced damage threshold of lithium niobate is 37 times lower when crystal is exposed by femtosecond ytterbium laser pulses at 80 MHz repetition rate, which are characteristic of SPOPOs, compared to ~ 100 kHz repetition rate pulses, which are characteristic of optical parametric amplifiers. Thus, the intensities required for efficient SPOPO operation are close to the damage thresholds of these crystals and require excellent selection and matching of the SPOPO cavity parameters even then the components of oscillator and cavity parameters, such as reflection coefficients of mirrors, distances between curved mirrors and the position of nonlinear crystal with respect to the waist is chosen to be close to optimal.
4. By recording the decrease in transmittance of nonlinear crystals in long sequences (~ 100 pulses) of high repetition rate femtosecond pulses, it is possible to approximately estimate damage threshold values of used nonlinear crystals without damaging them.
5. The wavelength that determines the maximum nonsolitonic broadening of continuum spectrum in an optical fiber depends on the pump peak power: as the latter increases, this extremity shifts towards shorter wavelengths.

Structure of the Thesis

The dissertation consists of four main sections:

- In **Chapter 1** the theoretical material related to the research of the dissertation is presented: the main principles of parametric light generation, an overview of properties of femtosecond near-infrared SPOPO and dielectric crystals used in dissertation experiments, interaction peculiarities of femtosecond laser and dielectric materials, laser induced damage threshold dependencies for various laser radiation parameters, the knowledge about laser induced damage threshold of lithium niobate crystals exposed by femtosecond pulses and theory related to the continuum generation in optical fibers. This chapter is not included in the summary of the thesis.
- In **Chapter 2** the investigation results of SPOPO pumped by the first harmonic of femtosecond Yb:KGW laser and based on PPLN, MgO:PPLN and PPKTP crystals, their comparison and the study of optical losses influence on SPOPO signal pulse duration are presented. The numerical modeling, which was used to investigate the SPOPO pulse formation, is also described. Only a brief summary of main results are presented in this summary of the thesis.
- The **Chapter 3** is devoted to the description of experimental determination of laser-induced damage of nonlinear crystals used in SPOPO

schemes and to describe results of the dependence of LIDT and nonlinear absorption change on pulse repetition rate by exposing lithium niobate crystal with 1.03 μm wavelength femtosecond pulses of Yb:KGW lasers. Only a brief summary of main results are presented in this summary of the thesis.

- The **Chapter 4** is devoted to the description of SPOPO application for continuum generation in a non-zero dispersion shifted fiber: experimental and numerical modeling results of continuum generation at various pump wavelengths together with the estimation of fiber dispersion from XFROG measurements are presented. Only a brief summary of main results are presented in this summary of the thesis.

Contributions

All experimental research, except measurements of dispersion characteristics of optical elements, that enabled the writing of this thesis were carried out in Laser Research Center at Vilnius University during 2013 - 2016 yr. and 2018-2019 yr. under the supervision of Dr. Rimantas Grigonis. Dispersion measurements of optical mirror coatings were performed in the optical laboratories of the Center for Physical Sciences and Technologies and the firm *Altechna*. The contribution and responsibilities of the author of this thesis are: the design and construction of experimental schemes for crystal damage measurements, synchronously pumped optical parametric oscillator, continuum generation in optical fiber and XFROG setup, performance of most of experiments, analysis of the obtained data and its interpretation. Moreover, the author is also very grateful for the significant contribution of these persons:

Dr. R. Grigonis supervised doctoral studies, was one of the initiators of the creation of such SPOPO system and consulted on technical experimental details.

Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis was also one of the initiators of such research consulted on technical experimental details, data publication and helped to present research results.

Dr. Viktorija Tamulienė performed the numerical simulation of the SPOPO and significantly contributed to the preparation of [25,26] publications.

Prof. Mikas Vengris automated the experimental setup for measurements of the continuum generation and consulted on the preparation of the [27] publication.

Dr. Julius Vengelis consulted on technical details of the continuum generation experiment and on its data interpretation. Significantly contributed to the preparation of [25,27] publications.

Dr. Vygasdas Jarutis performed the numerical simulation of continuum generation in NZDS fiber and significantly contributed to the preparation of

the [27] publication.

Several experiments were performed by students: **Agnė Marcinkevičiūtė, Adomas Tumas, Mantas Sirutavičius.**

Approbation

Scientific articles in periodical journals with an impact factor which are included in the Web of Science database

- P1. 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).
- P2. J. Vengelis, A. Tumas, **I. Pipinytė**, M. Kuliešaitė, V. Tamulienė, V. Jarutis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Characteristics of optical parametric oscillator synchronously pumped by Yb:KGW laser and based on periodically poled potassium titanyl phosphate crystal, *Opt. Commun.* **410**, 774 - 781 (2018).
- P3. **I. Pipinytė**, V. Tamulienė, J. Vengelis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Temporal characteristics of synchronously pumped optical parametric oscillator at different conditions of cavity losses, *JOSA B*, **36** (10), (2019).
- P4. **I. Pipinytė**, V. Tamulienė, J. Vengelis, M. Sirutavičius, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Investigation of laser-induced damage and related multiphoton absorption changes in lithium niobate crystals at high repetition rate femtosecond pump, *Opt. Eng.* **59**(1), 1–10 (2020).
- P5. **I. Pipinytė**, J. Vengelis, V. Jarutis, M. Vengris, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Investigation of continuum generation in the non-zero dispersion-shifted fiber pumped by femtosecond nanojoule pulses in 1450 – 1800 nm, *Results Phys.* (2020).

Conference proceedings

- PR1 **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).
- PR2 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).

Conference presentations, presented by the author

1. **I. Pipinytė**, K.Stankevičiūtė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R.Šuminas, R. Grigonis ir V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb:KGV lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinamų parametrinių šviesos generatorių konstravimas ir tyrimas, LMA ketvirtoji jaunųjų mokslininkų konferencija „Tarpdalykiniai tyrimai fiziniuose ir technologijos moksluose – 2014“, Vilnius, Lithuania (February 11, 2014).
2. **I. Pipinytė**, K.Stankevičiūtė, R. Grigonis, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Infrared femtosecond optical parametric oscillator using PPLN and MgO:PPLN crystals synchronously pumped by Yb:KGW laser, 6th EPS-QUED Europhoton Conference, Neuchatel, Switzerland (August 24-29, 2014).
3. **I. Pipinytė**, K. Stankevičiūtė, R. Grigonis, M. Malinauskas, V. Sirutkaitis, Infrared optical parametric oscillator based on MgO:PPLN crystal and synchronously pumped by femtosecond Yb:KGW laser, Spie Optics and optoelectronics, Prague, Czech Republic (April 13-16, 2015).
4. **I. Pipinytė**, A. Marcinkevičiūtė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Parametrisinis šviesos generatorius sinchroniškai kaupinamas femtosekundinio Yb:KGV lazerio impulsais, 41st Lithuanian National Physics Conference (LNFK-41), Vilnius, Lithuania (June 17-19, 2015).
5. **I. Pipinytė**, A. Marcinkevičiūtė, R.Grigonis, V. Sirutkaitis, Infrared optical parametric oscillator based on MgO:PPLN crystal and synchronously pumped by femtosecond Yb:KGW laser, Spie Optics + Photonics, San Diego, California, USA (August 9-13, 2015).
6. **I. Pipinytė**, J. Vengelis, V. Tamulienė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Femtosecond infrared synchronously pumped optical parametric oscillator based on PPKTP crystal, Ultrafast Optics XII, Bol, Croatia (October 6-11, 2019).

Conference presentations, presented by the co-author

1. 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, 40th Lithuanian National Physics Conference, October 4 – 6 (LNFK-40), Vilnius, Lithuania (June 10–12 d., 2013)
2. K. Stankevičiūtė, **I. Pipinytė**, J. Vengelis, 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 Diego, California, USA 2017 (August 25–29, 2013).

3. 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, XXth Lithuanian-Belarusian seminar “Lasers and optical nonlinearity”, Vilnius, Lithuania (November 21-22, 2013).
4. K. Bagočius, M. Sirutavičius, S. Butkus, J. Vengelis, **I. Pipinytė**, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Changes of the nonlinear absorption in crystals under irradiation with trains of high repetition rate femtosecond pulses, SPIE Laser Damage 2018, Boulder, Colorado, USA (September 23-26, 2018).
5. V. Tamulienė, **I. Pipinytė**, J. Vengelis, A. Tumas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Femtosekundinio šviesos parametrinio osciliatoriaus veikiančio periodiškai orientuoto KTP netiesinio kristalo pagrindu eksperimentinis ir skaitmeninis tyrimas, 43rd Lithuanian National Physics Conference (LNFK-43) Kaunas, Lithuania (October 3-5, 2019).

OVERVIEW OF RESULTS

INVESTIGATION OF SPOPO PUMPED BY FIRST HARMONIC PULSES OF FEMTOSECOND Yb:KGW LASER

The research data of this section has been published in **P1**, **P2**, **P3** and **PR2**.

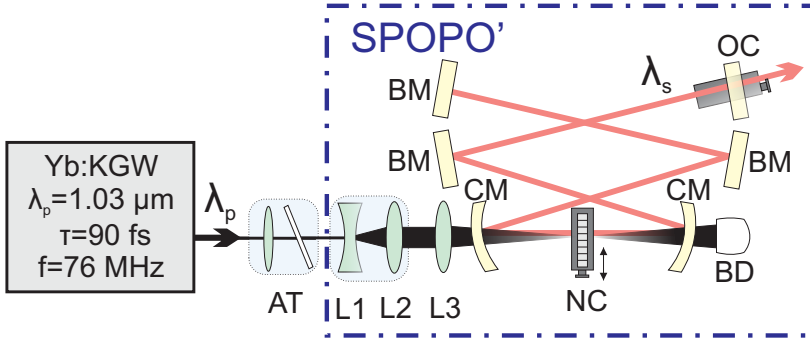


Fig. 1: Setup of synchronously pumped optical parametric oscillator: AT - attenuator (consisting of $\lambda/2$ phase plate and Brewster type polarizer), L1 and L2 lenses - Galilean type telescope for beam expansion, L3 - focusing lens, CM - curved mirror, BD - beam dump, BM - broadband mirror, OC - output coupler, NC - nonlinear crystal, λ_p and λ_s - wavelengths of pump and signal radiations.

The investigation of parametric light oscillators synchronously pumped by the first harmonic of the Yb:KGW oscillator and generating femtosecond pulses in the near-infrared range was performed using the experimental setup which is shown in Fig. 1. SPOPO was studied using three types of nonlinear crystals: PPLN, MgO:PPLN and PPKTP whose main characteristics given in Fig. 2.

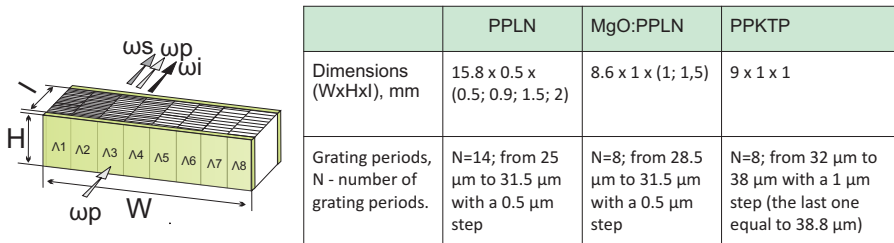


Fig. 2: Properties of nonlinear crystals used in the SPOPO: $\Lambda(1-8)$ - marks different period gratings, l - crystal length, W - width, H - height, ω_p , ω_s , ω_i marks the frequency of pump, signal and idler radiation.

The most efficient performance of SPOPO was observed using MgO:PPLN and PPKTP crystals and main measured characteristics of these cases are presented in the Table 1. The SPOPO based on PPKTP crystal had a higher

average output power and efficiency in the wavelength range $>1.5 \mu\text{m}$ compared to the SPOPO based on MgO:PPLN crystal (Fig. 3). It was discussed that this may have been influenced by the dispersion characteristics of the crystal, the lower GVM between the signal and the pump radiation, and the lower efficiency of the second harmonic generation of Yb:KGW radiation in the case of PPKTP crystal.

Table 1: Summarized characteristics of investigated SPOPOs pumped by the first harmonic of Yb:KGW laser radiation. Here: l - crystal length, T_{OC} - transmission of output coupler, f - focal length of focusing lens, P_{smax} - maximum power of SPOPO signal radiation, P_{pmax} - maximum power of pump radiation, τ_s - duration of SPOPO signal pulse, τ_{smin} - minimum duration of SPOPO signal pulse, τ_s^{com} - duration of externally compressed signal pulse, τ_{smin}^{com} - minimum duration of externally compressed signal pulse.

	MgO:PPLN l=1.5 mm T_{OC} =15 % f=7.5 cm	PPKTP l=1 mm T_{OC} =15 % f=7.5 cm	PPKTP l=1 mm T_{OC} =27 % f=15 cm
Spectral tuning range of signal radiation, μm	1.436 - 1.74	1.43 - 1.8	1.45 - 1.8
$\eta_{max} = \frac{P_{smaks}}{P_{pmax}} \cdot 100, \%$	≥ 13	≥ 13	≥ 15.5
The largest $\eta_{max}, \%$	29 ($\lambda_s=1463$ nm)	37 ($\lambda_s=1516$ nm)	40.3 ($\lambda_s=1516$ nm)
P_{smax}, mW	>100	>100	>350
The largest P_{smax}, mW	226	289	907
τ_s, fs	<250	<300	≤ 270
τ_{smin}, fs	112 ($\lambda_s=1550$ nm)	74 ($\lambda_s=1430$ nm)	130 ($\lambda_s=1450$ nm)
τ_s^{com}, fs	<80	<170	<130
$\tau_{smin}^{com}, \text{fs}$	56 ($\lambda_s=1550$ nm)	74 ($\lambda_s=1430$ nm)	90 ($\lambda_s=1450$ nm)

The highest obtained efficiency of the SPOPO was $\sim 40 \%$ ($\lambda_s=1516$ nm) (Fig. 4 b)) which was obtained using output coupler with optimal transmission for signal wavelength ($T \sim 27 \%$, Fig. 4 a)). This is the highest observed

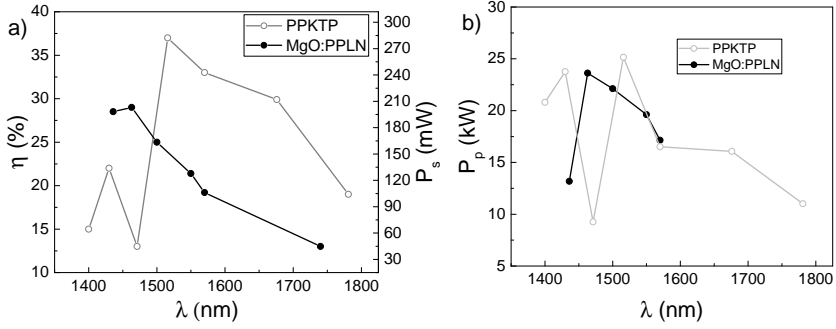


Fig. 3: a) SPOPO efficiency using MgO:PPLN ($l=1.5$ mm) and PPKTP ($l=1$ mm) crystals. $T_{OC}=15\%$, $I_p = 57.38$ GW/cm², P_s - power of signal radiation. b) SPOPO signal peak power ($P_p = E_{imp}/\tau$).

efficiency compared it to characteristics of analogous commercial SPOPOs and SPOPOs reported in scientific publications. Thus, results show the perspective of the combination of Yb:KGW oscillator as a pump source and PPKTP crystal as nonlinear medium for the formation of such devices.

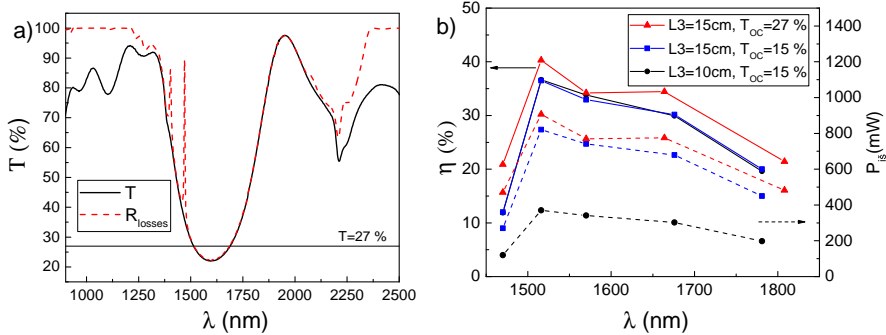


Fig. 4: a) transmission of output coupler and net cavity losses, b) efficiencies of SPOPO conversion to signal power (solid lines) and SPOPO signal output powers (dashed lines) at different configurations of PPKTP SPOPO. L3 - focal length of focusing lens, T_{OC} - transmission for signal wavelength of the output coupler.

Moreover, temporal characteristics of femtosecond infrared SPOPO with a PPKTP crystal in the 1.49-1.89 μ m spectral range were investigated in detail at three different conditions of cavity losses corresponding to SPOPOs with output couplers of 3 %, 9% and 15 % transmission.

In all cases the signal pulse duration decreases with an increase in the transmission of output couplers (OC): the difference between signal pulse duration values in $OC_{T=3\%}$ and $OC_{T=15\%}$ cases reaches from 10 fs to 360 fs depending on the wavelength (Fig. 5 end 6). This could not be explained by a difference in the GDD, because this dependency remained even in the spectrum range

where GDD is the same for all three OC. In the case of the 38 μm PPKTP period grating (Fig. 6(b)) the visible parabolic shape dependency of pulse duration versus signal wavelength using $\text{OC}_{T=9\%}$ and $\text{OC}_{T=15\%}$ was also caused by the increasing of their transmission: here cavity losses start increasing from ~ 1780 nm, and for example, the $\text{OC}_{T=15\%}$ at 1.82 μm acts like an output coupler not of the 15% transmission but of the 18%. Another visible dependency in the experimental results was the increase of the tuning interval of the signal pulse duration as the signal wavelength increases using 35, 36 and 37 μm PPKTP grating periods. The same dependency together with the explanation were shown by results of the numerical simulation. It also was discussed, that obtained results depend on the complex influence of self-phase modulation, negative group delay dispersion, time delay and signal pulse amplification in the field of the pump pulse.

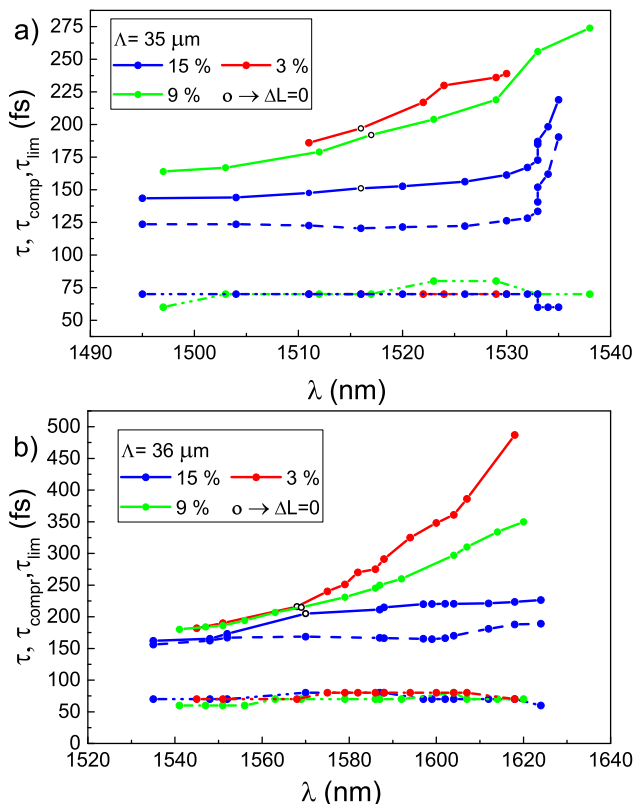


Fig. 5: Experimental results at 35 μm and 36 μm grating periods of PPKTP. Measured output signal pulse duration (τ , solid line), duration of compressed pulse using $T_{\text{OC}} = 15\%$ (τ_{compr} , dash line) and calculated duration of bandwidth limited pulses (τ_{lim} , dash dot dot line) on the central wavelength. The point of $\Delta L = 0$ is marked in curves as a hollow black circle.

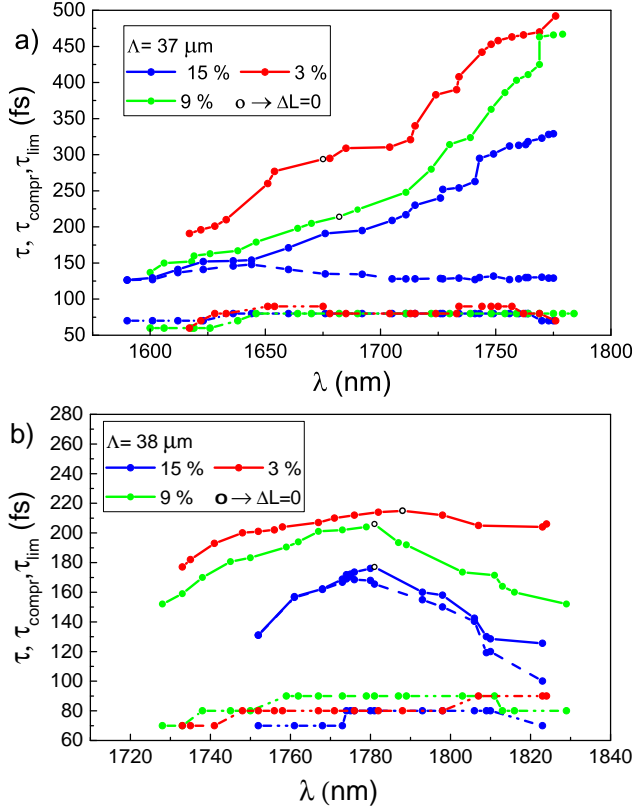


Fig. 6: Experimental results at 37 μm and 38 μm grating periods of PPKTP. Measured output signal pulse duration (τ , solid line), duration of compressed pulse using $T_{OC} = 15\%$ (τ_{compr} , dash line) and calculated duration of bandwidth limited pulses (τ_{lim} , dash dot dot line) on the central wavelength. The point of $\Delta L = 0$ is marked in curves as a hollow black circle.

INVESTIGATION OF LASER-INDUCED DAMAGE THRESHOLD OF NONLINEAR CRYSTALS FOR HIGH REPETITION RATE FEMTOSECOND RADIATION

The research data of this section has been published in **P4** and **PR1**.

The maximum usable pump intensity in devices based on nonlinear optics is limited by the threshold of laser-induced damage of nonlinear crystals. In this thesis, first of all, SPOPO was constructed using a PPLN crystal, but it was observed that the LIDT value of this crystal is significantly lower than LIDT values of it reported in literature and obtained by exposing the crystal by kilohertz repetition rate pulses of femtosecond systems [129, 162–164, 167]. Thus, it was important to determine LIDT values of crystals used in this work

by exposing them with radiation of 90 fs duration pulses of the Yb:KGW oscillator used in studied SPOPO schemes. At such conditions and using focused beam diameter of 16 μm , obtained LIDT values of MgO:PPLN and PPKTP crystals were: $\text{LIDT}_{\text{MgO:PPLN}} = 5.12 \text{ mJ/cm}^2$ (with AR coating) and $\text{LIDT}_{\text{PPKTP}} = 5.5 \text{ mJ/cm}^2$. Accordingly, this limited the maximum usable intensity of radiation on the crystal to: $I_{\text{MgO:PPLN}} = 57.4 \text{ GW/cm}^2$ and $I_{\text{PPKTP}} = 61.1 \text{ GW/cm}^2$.

Moreover, in order to find out the reason for the significant discrepancy between the measured lithium niobate LIDT values and those reported in the literature, the measurements of MgO:PPLN LIDT were performed using different pulse repetition frequencies in the range of 100 - 600 kHz and a fixed 76 MHz pulse repetition rate for femtosecond radiation of 1.03 μm central wavelength. Such measurement showed a decrease of the MgO:PPLN LIDT value with increasing the frequency of pulse repetition from several hundred kilohertz: LIDT values of kHz repetition rate differ from those of MHz rate by more than factor of 20. Thus, it was shown that scaling laws for LIDT estimation is an unreliable tool and the difference between repetition rates should be taken into account.

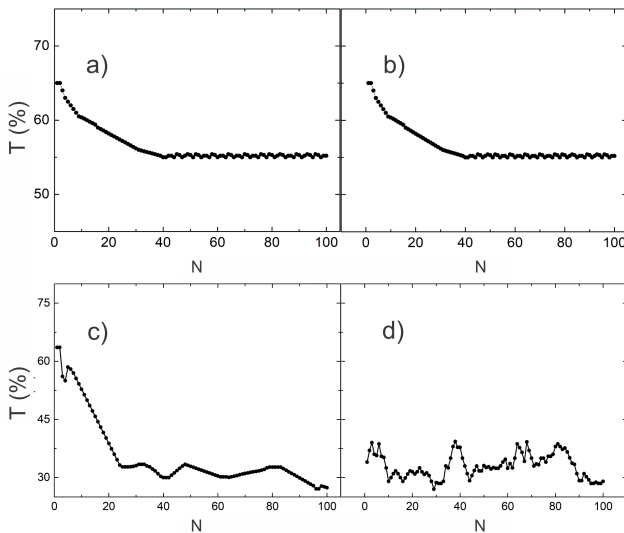


Fig. 7: Transmission (T) of separate femtosecond pulses in lithium niobate in first and second trains of pulses at 200 kHz: 0.016 J/cm^2 (a,b) and 0.29 J/cm^2 (c,d). Here: N -number of the pulse.

Additionally we performed the observation of the nonlinear absorption change for lithium niobate under irradiation with trains of 100 femtosecond pulses at several pulse repetition rates in the range from 60 kHz to 600 kHz. After first pass of such train of pulses through the crystal, the process was

repeated (Fig.7). If no change in transmission was recorded (Fig.7 (a,b)), the whole process was repeated with higher power. If lower transmission of pulses was observed during the second train, the laser damage of the crystal was indicated (Fig.7 (c,d)). We indicated the increase of the nonlinear absorption efficiency as the pulse repetition rate or energy density increases. The significant nonlinear absorption efficiency at 15-40% (depending on the pulse repetition rate) lower fluencies than crystal LIDT caused fast transmission drop ($\sim 18\%$) in first 40 pulses of used femtosecond pulses train.

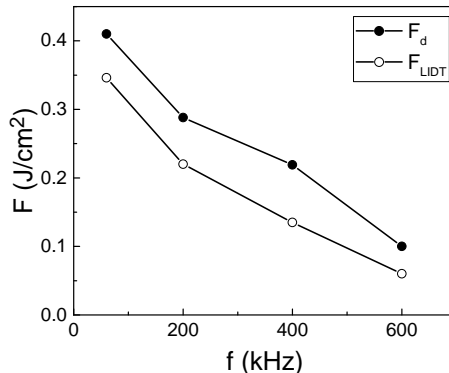


Fig. 8: Dependencies of energy fluence which caused the $\sim 18\%$ drop of transmission from initial value in next 40 pulses (F_d) and LIDT fluence (F_{LIDT}) on pulse repetition rate (f).

INVESTIGATION OF CONTINUUM GENERATION IN FIBER UNDER PUMP OF FEMTOSECOND RADIATION FROM SPOPO TUNABLE IN 1.45 – 1.8 μm SPECTRAL RANGE

The research data of this section has been published in **P5**.

The tunable PPKTP SPOPO radiation was applied for the investigation of the continuum generation in NZDSF (ZDW ≈ 1603 nm). This combination of such pump source and fiber allowed to investigate in detail the dependence of the continuum propagation on pump wavelength covering both normal and anomalous fiber dispersion regions.

The measurement of the spectrum evolution from the pump peak power and the XFROG method were used to characterize the continuum, and obtained results were compared with the theoretical modeling data. Experimental and theoretical results have shown a similar nature of continua dependence on the pump wavelength (Fig. 9): CG is most efficiently at several pump wavelengths. One of these wavelengths (located in the positive dispersion region and further

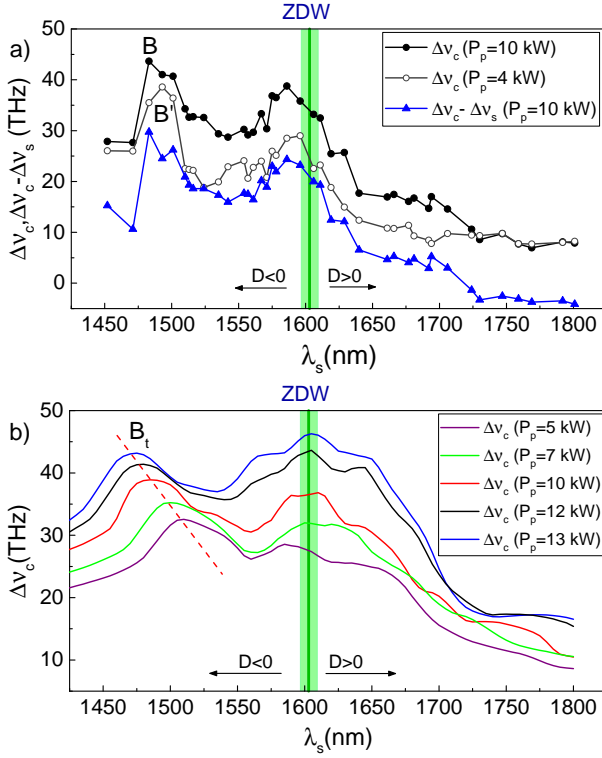


Fig. 9: a) Continuum width ($\Delta\nu_c$) measured at -20 dB power level at $P_p=10$ kW and $P_p=4$ kW (a), width differences of continuum and signal ($\Delta\nu_c - \Delta\nu_s$) at $P_p=10$ kW. b) theoretically estimated continuum width at various P_p values. The green line and area indicate the estimated ZDW and its uncertainty level.

from ZDW) causes a non-solitonic spectrum propagation, the other (located near ZDW) - solitonic. Both results also showed a decrease in CG efficiency at higher pump wavelength in the region of anomalous dispersion. Moreover, the experimental and theoretical results show that the position of the point, which corresponds to non-solitonic continuum, depends on pump intensity and fiber nonlinearity. To sum it up, the most effective continuum of the non-solitonic mode, which has advantages in applications of pulse compression or dispersion measurements, in a particular fiber with a given nonlinear refractive index can be obtained at smaller pump wavelength using higher pump power. Moreover, using numerical estimation of local dispersion parameter, it was shown that an intense soliton formed in the spectral range with anomalous dispersion can modulate the local dispersion in the spectral range with normal dispersion, resulting in the formation of trapped waves. Finally, it was demonstrated that in a conventional fiber pumped at nanojoule pump pulses, the rapid continuum expansion condition is valid and fiber dispersion can be reliably measured using XFROG based method of Ref. [260].

MAIN RESULTS AND CONCLUSIONS

1. SPOPOs based on PPLN, MgO:PPLN and PPKTP crystals of different lengths and pumped by the first harmonic of Yb:KGW oscillator were demonstrated. The most efficient configuration in the 1500 - 1800 nm spectral range was obtained using a 1 mm PPKTP crystal: the efficiency of converting the pump power to signal radiation using the same pump intensity and the same cavity losses was more than 1.5 times higher than in the case of using 1.5 mm long MgO:PPLN crystal. The maximum PPKTP SPOPO output power was as high as 900 mW at 2250 mW pump power and 27 % output coupling. The pump power conversion efficiency to signal radiation power was more than 19 %, and duration of the output pulse was ≤ 180 fs (externally optimally compressed pulses ≤ 165 fs) in the 1500 - 1800 nm spectral tuning range.
2. In a synchronously pumped optical parametric oscillator with PPKTP structure and negative cavity group delay dispersion the energy conversion efficiency to the signal radiation increased at least 1.3 times, and the duration of formed pulses decreased by 10 - 360 fs (respectively by 5 - 54 %), depending on the wavelength, in the 1.49 - 1.89 μm spectral range when the transmission of the SPOPO output coupler increased from 3 % to 15 %. Moreover, at low cavity losses the increase of cavity detuning resulted in a greater increase in pulse duration compared to the case of higher cavity losses. In numerical simulation of PPKTP SPOPO, with the increase of cavity detuning from $l=0$ to $l=-15$, the increase of signal pulses durations (evaluated from the autocorrelation function) was about 1.7 times higher at $T_{OC}=3\%$, than at $T_{OC}=15\%$. The analogous pulse propagation difference in the experiment was 1.6 times. These observed features occur due to: 1) the lower effect of pulse self-phase modulation at higher cavity losses and at the same time lower signal intensity inside the cavity 2) the lower effect of the delay related to the resonator tuning, when the losses are higher: the delay less increase the duration of signal pulse when its amplification in the field of the pump pulse is higher. This happens in the case of higher cavity losses and at the same time larger single pass signal amplification, which compensates the losses in the steady operation.
3. A strong dependence of the lithium niobate's optical resistance on the pulse repetition rate of femtosecond ytterbium laser radiation was demonstrated. Laser - induced damage threshold (LIDT) decreased ~ 37 times at 76 MHz pulse repetition rate compared to the case of 100 kHz.
4. The strong decrease in material resistance under the influence of MHz repetition rate pulses strongly limits the pump intensity in synchronously

pumped optical parametric oscillators. For this reason, in the SPOPO system with output mirror of 15 % transmission, using MgO:PPLN crystal the maximum used pump intensity could exceed the threshold by no more than 1.3 - 4 times and in the case of PPKTP no more than 1.6 - 5 times, depending on the signal wavelength. This did not limit the maximum SPOPO conversion efficiency (it reached the saturation at a lower pump intensity than the largest used), but potentially limited the maximum achievable average power of the SPOPO output radiation.

5. It has been shown that the decrease of the lithium niobate LIDT with increasing the femtosecond pulse repetition rate of Yb:KGW laser may be related to the increasing nonlinear absorption efficiency: crystal experience a significant (18 %) drop of transmission in first 40 pulses of the femtosecond pulses train at 15 - 40 % lower energy fluence than value of LIDT. It has also been observed that the following change in transmission of lithium niobate occurs at an ever-decreasing energy fluence by increasing the frequency of pulse repetition. At 60 kHz this energy density was 70 mJ/cm² and at 600 kHz it was 6 mJ/cm². At higher repetition rates, the time interval between pulses decreases, leading to an increase in the rate of accumulation of heat and internal defects.
6. The continuum generation in a telecommunication fiber pumped by nanojoule energy femtosecond pulses of synchronously pumped optical parametric oscillator is demonstrated and it has been shown that the XFROG spectrogram of such continuum can reliably determine the fiber dispersion in both solitonic and nonsolitonic modes, but the latter is more convenient due to the more uniform temporal dependence of the continuum spectral components.
7. The dependence of the continuum generation on the wavelength of pump radiation, both in the normal and anomalous areas of fiber dispersion, has been experimentally investigated and theoretically evaluated. The results showed that the maximum nonsolitonic spectrum broadening depends on the pump power: as the peak pump power decreased from 10 kW to 4 kW, a shift of this extreme towards longer wavelengths (from 1483 nm to 1493 nm) was observed. Theoretical modeling has shown that an increase in the pump power by 1 kW results in a shift of the wavelength corresponding to this extreme by five nanometers.

Literatūra

- [1] T. H. Maiman, Stimulated optical radiation in Ruby, *Nature* **187**(4736), 493–494 (1960).
- [2] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, Generation of optical harmonics, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118–119 (1961).
- [3] J. A. Giordmaine, R. C. Miller, Tunable coherent parametric oscillation in linbo_3 at optical frequencies, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 973–976 (1965).
- [4] C. C. Wang, G. W. Racette, Measurement of parametric gain accompanying optical difference frequency generation, *Appl. Phys. Lett.* **6**(8), 169–171 (1965).
- [5] D. C. Edelstein, E. S. GaleWachman, C. L. Tang, Broadly tunable high repetition rate femtosecond optical parametric oscillator, *Appl. Phys. Lett.* **54**(18), 1728–1730 (1989).
- [6] <https://www.ape-berlin.de/en/opo-optical-parametric-oscillator/levante-ir-fs/>, Žiūrēta [2020-03-12].
- [7] F. Mörz, T. Steinle, A. Steinmann, H. Giessen, Multi-Watt femtosecond optical parametric master oscillator power amplifier at 43 MHz, *Opt. Express* **23**(18), 23960–23967 (2015).
- [8] 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).
- [9] F. C. Cruz, D. L. Maser, T. Johnson, G. Ycas, A. Klose, F. R. Giorgetta, I. Coddington, S. A. Diddams, Mid-infrared optical frequency combs based on difference frequency generation for molecular spectroscopy, *Opt. Express* **23**(20), 26814–26824 (2015).
- [10] G. B. Rieker, F. R. Giorgetta, W. C. Swann, J. Kofler, A. M. Zolot, L. C. Sinclair, E. Baumann, C. Cromer, G. Petron, C. Sweeney, P. P. Tans, I. Coddington, N. R. Newbury, Frequency-comb-based remote sensing of greenhouse gases over kilometer air paths, *Optica* **1**(5), 290–298 (2014).
- [11] W. Yang, R. Yuste, Dual-color deep-tissue three-photon microscopy with a multiband infrared laser, *Nat. Methods* **14**(4), 349–359 (2017).

- [12] N. G. Horton, K. Wang, D. Kobat, C. G. Clark, F. W. Wise, C. B. Schaffer, C. Xu, In vivo three-photon microscopy of subcortical structures within an intact mouse brain, *Nat. Photonics* **7**, 205–209 (2013).
- [13] K. Guesmi, L. Abdeladim, S. Tozer, P. Mahou, T. Kumamoto, K. Jurkus, P. Rigaud, K. Loulier, N. Dray, P. Georges, M. Hanna, J. Livet, W. Supatto, E. Beaufrepaire, F. Druon, Dual-color deep-tissue three-photon microscopy with a multiband infrared laser, *Light Sci. Appl.* **7**(12), 1–9 (2018).
- [14] S. Witte, A. Negrean, J. C. Lodder, G. T. Silva, C. P. J. de Kock, 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).
- [15] A. Escobet-Montalbán, F. M. Gasparoli, J. Nylk, P. Liu, Z. Yang, K. Dholakia, Three-photon light-sheet fluorescence microscopy, *Opt. Lett.* **43**(21), 5484–5487 (2018).
- [16] M. Vainio, L. Halonen, Mid-infrared optical parametric oscillators and frequency combs for molecular spectroscopy, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18**, 4266–4294 (2016).
- [17] T. Steinle, F. Mörz, A. Steinmann, H. Giessen, Ultra-stable high average power femtosecond laser system tunable from 1.33 to 20 μm , *Opt. Lett.* **41**(21), 4863–4866 (2016).
- [18] G. Stibenz, M. Beutler, I. Rimke, V. Badikov, D. Badikov, V. Petrov, Femtosecond mid-IR difference-frequency generation in $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ from a 40 MHz optical parametric oscillator pumped at 1035 nm, in *2018 CLEO* (2018), 1–2.
- [19] V. Ramaiah-Badarla, S. C. Kumar, A. Esteban-Martin, K. Devi, K. T. Zawilski, P. G. Schunemann, M. Ebrahim-Zadeh, Ti:sapphire-pumped deep-infrared femtosecond optical parametric oscillator based on CdSiP_2 , *Opt. Lett.* **41**(8), 1708–1711 (2016).
- [20] R. Hegenbarth, A. Steinmann, S. Mastel, S. Amarie, A. J. Huber, R. Hilenbrand, S. Y. Sarkisov, H. Giessen, High-power femtosecond mid-IR sources for s-SNOM applications, *J. Opt.* **16**(9), 094003 (2014).
- [21] S. Marzenell, R. Beigang, R. Wallenstein, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator based on AgGaSe_2 tunable from 2 μm to 8 μm , *Appl. Phys. B* **69**, 423–428 (1999).
- [22] 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).
- [23] 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 BiB_3O_6 pumped at 800 nm, *Opt. Express* **15**(2),

556–563 (ts , url = <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-15-2-556>, doi = 10.1364/OE.15.000556,).

- [24] K. Ivanauskienė, *Rezonatoriaus komponentų grupinio vėlinimo dispersijos įtaka Sineroniškai femtosekundiniams Impulsais kaupinamam parametriniam Šviesos generatoriui* (Doctoral dissertation, Vilnius, 2017).
- [25] J. Vengelis, A. Tumas, I. Pipinytė, M. Kuliešaitė, V. Tamulienė, V. Jarutis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Characteristics of optical parametric oscillator synchronously pumped by Yb:KGW laser and based on periodically poled potassium titanyl phosphate crystal, *Opt. Comm.* **410**, 774–781 (2018).
- [26] I. Pipinytė, V. Tamulienė, J. Vengelis, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Temporal characteristics of a synchronously pumped optical parametric oscillator at different conditions of cavity losses, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**(10), 2735–2743 (2019).
- [27] I. Pipinytė, J. Vengelis, V. Jarutis, M. Vengris, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Investigation of continuum generation in the non-zero dispersion-shifted fiber pumped by femtosecond nanojoule pulses in 1450 – 1800 nm spectral range, *Results in Physics* 103064 (2020).
- [28] M. Ebrahimzadeh, Parametric light generation, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **361**(1813), 2731–2750 (2003).
- [29] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2011).
- [30] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition* (Academic Press, Inc., Orlando, FL, USA, 2008), 3rd edition.
- [31] O. Balachninaite, R. Butkus, E. Gaižauskas, V. Kudriašov, M. Maciulevičius, V. Sirutkaitis, V. Smilgevičius, V. Vaičaitis, *Netiesinės optikos laboratoriniai darbai*. (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2008).
- [32] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Phys. Rev.* **127**, 1918–1939 (1962).
- [33] K. Vodopyanov, *Pulsed Mid-IR Optical Parametric Oscillators* (Springer Berlin Heidelberg, 2003), 144–183.
- [34] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, J. W. Pierce, Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(11), 2102–2116 (1995).
- [35] X. Zhang, *High-repetition-rate Femtosecond Optical Parametric Oscillators Based on KTP and PPLN* (Dissertation, Germany, 2002).
- [36] J. Dudley, D. Reid, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, Characteristics of a noncritically phasematched Ti: sapphire pumped femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **104**(4), 419 – 430 (1994).

- [37] T. Südmeyer, J. A. der Au, R. Paschotta, U. Keller, P. G. R. Smith, G. W. Ross, D. C. Hanna, Novel ultrafast parametric systems: high repetition rate single-pass OPG and fibre-feedback OPO, *J. Phys. D Appl. Phys.* **34**(16), 2433–2439 (2001).
- [38] 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).
- [39] X. Ma, J. Tian, X. Zhang, Y. Song, L. Wang, Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO_{4} , in U. N. Singh, D. Fan, J. Yao, R. F. Walter (eds.), *High-Power Lasers and Applications V*, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 2010), volume 7843, 295 – 300.
- [40] K. C. Burr, C. L. Tang, M. A. Arbore, M. M. Fejer, Broadly tunable mid-infrared femtosecond optical parametric oscillator using all-solid-state-pumped periodically poled lithium niobate, *Opt. Lett.* **22**(19), 1458–1460 (1997).
- [41] Y. Lu, J. Zheng, Y. Lu, N. Ming, Spectral properties and quasi-phase-matched second-harmonic generation in a new active medium: optical superlattice $\text{Nd} : \text{MgO} : \text{LiNbO}_3$, *Appl. Phys. B* **67**(1), 29–32 (1998).
- [42] S. D. Butterworth, P. G. R. Smith, D. C. Hanna, Picosecond $\text{Ti}:\text{sapphire}$ -pumped optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO_3 , *Opt. Lett.* **22**(9), 618–620 (1997).
- [43] 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).
- [44] R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis, G. P. Banfi, P. D. Trapani, R. Righini, Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **10**(11), 2222–2232 (1993).
- [45] M. Ebrahimzadeh, M. H. Dunn, *Handbook of Optics, Vol IV*. (McGraw Hill, United Kingdom, 2001).
- [46] S. Lecomte, R. Paschotta, S. Pawlik, B. Schmidt, K. Furusawa, A. Malinowski, D. J. Richardson, U. Keller, Synchronously pumped optical parametric oscillator with a repetition rate of 81.8 GHz, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**(2), 483–485 (2005).
- [47] P. J. Phillips, S. Das, M. Ebrahimzadeh, High-repetition-rate, all-solid-state, $\text{Ti}:\text{sapphire}$ -pumped optical parametric oscillator for the mid-infrared, *Appl. Phys. Lett.* **77**(4), 469–471 (2000).
- [48] B. Ruffing, A. Nebel, R. Wallenstein, All-solid-state cw mode-locked picosecond KTiOAsO_4 (KTA) optical parametric oscillator, *Appl. Phys. B* **67**(5), 537–544 (1998).

- [49] X. P. Zhang, J. Hebling, A. Bartels, D. Nau, J. Kuhl, W. W. Rühle, H. Giessen, 1-GHz-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator, *Appl. Phys. Lett.* **80**(11), 1873–1875 (2002).
- [50] K. L. Vodopyanov, Mid-infrared optical parametric generator with extra-wide (3–19- μm) tunability: applications for spectroscopy of two-dimensional electrons in quantum wells, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(9), 1579–1586 (1999).
- [51] S. E. Harris, Tunable optical parametric oscillators, *Proceedings of the IEEE* **57**(12), 2096–2113 (1969).
- [52] G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1–18 (2003).
- [53] D. H. Jundt, Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate, *Opt. Lett.* **22**(20), 1553–1555 (1997).
- [54] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie, Temperature and wavelength dependent refractive index equations for mgo-doped congruent and stoichiometric LiNbO_3 , *Appl. Phys. B* **94**, 367–367 (2009).
- [55] D. N. Nikogosyan, *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey* (Springer, New York, 2005).
- [56] 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).
- [57] Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, A. Miyamoto, M. Terao, N. Suda, Photorefraction in LiNbO_3 as a function of $[\text{Li}]/[\text{Nb}]$ and MgO concentrations, *Appl. Phys. Lett.* **77**(16), 2494–2496 (2000).
- [58] G. D. Boyd, R. C. Miller, K. Nassau, W. L. Bond, A. Savage, LiNbO_3 : An efficient phase matchable nonlinear optical material, *Appl. Phys. Lett.* **5**(11), 234–236 (1964).
- [59] Q. Chen, W. P. Risk, Periodic poling of KTiOPO_4 using an applied electric field, *Electron. Lett.* **30**(18), 1516–1517 (1994).
- [60] J. Hellström, V. Pasiskevicius, H. Karlsson, F. Laurell, High-power optical parametric oscillation in large-aperture periodically poled KTiOPO_4 , *Opt. Lett.* **25**(3), 174–176 (2000).
- [61] A. Zukauskas, N. Thilmann, V. Pasiskevicius, F. Laurell, C. Canalias, 5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion, *Opt. Mater. Express* **1**(2), 201–206 (2011).
- [62] J. D. Bierlein, H. Vanherzeele, Potassium titanyl phosphate: properties and new applications, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(4), 622–633 (1989).

- [63] M. Peltz, U. Bäder, A. Borsutzky, R. Wallenstein, J. Hellström, H. Karlsson, V. Pasiskevicius, F. Laurell, Optical parametric oscillators for high pulse energy and high average power operation based on large aperture periodically poled KTP and RTA, *Appl. Phys. B* **73**(7), 663–670 (2001).
- [64] C. Thierfelder, A. S. S. Sanna, W. G. Schmidt, Do we know the band gap of lithium niobate?, *Phys. Status Solidi C* **7**(2), 362–365 (2010).
- [65] R. DeSalvo, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**(8), 1324–1333 (1996).
- [66] M. Bass, H. Barrett, Avalanche breakdown and the probabilistic nature of laser-induced damage, *IEEE J. Quantum Electron.* **8**(3), 338–343 (1972).
- [67] R. Coetzee, N. Thilmann, A. Zukauskas, C. Canalias, V. Pasiskevicius, Nanosecond laser induced damage thresholds in KTiOPO_4 and $\text{Rb} : \text{KTiOPO}_4$ at 1 μm and 2 μm , *Opt. Mater. Express* **5**(9), 2090–2095 (2015).
- [68] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (Leidykla TEV, Vilnius, 2008).
- [69] N. A. Naz, *Investigation into Mid- Infrared Pulse Shaping Using an Optical Parametric Oscillator: thesis for the degree of doctor of Philosophy* (Doctoral dissertation, University of Southampton, 2008).
- [70] J. Hebling, E. J. Mayer, J. Kuhl, R. Szipöcs, Chirped-mirror dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **20**(8), 919–921 (1995).
- [71] G. M. Gale, M. Cavallari, F. Hache, Femtosecond visible optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(2), 702–714 (1998).
- [72] 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).
- [73] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics* (Springer, New York, 2007).
- [74] R. L. Fork, O. E. Martinez, J. P. Gordon, Negative dispersion using pairs of prisms, *Opt. Lett.* **9**(5), 150–152 (1984).
- [75] 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).
- [76] J. Seres, J. Hebling, Nonstationary theory of synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillators, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(5), 741–750 (2000).

- [77] J. Hebling, H. Giessen, S. Linden, J. Kuhl, Mirror-dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Commun.* **141**(3), 229 – 236 (1997).
- [78] 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).
- [79] Y. R. Shen, G.-Z. Yang, *Theory of Self-Phase Modulation and Spectral Broadening* (Springer New York, New York, NY, 2016), 1–32.
- [80] J. Vengelis, *Characterization of photonic crystal fiber Dispersion and investigation of supercontinuum Generation* (Doctoral dissertation, Vilnius, 2018).
- [81] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic press, San Diego, 1989).
- [82] V. Pyragaitė, *Kompiuterinė lazerių fizika* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2013).
- [83] B. Bareika, G. A. Dikchys, A. Piskarskas, V. A. Sirutkaitis, Parametric generation of picosecond radiation with high spectral Q factor and diffraction-limit divergence in a resonator by mode-locked pumping, *Soviet Journal of Quantum Electronics* **10**(10), 1277–1279 (1980).
- [84] S. Burdulis, R. Grigonis, A. Piskarskas, G. Sinkevicius, V. Sirutkaitis, A. Fix, J. Nolting, R. Wallenstein, Visible optical parametric oscillation in synchronously pumped beta-barium borate, *Optics Communications* **74**(6), 398 – 402 (1990).
- [85] A. Piskarskas, V. Smil'gyavichyus, A. Umbrasas, Continuous parametric generation of picosecond light pulses, *Soviet Journal of Quantum Electronics* **18**(2), 155–156 (1988).
- [86] 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), 45–48 (2013).
- [87] K. C. Burr, C. L. 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).
- [88] R. Gebs, T. Dekorsy, S. A. Diddams, A. Bartels, 1-ghz repetition rate femtosecond opo with stabilized offset between signal and idler frequency combs, *Opt. Express* **16**(8), 5397–5405 (2008).
- [89] L. Xu, J. Feehan, L. Shen, A. Peacock, D. Shepherd, D. Richardson, J. Price, Yb-fiber amplifier pumped idler-resonant ppln optical parametric oscillator producing 90 femtosecond pulses with high beam quality, *Appl. Phys. B* **117**, 987–993 (2014).

- [90] T. Kartaloğlu, 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).
- [91] P. Loza-Alvarez, D. Reid, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, H. Karlsson, P. Henriksson, G. Arvidsson, F. Laurell, Periodically poled RbTiOAsO_4 femtosecond optical parametric oscillator tunable from 1.38 to 1.58 μm ., *Appl. Phys. B* **68**(2), 177 (1999).
- [92] X. Meng, J.-C. Diels, D. Kuehlke, R. Batchko, R. Byer, Bidirectional, synchronously pumped, ring optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **26**(5), 265–267 (2001).
- [93] 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).
- [94] 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).
- [95] J. Sun, B. J. S. Gale, D. T. Reid, Dual-color operation of a femtosecond optical parametric oscillator exhibiting stable relative carrier-envelope phase-slip frequencies, *Opt. Lett.* **31**(13), 2021–2023 (2006).
- [96] X. Zhong, J. Zhu, J. Zhu, Z. Wei, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator at 1053 nm, *Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy* **52**(8), 1187–1190 (2009).
- [97] M. W. Haakestad, H. Fønnum, G. Arisholm, E. Lippert, K. Stenersen, Mid-infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by an erbium-doped fiber laser, *Opt. Express* **18**(24), 25379–25388 (2010).
- [98] J. Jiang, T. Hasama, Synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator based on an improved pumping concept, *Opt. Commun.* **220**(1), 193 – 202 (2003).
- [99] A. Esteban-Martín, O. Kokabee, K. Moutzouris, M. Ebrahim-Zadeh, High-harmonic-repetition-rate, 1 GHz femtosecond optical parametric oscillator pumped by a 76 MHz Ti:sapphire laser, *Opt. Lett.* **34**(4), 428–430 (2009).
- [100] D. T. Reid, C. McGowan, W. Sleat, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, Compact, efficient 344-mhz repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **22**(8), 525–527 (1997).
- [101] D. T. Reid, M. Ebrahimzadeh, W. Sibbett, Noncritically phase-matched ti:sapphire-pumped femtosecond optical parametric oscillator based on RbTiOAsO_4 , *Opt. Lett.* **20**(1), 55–57 (1995).
- [102] P. E. Powers, C. L. Tang, L. K. Cheng, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on RbTiOAsO_4 , *Opt. Lett.* **19**(18), 1439–1441 (1994).

- [103] T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Brunner, R. Paschotta, T. Usami, H. Ito, S. Kurimura, K. Kitamura, D. C. Hanna, U. Keller, High-power femtosecond fiber-feedback optical parametric oscillator based on periodically poled stoichiometric LiTaO₃, *Opt. Lett.* **29**(10), 1111–1113 (2004).
- [104] X. Meng, Z. Wang, W. Tian, H. He, S. Fang, Z. Wei, Watt-level widely tunable femtosecond mid-infrared KTiOAsO₄ optical parametric oscillator pumped by a 1.03 μm Yb:KGW laser, *Opt. Lett.* **43**(4), 943–946 (2018).
- [105] 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, in *Ultrafast Imaging and Spectroscopy* (SPIE, 2013), volume 8845, 124 – 129.
- [106] <https://www.coherent.com/lasers/laser/mira-opo>, Žiūrėta [2020-03-12].
- [107] S. Chaitanya Kumar, A. Esteban-Martin, T. Ideguchi, M. Yan, S. Holzner, T. W. Hänsch, N. Picqué, M. Ebrahim-Zadeh, Few-cycle, broadband, mid-infrared optical parametric oscillator pumped by a 20-fs Ti:sapphire laser, *Laser Photonics Rev.* **8**(5) (2014).
- [108] Z. Zhang, D. T. Reid, S. C. Kumar, M. Ebrahim-Zadeh, P. G. Schunemann, K. T. Zawilski, C. R. Howle, Femtosecond-laser pumped CdSiP₂ optical parametric oscillator producing 100 MHz pulses centered at 6.2 μm , *Opt. Lett.* **38**(23), 5110–5113 (2013).
- [109] 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).
- [110] J. D. Rowley, S. Yang, F. Ganikhanov, Power and tuning characteristics of a broadly tunable femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled stoichiometric lithium tantalate, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(5), 1026–1036 (2011).
- [111] <http://lightcon.com/product/flint.html/>, Žiūrėta [2019-11-19].
- [112] D. Ristau, M. Jupé, K. Starke, Laser damage thresholds of optical coatings, *Thin Solid Films* **518**(5), 1607 – 1613, proceedings of the 36th International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films (2009).
- [113] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore, M. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, *Phys. Rev. B* **53**(4), 1749 (1996).
- [114] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs, *Appl. Phys. Lett.* **64**(23), 3071–3073 (1994).

- [115] K. R. Mann, H. Gerhardt, G. Pfeifer, R. Wolf, Influence of the laser pulse length and shape on the damage threshold of UV optics, in *Laser-Induced Damage in Optical Materials: 1991*, International Society for Optics and Photonics (SPIE, 1992), volume 1624, 436 – 443.
- [116] H. Varel, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, R. Herrmann, F. Noack, E. E. B. Campbell, Laser-induced damage in SiO₂ and CaF₂ with picosecond and femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. A* **62**(3), 293–294 (1996).
- [117] M. Mero, J. Liu, W. Rudolph, D. Ristau, K. Starke, Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films, *Phys. Rev. B* **71**(11), 115109 (2005).
- [118] B. Mangote, L. Gallais, M. Zerrad, F. Lemarchand, L. Gao, M. Commandre, M. Lequime, A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films, *Rev. Sci. Instrum.* **83**(1), 013109 (2012).
- [119] D.-B. L. Douti, L. Gallais, M. Commandré, Laser-induced damage of optical thin films submitted to 343, 515, and 1030 nm multiple subpicosecond pulses, *Opt. Eng.* **53**(12), 122509 (2014).
- [120] M. Jupé, L. Jensen, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis, D. Ristau, Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania, *Opt. Express* **17**(15), 12269–12278 (2009).
- [121] B. Luther-Davies, A. Rode, N. Madsen, E. Gamaly, Picosecond high-repetition-rate pulsed laser ablation of dielectrics: The effect of energy accumulation between pulses, *Opt. Eng.* **44** (2005).
- [122] B.-M. Kim, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, E. J. Joslin, J. Eichler, P. C. Stoller, L. B. Da Silva, Effects of high repetition rate and beam size on hard tissue damage due to subpicosecond laser pulses, *Appl. Phys. Lett.* **76**(26), 4001–4003 (2000).
- [123] F. Bach, M. Mero, M.-H. Chou, V. Petrov, Laser induced damage studies of LiNbO₃ using 1030-nm, ultrashort pulses at 10-1000 kHz, *Opt. Mater. Express* **7**(1), 240–252 (2017).
- [124] B. Nagy, L. Gallais, L. Vámos, D. Oszetzky, P. Rácz, P. Dombi, Direct comparison of kilohertz-and megahertz-repetition-rate femtosecond damage threshold, *Opt. Lett.* **40**(11), 2525–2528 (2015).
- [125] C. B. Schaffer, A. Brodeur, E. Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1784–1794 (2001).
- [126] A. Rosenfeld, M. Lorenz, R. Stoian, D. Ashkenasi, Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation, *Appl. Phys. A* **69**(1), S373–S376 (1999).

- [127] M. Lenzner, J. Krüger, W. Kautek, F. Krausz, Incubation of laser ablation in fused silica with 5-fs pulses, *Appl. Phys. A* **69**(4), 465–466 (1999).
- [128] D. Ashkenasi, R. Stoian, A. Rosenfeld, Single and multiple ultrashort laser pulse ablation threshold of Al₂O₃ (corundum) at different etch phases, *Appl. Surf. Sci.* **154-155**, 40 – 46 (2000).
- [129] H. Chen, X. Chen, Y. Zhang, Y. Xia, Ablation induced by single- and multiple-femtosecond laser pulses in lithium niobate, *Laser Phys.* **17**(12), 1378–1381 (2007).
- [130] S. Beke, K. Sugioka, K. Midorikawa, A. Peter, L. Nanai, J. Bonse, Characterization of the ablation of TeO₂ crystals in air with femtosecond laser pulses, *J. Phys. D Appl. Phys.* **43**(2), 025401 (2009).
- [131] S. Martin, A. Hertwig, M. Lenzner, J. Krüger, W. Kautek, Spot-size dependence of the ablation threshold in dielectrics for femtosecond laser pulses, *Appl. Phys. A* **77**(7), 883–884 (2003).
- [132] E. G. Gamaly, S. Juodkazis, K. Nishimura, H. Misawa, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai, V. T. Tikhonchuk, Laser-matter interaction in the bulk of a transparent solid: Confined microexplosion and void formation, *Phys. Rev. B* **73**, 214101 (2006).
- [133] K. Sugioka, Y. Cheng, Femtosecond laser three-dimensional micro- and nanofabrication, *Appl. Phys. Rev.* **1**(4), 041303 (2014).
- [134] <https://www.edmundoptics.com/knowledge-center/tech-tools/laser-damage-threshold-scaling/>, Žiūrēta [2019-12-12].
- [135] <http://lidaris.com/glossary-2/laser-induced-damage-threshold/>, Žiūrēta [2019-10-11].
- [136] S. Çabuk, A. Mamedov, Urbach rule and optical properties of the LiNbO₃ and LiTaO₃, *J. Opt. A: Pure and Applied Optics* **1**(3), 424–427 (1999).
- [137] S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite, P. Martin, Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics, *Appl. Phys. A* **79**(7), 1695–1709 (2004).
- [138] A. Zoubir, M. Richardson, L. Canioni, A. Brocas, L. Sarger, Optical properties of infrared femtosecond laser-modified fused silica and application to waveguide fabrication, *JOSA B* **22**, 2138–2143 (2005).
- [139] A. Mermillod-Blondin, I. M. Burakov, Y. P. Meshcheryakov, N. M. Bulgakova, E. Audouard, A. Rosenfeld, A. Husakou, I. V. Hertel, R. Stoian, Flipping the sign of refractive index changes in ultrafast and temporally shaped laser-irradiated borosilicate crown optical glass at high repetition rates, *Phys. Rev. B* **77**, 104205 (2008).
- [140] S. Kanehira, K. Miura, K. Hirao, Ion exchange in glass using femtosecond laser irradiation, *Appl. Phys. Lett.* **93**(2), 023112 (2008).

- [141] D. Tan, K. N. Sharafudeen, Y. Yue, J. Qiu, Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications, *Prog. Mater. Sci.* **76**, 154 – 228 (2016).
- [142] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, D. M. Krol, Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* **26**(21), 1726–1728 (2001).
- [143] M. Sakakura, M. Terazima, Initial temporal and spatial changes of the refractive index induced by focused femtosecond pulsed laser irradiation inside a glass, *Phys. Rev. B* **71** (2005).
- [144] M. Rumi, J. W. Perry, Two-photon absorption: an overview of measurements and principles, *Adv. Opt. Photon.* **2**(4), 451–518 (2010).
- [145] O. Beyer, D. Maxein, K. Buse, B. Sturman, H. Hsieh, D. Psaltis, Investigation of nonlinear absorption processes with femtosecond light pulses in lithium niobate crystals, *Phys. Rev. E* **71**(5), 056603–1–8 (2005).
- [146] O. Beyer, D. Maxein, K. Buse, B. Sturman, H. T. Hsieh, D. Psaltis, Femtosecond time-resolved absorption processes in lithium niobate crystals, *Opt. Lett.* **30**(11), 1366–1368 (2005).
- [147] S. Wu, D. Wu, J. Xu, H. Wang, T. Makimura, K. Sugioka, K. Midorikawa, Absorption mechanism of the second pulse in double-pulse femtosecond laser glass microwelding, *Opt. Express* **21**(20), 24049–24059 (2013).
- [148] S. Wu, D. Wu, J. Xu, Y. Hanada, R. Suganuma, H. Wang, T. Makimura, K. Sugioka, K. Midorikawa, Characterization and mechanism of glass microwelding by double-pulse ultrafast laser irradiation, *Opt. Express* **20**(27), 28893–28905 (2012).
- [149] K. Jakubczak (ed.), *Lasers– Applications in Science and Industry* (BoD – Books on Demand, 2011).
- [150] M. Brikas, *Silicio ir metalų mikroapdirbimas didelio impulsų pasikartojimo dažnio pikosekundiniais lazeriais*, Ph.D. thesis, VILNIAUS UNIVERSITETAS (2011).
- [151] Y. Cao, Y. C. Shin, Multi-scale modeling of phase explosion in high fluence nanosecond laser ablation and clarification of ablation depth prediction criterion, *Appl. Surf. Sci.* **357**, 74 – 85 (2015).
- [152] N. M. Bulgakova, I. M. Burakov, Y. P. Meshcheryakov, R. Stoian, A. Rosenfeld, I. V. Hertel, Theoretical Models and Qualitative Interpretations of Fs Material Processing, in *Proceedings LAMP 2006 The Fourth International Congress on Laser Advanced Materials Processing 2006* (JLPS, Kyoto, Japan, 2006), 06–49.
- [153] J. Han, Y. Li, Q. Zhang, Y. Fu, W. Fan, G. Feng, L. Yang, X. Xie, Q. Zhu, S. Zhou, Phase explosion induced by high-repetition rate pulsed laser, *Appl. Surf. Sci.* **256**(22), 6649 – 6654 (2010).

- [154] V. Mizeikis, S. Kimura, N. V. Surovtsev, V. Jarutis, A. Saito, H. Misawa, S. Juodkazis, Formation of amorphous sapphire by a femtosecond laser pulse induced micro-explosion, *Appl. Surf. Sci.* **255**(24), 9745 – 9749, 6-ICPEPA (2009).
- [155] M. Lenzner, Femtosecond laser-induced damage of dielectrics, *Int. J. Mod. Phys. A* **13**(13), 1559–1578 (1999).
- [156] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, G. Mourou, Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration, *Phys. Rev. Lett.* **82**(19), 3883–3886 (1999).
- [157] B. Rethfeld, Unified model for the free-electron avalanche in laser-irradiated dielectrics, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 187401 (2004).
- [158] B. Rethfeld, Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics, *Phys. Rev. B* **73**, 035101 (2006).
- [159] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian, A. Rosenfeld, Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation, *Appl. Surf. Sci.* **150**(1), 101 – 106 (1999).
- [160] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, A. Y. Arai, Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate, *Opt. Express* **13**(12), 4708–4716 (2005).
- [161] R. Hegenbarth, *High-power broadband femtosecond near- and mid-infrared sources based on optical parametric oscillators and difference frequency generation at 40 MHz repetition rates*, Doctoral dissertation, University Stuttgart (2013).
- [162] D. C. Deshpande, A. P. Malshe, E. A. Stach, V. Radmilovic, D. Alexander, D. Doerr, D. Hirt, Investigation of femtosecond laser assisted nano and microscale modifications in lithium niobate, *J. Appl. Phys.* **97**(7), 074316 (2005).
- [163] B. Yu, P. Lu, N. Dai, Y. Li, X. Wang, Y. Wang, Q. Zheng, Femtosecond laser-induced sub-wavelength modification in lithium niobate single crystal, *J. Opt. A: Pure and Applied Optics* **10**(3), 035301 (2008).
- [164] A. Ródenas, J. Lamela, D. Jaque, G. Lifante, F. Jaque, A. García-Martín, G. Zhou, M. Gu, Near-field imaging of femtosecond laser ablated sub- $\lambda/4$ holes in lithium niobate, *Appl. Phys. Lett.* **95**(18), 181103 (2009).
- [165] R. Ganeev, I. Kulagin, A. Ryasnyansky, R. Tugushev, T. Usmanov, Characterization of nonlinear optical parameters of KDP, LiNbO₃ and BBO crystals, *Opt. Commun.* **229**(1), 403 – 412 (2004).
- [166] M. Cherchi, S. Stivala, A. Pasquazi, A. C. Busacca, S. Riva Sanseverino, A. C. Cino, L. Colace, G. Assanto, Second-harmonic generation in surface periodically poled lithium niobate waveguides: on the role of multiphoton absorption, *Appl. Phys. B* **93**(2), 559 (2008).

- [167] A. Ródenas, J. A. Sanz García, D. Jaque, G. A. Torchia, C. Mendez, I. Arias, L. Roso, F. Agulló-Rueda, Optical investigation of femtosecond laser induced microstress in neodymium doped lithium niobate crystals, *J. Appl. Phys.* **100**(3), 033521 (2006).
- [168] H. Kan, S. Zhang, K. Zhai, X. Ma, Y. Luo, M. Hu, Q. Wang, Femtosecond-induced microstructures in magnesium-doped lithium niobate crystals with high repetition rate, *Opt. Commun.* **361**, 175–180 (2016).
- [169] R. R. Alfano, S. Shapiro, Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 584–587 (1970).
- [170] R. R., Alfano, *The supercontinuum laser source* (Springer, 2006).
- [171] F. P. Kapron, D. B. Keck, R. D. Maurer, Radiation losses in glass optical waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **17**(10), 423–425 (1970).
- [172] C. Lin, R. H. Stolen, New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy, *Appl. Phys. Lett.* **28**(4), 216–218 (1976).
- [173] A. Hasegawa, F. Tappert, Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion, *Appl. Phys. Lett.* **23**(3), 142–144 (1973).
- [174] Y. Kodama, A. Hasegawa, Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**(5), 510–524 (1987).
- [175] M. N. Islam, G. Sucha, I. Bar-Joseph, M. Wegener, J. P. Gordon, D. S. Chemla, Broad bandwidths from frequency-shifting solitons in fibers, *Opt. Lett.* **14**(7), 370–372 (1989).
- [176] L. G. Cohen, C. Lin, W. G. French, Tailoring zero chromatic dispersion into the 1.5-1.6 μm low-loss spectral region of single-mode fibres, *Electron. Lett.* **15**(12), 334–335 (1979).
- [177] T. Morioka, K. Mori, M. Saruwatari, More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres, *Electron. Lett.* **29**(10), 862–864 (1993).
- [178] H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori, M. Saruwatari, 100 Gbit/s optical waveform measurement with 0.6ps resolution optical sampling using subpicosecond supercontinuum pulses, *Electron. Lett.* **30**(14), 1152–1153 (1994).
- [179] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, M. Saruwatari, Transform-limited, femtosecond WDM pulse generation by spectral filtering of gigahertz supercontinuum, *Electron. Lett.* **30**(14), 1166–1168 (1994).
- [180] T. Morioka, S. Kawanishi, K. Mori, M. Saruwatari, Nearly penalty-free, <4 ps supercontinuum Gbit/s pulse generation over 1535-1560 nm, *Electron. Lett.* **30**(10), 790–791 (1994).

- [181] Kawanishi S., Takara H., Morioka T., Kamatani O., Saruwatari M., 200 Gbit/s and 100 km time-division-multiplexed optical-transmission using supercontinuum pulses with prescaled PLL timing extraction and all-optical demultiplexing, *Electron. Lett.* **31**(10), 816–817 (1995).
- [182] B. Mikulla, L. Leng, S. Sears, B. C. Collings, M. Arend, K. Bergman, Broad-band high-repetition-rate source for spectrally sliced WDM, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **11**(4), 418–420 (1999).
- [183] T. Okuno, M. Onishi, M. Nishimura, Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **10**(1), 72–74 (1998).
- [184] K. Mori, H. Takara, S. Kawanishi, Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**(12), 1780–1792 (2001).
- [185] N. Nishizawa, T. Goto, Widely broadened super continuum generation using highly nonlinear dispersion shifted fibers and femtosecond fiber laser, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**(Part 2, No. 4B), L365–L367 (2001).
- [186] Y. Gu, L. Zhan, D. Deng, Y. Wang, Y. Xia, Supercontinuum generation in short dispersion-shifted fiber by a femtosecond fiber laser, *Laser Phys.* **20**, 1459–1462 (2010).
- [187] S. Moon, D. Y. Kim, Generation of octave-spanning supercontinuum with 1550-nm amplified diode-laser pulses and a dispersion-shifted fiber, *Opt. Express* **14**(1), 270–278 (2006).
- [188] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Opt. Lett.* **21**(19), 1547–1549 (1996).
- [189] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. Roberts, D. C. Allan, Single-mode photonic band gap guidance of light in air, *Science* **285**, 1537–1539 (1999).
- [190] K. Saitoh, M. Koshiba, Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers, *Opt. Express* **13**(1), 267–274 (2005).
- [191] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, Anomalous dispersion in photonic crystal fiber, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**(7), 807–809 (2000).
- [192] W. H. Reeves, D. V. Skryabin, F. Biancalana, J. C. Knight, P. S. J. Russell, F. G. Omenetto, A. Efimov, A. J. Taylor, Transformation and control of ultra-short pulses in dispersion- engineered photonic crystal fibres, *Nature* **424**, 511–515 (2003).
- [193] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. S. J. Russell, Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers, *Opt. Lett.* **23**(21), 1662–1664 (1998).

- [194] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, Optical properties of high-delta air silica microstructure optical fibers, *Opt. Lett.* **25**(11), 796–798 (2000).
- [195] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm, *Opt. Lett.* **25**(1), 25–27 (2000).
- [196] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. M. Man, P. S. J. Russell, Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(9), 2148–2155 (2002).
- [197] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, Supercontinuum generation in tapered fibers, *Opt. Lett.* **25**(19), 1415–1417 (2000).
- [198] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T.-P. M. Man, P. S. J. Russell, Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(9), 2148–2155 (2002).
- [199] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135–1184 (2006).
- [200] X. Gu, M. Kimmel, A. P. Shreenath, R. Trebino, J. M. Dudley, S. Coen, R. S. Windeler, Experimental studies of the coherence of microstructure-fiber supercontinuum, *Opt. Express* **11**(21), 2697–2703 (2003).
- [201] A. Gorbach, D. Skryabin, J. Stone, J. Knight, Four-wave mixing of solitons with radiation and quasi-nondispersive wave packets at the short-wavelength edge of a supercontinuum, *Opt. Express* **14**(21), 9854–9863 (2006).
- [202] X. Liu, C. Xu, W. H. Knox, J. K. Chandalia, B. J. Eggleton, S. G. Kosinski, R. S. Windeler, Soliton self-frequency shift in a short tapered air–silica microstructure fiber, *Opt. Lett.* **26**(6), 358–360 (2001).
- [203] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, G. Korn, Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901 (2002).
- [204] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, M. Kaivola, Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers, *Opt. Express* **12**(15), 3471–3480 (2004).
- [205] A. Kudlinski, B. Cumberland, J. Travers, G. Bouwmans, Y. Quiquempois, A. Mussot, CW supercontinuum generation in photonic crystal fibres with two zero-dispersion wavelengths, *AIP Conf. Proc.* **1055**, 15–18 (2008).

- [206] I. Bugar, I. V. Fedotov, A. B. Fedotov, M. Koys, R. Buczynski, D. Pysz, J. Chlpik, F. Uherek, A. M. Zheltikov, Polarization-controlled dispersive wave redirection in dual-core photonic crystal fiber, *Laser Phys.* **18**(12), 1420–1428 (2008).
- [207] X. Qi, S. Chen, T. Liu, J. Hou, Enhanced visible supercontinuum generation in seven-core photonic crystal fiber, *Proc. SPIE* **10016**, 100160C–1–6 (2016).
- [208] M. Klimczak, K. Komolibus, T. Piwoński, B. Siwicki, D. Pysz, R. Stepień, T. Ochalski, R. Buczyński, Impact of steepness of pump temporal pulse profile on spectral flatness and correlation of supercontinuum in all-solid photonic crystal fibers with flattened normal dispersion, *J. Opt.* **16**, 1–9 (2014).
- [209] B. Siwicki, M. Klimczak, G. Sobon, J. Sotor, D. Pysz, R. Stepień, K. Abramski, R. Buczynski, Numerical simulations of spectral broadening in all-normal dispersion photonic crystal fiber at various pump pulse conditions, *Opt. Eng.* **54**(1), 016102–1–8 (2015).
- [210] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Extension of supercontinuum spectrum, generated in polarization-maintaining photonic crystal fiber, using chirped femtosecond pulses, *Opt. Eng.* **57**(1) (2018).
- [211] A. Bendahmane, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, A. Kudlinski, Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber, *Optica* **1**(4), 243–249 (2014).
- [212] D. A. Korobko, O. G. Okhotnikov, D. A. Stoliarov, A. A. Sysolyatin, I. O. Zolotovskii, Broadband infrared continuum generation in dispersion shifted tapered fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**(4), 692–700 (2015).
- [213] N. Tolstik, E. Sorokin, V. Kalashnikov, D. Klimentov, V. Dvoyrin, I. T. Sorokina, Supercontinuum generation in mid-IR using chalcogenide and germanate nonlinear fiber, *Proc. SPIE* **8599**(March 2013), 1–6 (2013).
- [214] A. Efimov, A. J. Taylor, F. G. Omenetto, A. V. Yulin, N. Y. Joly, F. Biancalana, D. V. Skryabin, J. C. Knight, P. S. Russell, Time-spectrally-resolved ultrafast nonlinear dynamics in small-core photonic crystal fibers: Experiment and modelling, *Opt. Express* **12**(26), 6498–6507 (2004).
- [215] S. A. Rezvani, Y. Nomura, K. Ogawa, T. Fuji, Generation and characterization of mid-infrared supercontinuum in polarization maintained ZBLAN fibers, *Opt. Express* **27**(17), 24499–24511 (2019).
- [216] G. Qin, X. Yan, C. Kito, M. Liao, C. Chaudhari, T. Suzuki, Y. Ohishi, Ultra-broadband supercontinuum generation from ultraviolet to 6.28 μm in a fluoride fiber, in *Optical Fiber Communication Conference* (Optical Society of America, 2010), 1–3.
- [217] N. Nagl, K. F. Mak, Q. Wang, V. Pervak, F. Krausz, O. Pronin, Efficient femtosecond mid-infrared generation based on a Cr:ZnS oscillator and step-index fluoride fibers, *Opt. Lett.* **44**(10), 2390–2393 (2019).

- [218] U. Møller, Y. Yu, I. Kubat, C. R. Petersen, X. Gai, L. Brilland, D. Méchin, C. Caillaud, J. Troles, B. Luther-Davies, O. Bang, Multi-milliwatt mid-infrared supercontinuum generation in a suspended core chalcogenide fiber, *Opt. Express* **23**(3), 3282–3291 (2015).
- [219] P. Domachuk, N. A. Wolchover, M. Cronin-Golomb, A. Wang, A. K. George, C. Cordeiro, J. Knight, F. G. Omenetto, Over 4000 nm bandwidth of mid-ir supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite pcf, *Opt. Express* **16**(10), 7161–7168 (2008).
- [220] C. Petersen, U. Møller, I. Kubat, B. Zhou, S. Dupont, J. Ramsay, T. Benson, S. Sujecki, N. Abdel-Moneim, Z. Tang, D. Furniss, A. Seddon, O. Bang, Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre, *Nat. Photonics* **advance online publication** (2014).
- [221] D. Korobko, V. Rastogi, A. Sysoliatin, I. Zolotovskii, Generation of 2 μm radiation due to single-mode fibers with longitudinally varying diameter, *Opt. Fiber Technol.* **47**, 38–42 (2019).
- [222] A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, D. Chorvat, D. Chorvat, A. P. Tarasevitch, D. von der Linde, Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(9), 2156–2164 (2002).
- [223] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. Weber, Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**(11), 1938–1946 (1987).
- [224] S. Yin, K.-W. Chung, H. Liu, P. Kurtz, K. Reichard, A new design for non-zero dispersion-shifted fiber (NZ-DSF) with a large effective area over 100 μm^2 and low bending and splice loss, *Opt. Commun.* **177**(1), 225–232 (2000).
- [225] J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin, P. S. J. Russell, Pure silica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding, in *Optical Fiber Communication Conference* (Optical Society of America, 1996), PD3.
- [226] J. C. Travers, W. Chang, J. Nold, N. Y. Joly, P. S. J. Russell, Ultrafast nonlinear optics in gas-filled hollow-core photonic crystal fibers, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(12), A11–A26 (2011).
- [227] N. Y. Joly, J. Nold, W. Chang, P. Hölzer, A. Nazarkin, G. K. L. Wong, F. Biancalana, P. S. J. Russell, Bright spatially coherent wavelength-tunable Deep-UV laser source using an Ar-filled photonic crystal fiber, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 203901 (2011).
- [228] K. F. Mak, J. C. Travers, P. Hölzer, N. Y. Joly, P. S. J. Russell, Tunable vacuum-UV to visible ultrafast pulse source based on gas-filled Kagome-PCF, *Opt. Express* **21**(9), 10942–10953 (2013).

- [229] K. Saitoh, M. Koshiba, Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers, *Opt. Express* **13**(1), 267–274 (2005).
- [230] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. Richardson, T. Monro, Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity, *Opt. Express* **12**(21), 5082–5087 (2004).
- [231] M. Onishi, T. Okuno, T. Kashiwada, S. Ishikawa, N. Akasaka, M. Nishimura, Highly nonlinear dispersion-shifted fibers and their application to broadband wavelength converter, *Opt. Fiber Technol.* **4**(2), 204 – 214 (1998).
- [232] P. S. Russell, Photonic-crystal fibers, *J. Lightwave Technol.* **24**(12), 4729–4749 (2006).
- [233] A. Agrawal, N. Kejalakshmy, B. M. A. Rahman, K. T. V. Grattan, Soft glass equiangular spiral photonic crystal fiber for supercontinuum generation, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**(22), 1722–1724 (2009).
- [234] D. Méchin, L. Brilland, J. Troles, T. Chartier, P. Besnard, G. Canat, G. Renversez, Recent advances in very highly nonlinear chalcogenide photonic crystal fibers and their applications, in *Optical Components and Materials IX* (SPIE, 2012), volume 8257, 82 – 88.
- [235] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media (invited review) (2017).
- [236] G. Genty, S. Coen, J. M. Dudley, Fiber supercontinuum sources (invited), *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(8), 1771–1785 (2007).
- [237] D. Grischkowsky, A. C. Balant, Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping, *Appl. Phys. Lett.* **41**(1), 1–3 (1982).
- [238] J. Dudley, R. Taylor, *Supercontinuum generation in optical fibers* ("Cambridge University press", 2010).
- [239] N. Ducros, G. Humbert, A. Labruyere, S. Février, R. Buczynski, D. Pysz, R. Stepien, F. Morin, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, K. Cook, J. Canning, Mid-infrared frequency conversion in highly nonlinear optical fibres, *SPIE Photonics Europe* **7714** (2010).
- [240] A. Hasegawa, An historical review of application of optical solitons for high speed communications, *Chaos* (Woodbury, N.Y.) **10**, 475–485 (2000).
- [241] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1095–1098 (1980).
- [242] M. Marko, A. Veitia, X. Li, J. Zheng, Disturbance of soliton pulse propagation from higher-order dispersive waveguides, *Applied optics* **52**, 4813–4819 (2013).

- [243] W. Liu, L. Pang, X. Lin, R. Gao, X. Song, Observation of soliton fission in microstructured fiber, *Appl. Opt.* **51**(34), 8095–8101 (2012).
- [244] G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics: its history and recent progress, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(12), A1–A10 (2011).
- [245] N. Nishizawa, T. Goto, Characteristics of pulse trapping by use of ultrashort soliton pulses in optical fibers across the zero-dispersion wavelength, *Opt. Express* **10**(21), 1151–1159 (2002).
- [246] J. P. Gordon, Theory of the soliton self-frequency shift, *Opt. Lett.* **11**(10), 662–664 (1986).
- [247] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses, *Opt. express* **12**, 4614–24 (2004).
- [248] D. V. Skryabin, A. V. Gorbach, Colloquium: Looking at a soliton through the prism of optical supercontinuum, *Rev. Mod. Phys.* **82**(2), 1287–1299 (2010).
- [249] W. Wang, H. Yang, P. Tang, C. Zhao, J. Gao, Soliton trapping of dispersive waves in photonic crystal fiber with two zero dispersive wavelengths, *Opt. express* **21**, 11215–26 (2013).
- [250] J. C. Travers, J. R. Taylor, Soliton trapping of dispersive waves in tapered optical fibers, *Opt. Lett.* **34**(2), 115–117 (2009).
- [251] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE J. Quantum Electron.* **29**(2), 571–579 (1993).
- [252] R. Trebino, D. J. Kane, Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating, *J. Opt. Soc. Am. A* **10**(5), 1101–1111 (1993).
- [253] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Springer US, 2000).
- [254] S. Linden, H. Giessen, J. Kuhl, Xfrog — a new method for amplitude and phase characterization of weak ultrashort pulses, *Phys. Status Solidi (b)* **206**(1), 119–124 (1998).
- [255] R. Trebino, K. DeLong, D. Fittinghoff, J. Sweetser, M. Krumbuegel, B. Richman, D. Kane, Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 3277–3295 (1997).
- [256] J. Dudley, X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O’Shea, R. Trebino, S. Coen, R. Windeler, Cross-correlation frequency resolved optical gating analysis of broadband continuum generation in photonic crystal fiber: Simulations and experiments, *Opt. Express* **10**, 1215–21 (2002).

- [257] J.-Y. Zhang, C.-K. Lee, J. Y. Huang, C.-L. Pan, Sub femto-joule sensitive single-shot opa-xfrog and its application in study of white-light supercontinuum generation, *Opt. Express* **12**(4), 574–581 (2004).
- [258] B. Tsermaa, B.-K. Yang, M.-W. Kim, J.-S. Kim, Characterization of supercontinuum and ultraviolet pulses by using XFROG, *J. Opt. Soc. Korea* **13**(1), 158–165 (2009).
- [259] S. N. Bagaev, V. I. Denisov, V. F. Zakharyash, V. M. Klementyev, S. M. Kobtsev, I. I. Korel', S. A. Kuznetsov, S. V. Kukarin, V. S. Pivtsov, S. V. Smirnov, N. V. Fateev, Spectral and temporal characteristics of a supercontinuum in tapered optical fibres, *Quantum Electron.* **34**(12), 1107–1115 (2004).
- [260] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Estimation of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation, *Opt. lett.* **42**(9) (2017).
- [261] R. Cordero, P. Roth, On two methods to evaluate the uncertainty of derivatives calculated from polynomials fitted to experimental data, *Metrologia* **42**, 39 (2005).
- [262] 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. Comm.* **338**, 277 – 287 (2015).
- [263] 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**, 1 – 8 (2015).
- [264] K. Ivanauskienė, I. Stasevičius, M. Vengris, V. Sirutkaitis, Pulse-to-pulse instabilities in synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**(1), 131–139 (2019).
- [265] L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. Bosenberg, Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃, *Opt. Lett.* **21**(8), 591–593 (1996).
- [266] J. D. Kafka, M. L. Watts, J. W. Pieterse, Synchronously pumped optical parametric oscillators with LiB₃O₅, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(11), 2147–2157 (1995).
- [267] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, Parametric interaction of focused gaussian light beams, *J. Appl. Phys.* **39**(8), 3597–3639 (1968).
- [268] L. Tartara, Simple and versatile dual-signal wave optical parametric oscillator, *Opt. Lett.* **32**(9), 1105–1107 (2007).
- [269] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Byer, Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**(11), 2631–2654 (1992).

- [270] <http://https://refractiveindex.info/>, Žiūrėta [2017-10-11].
- [271] G. Hansson, H. Karlsson, S. Wang, F. Laurell, Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds, *Appl. Opt.* **39**(27), 5058–5069 (2000).
- [272] D. Wright, P. Greve, J. Fleischer, L. Austin, Laser beam width, divergence and beam propagation factor — an international standardization approach, *Opt. and Quant. Electronics* **24**(9), S993–S1000 (1992).
- [273] P.-S. Jian, W. E. Torruellas, M. Haelterman, S. Trillo, U. Peschel, F. Lederer, Solitons of singly resonant optical parametric oscillators, *Opt. Lett.* **24**, 400–402 (1999).
- [274] A. Stratan, A. Zorila, L. Rusen, G. Nemes, Measuring effective area of spots from pulsed laser beams, *Opt. Eng.* **53**, 122513 (2014).
- [275] A. Melninkaitis, T. Tolenis, L. Mažulė, J. Mirauskas, V. Sirutkaitis, B. Mangote, X. Fu, M. Zerrad, L. Gallais, M. Commandré, S. Kičas, R. Drazdys, Characterization of zirconia- and niobia-silica mixture coatings produced by ion-beam sputtering, *Appl. Opt.* **50**(9), C188–C196 (2011).
- [276] A. Žukauskas, G. Batavičiūtė, M. Ščiuka, T. Jukna, A. Melninkaitis, M. Malinauskas, Characterization of photopolymers used in laser 3D micro/nanolithography by means of laser-induced damage threshold (LIDT), *Opt. Mater. Express* **4**(8), 1601–1616 (2014).
- [277] K. J. Blow, D. Wood, Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**(12), 2665–2673 (1989).
- [278] H.-Q. Zhang, P. Wang, W.-J. Liu, Y.-L. Yao, Z.-J. Xu, J. Li, 19-fs pulse generated by supercontinuum compression, *Chin. Phys. B* **25**(2), 024209 (2016).

TRUMPOS ŽINIOS APIE AUTOREJ

Vardas: Ieva
Pavardė: Pipinytė
Gimimo data: 1988-05-06
Gimimo vieta: Vilnius, Lietuva
El. paštas: ieva.pipinyte@gmail.com

Išsilavinimas:

- 2013–2019 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas,
Lazerinių tyrimų centras.
Fizikos doktorantūros studijos
- 2011–2013 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas.
Lazerių fizika ir optinės technologijos
Magistro kvalifikacinis laipsnis, Magna Cum Laude.
- 2007–2011 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas.
Modernių technologijų fizika ir vadyba
Bakalauro kvalifikacinis laipsnis, Cum Laude.
- 2007 Vilniaus Žirmūnų gimnazija.
Vidurinis išsilavinimas.

Darbo patirtis Vilniaus universitete:

- 2010–dabar Laborantė, inžinierė, jaunesnioji mokslo darbuotoja,
jaunesnioji asistentė Lazerinių tyrimų centre.
- 2013–2015 Mokslo skyriaus projekto
„Mokslo ir tyrimų atvira
prieiga (MITAP)“ vyriausioji specialistė.

Curriculum Vitae

Name: Ieva
Surname: Pipinytė
Date of birth: 1988-05-06
Place of birth: Vilnius, Lithuania
E-mail: ieva.pipinyte@gmail.com

Education:

- 2013–2019 Vilnius University, Faculty of Physics, Laser Research Center.
Physics PhD studies
- 2011–2013 Vilnius University, Faculty of Physics.
Laser physics and optical technologies
Master degree, Magna Cum Laude.
- 2007–2011 Vilnius University, Faculty of Physics.
Moderniųjų technologijų fizika ir vadyba
Bachelor degree, Cum Laude.
- 2007 Vilnius Žirmūnai gymnasium.
Secondary education.

Work experience at Vilnius University:

- 2010–dabar Laboratory assistant, engineer, research assistant
junior assistant at Laser Research Center.
- 2013–2015 Chief Specialist of the Science Department's
project "Open Access to Science and Research (MITAP)".

PADĖKA

Nors šios disertacijos titulineame lape figūruoja tik viena pavardė, iš tikrųjų knygelei užgimti tiesiogiai ir netiesiogiai padėjo daugybė žmonių, kuriems čia nuoširdžiai tariau AČIŪ.

Pirmiausia Ačiū tariau savo tėvams už visapusį rėmimą ir skatinimą, už kant-rybę ir meilę. Ačiū a.a. tėčiui *Gintui* už ankstyvą supažindinimą su moksline fantastine literatūra, turbūt lėmusią susidomėjimą ir fizikos mokslu. Ačiū ma-mai *Gailei* už tikėjimą mano jėgomis ir daugybę laiko, skirtą anūkei *Sofijai*. Ačiū broliui *Evaldui* už pagalbą su *Matlab* ir už tai kad rašydamas disertaciją visgi neaplenkė ir „luktelėjo“ vyresnės sesers. Ačiū vyrui *Andriui* už supratimą ir stiprų moralinį palaikymą. Ačiū dukrai *Sofijai* už tai, kad leido mamai susi-tekėti į rašymą gerai sutardama su savo tėčiu, prosenele *Ona* bei močiutėmis: *Gaile* ir *Elvyra*.

Ačiū matematikos mokytojai *Onai Jablonskienei* ir a.a. fizikos mokytojai *Danutei Usorytei* už jų reiklumą, suteiktas žinias ir sudominimą tiksliaisiais mokslais.

Ačiū savo doktorantūros studijų vadovui dr. *Rimantui Grigoniui* už diser-tacijos tematikos inspiravimą ir pasitikėjimą ją skiriant man.

Ačiū prof. *Valdui Sirutkaičiui* už įtraukimą į netiesinės optikos pasaulį, už vadovavimą bakalauro ir magistro studijų baigiamiesiems darbams, vertin-gus patarimus rengiant šią disertaciją ir mokslines publikacijas bei visapusišką rūpestį.

Ačiū prof. *Mikui Vengriui* už visą techninę pagalbą: ievometrą, *Geco* ka-belio gamybą, pastabas rengiant publikaciją ir tiesiog už pagalbą neprašant.

Ačiū doc. dr. *Vygandui Jaručiui* ir doc. dr. *Viktorijai Tamulienei* už teori-nius skaičiavimus, jų išaiškinimus bei ženklų indėlių mokslinių publikacijų ren-gime.

Ačiū doc. dr. *Andriui Melninkaičiui* už patarimus lazerinės pažaidos klau-simais, už pagalbą ir supratimą mano atviros prieigos centro administravimo etape, už negailimą laiką paprastam pokalbiui.

Ačiū dr. *Juliiui Vengeliui* už *Latex* įvadą, už kontinuumo generacijos eks-perimento inspiravimą, didelę pagalbą rengiant publikacijas, už palaikančius žodžius.

Ačiū dr. *Akvilei Zabiliūtei - Karaliūnei* ir dr. *Nailiui Garejevui* už sudarytą

ir ištobulintą *Latex* disertacijos šabloną.

Ačiū grupiokei ir draugei *Simonai* už diskusijas, įkalbėjimą magistro studijoms, draugystę ir palaikymą net ir gyvenant toli už Lietuvos ribų.

Ačiū visam lazerinių tyrimų centro kolektyvui už jų pagalbą, dalinimąsi žiniomis ir laboratorijų ištekliais.

Taip pat Ačiū visiems, kurie leido neapsiriboti fizika, pailsėti ir praplėsti savo akiratį. Ačiū tapybos mokytojai *Viktorijai* už meditaciją prie molberto. Ačiū abiem protmūšio komandoms *Ruonin* ir *Pilietinėms sutemoms*. Ačiū visiems draugams, šeimos nariams už sužaistus stalo žaidimus, kartu patirtas keliones, susitikimus prie bendro stalo, mano orkaitės eksperimentų likvidavimą ir tiesiog už palaikantį buvimą šalia.

Dar kartą AČIŪ Jums, kad buvote ir esate šalia, jūs man – intensyviausia šviesa!

Ieva Pipinytė,
2020 m. gegužės 1 d.

Vilniaus universiteto leidykla
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius
El. p.: info@leidykla.vu.lt, www.leidykla.vu.lt
Tiražas 20 egz.