

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

JULIUS VENGELIS

**FOTONINIŲ KRISTALŲ ŠVIESOLAIKŲ DISPERSIJOS
CHARAKTERIZAVIMAS IR SUPERKONTINUUMO GENERACIJOS
TYRIMAS**

Daktaro disertacijos santrauka
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2018

Disertacija rengta 2014 – 2018 metais Vilniaus universitete.

Mokslinis vadovas – doc. dr. Vygandas Jarutis (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Disertacija ginama viešame disertacijos gynimo tarybos posėdyje:

Pirmininkas – prof. habil. dr. Audrius Dubietis (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Nariai:

Doc. dr. Rytis Butkus (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

Doc. dr. Vytautas Jukna (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

Dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

Dr. Audrius Pugžlys (Vienos technikos universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Disertacija bus ginama viešame Disertacijos Gynimo tarybos posėdyje 2018 m. rugsėjo mėn. 21 d. 15 val. Vilniaus universiteto lazerinių tyrimų centre, 306 auditorijoje.

Adresas: Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centras, Saulėtekio al. 10, LT-10223 Vilnius, Lietuva.

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2018 m. liepos mėn. 20 d.

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto bei Fizinių ir technologijos mokslų centro bibliotekose bei Vilniaus universiteto interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>.

VILNIUS UNIVERSITY
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

JULIUS VENGELIS

**CHARACTERIZATION OF PHOTONIC CRYSTAL FIBER
DISPERSION AND INVESTIGATION OF SUPERCONTINUUM
GENERATION**

Summary of doctoral dissertation
Physical sciences, physics (02P)

Vilnius, 2018

The doctoral dissertation was prepared in Vilnius University from 2014 to 2018.

Scientific supervisor – assoc. prof. dr. Vygandas Jarutis (Vilnius University, physical sciences, Physics – 02P)

Doctoral Committee:

Chairman – prof. dr. sc. Audrius Dubietis (Vilnius University, physical sciences, physics – 02P).

Members:

Assoc. prof. dr. Rytis Butkus (Vilnius University, physical sciences, physics - 02P);

Assoc. prof. dr. Vytautas Jukna (Vilnius University, physical sciences, physics - 02P);

Dr. Kęstutis Regelskis (Center for Physical Sciences and Technology, physical sciences; physics - 02P),

Dr. Audrius Pugžlys (Vienna University of technology, physical sciences, physics - 02P).

The dissertation will be defended under open consideration in the Council of Dissertation Defense on the 21st of September, 2018, 3 p.m. at Vilnius University Laser Research Center, room 306.

Address: Laser Research Center Vilnius University, Saulėtekio ave. 10, LT-10223 Vilnius, Lithuania.

The summary of the dissertation was distributed on the 20th of July, 2018.

The dissertation is available at the libraries of Vilnius University and Center for Physical Sciences and Technology, and also on the Vilnius University website: <https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>.

Turinys

Trumpinių sąrašas	5
Įvadas	7
1 Naujas metodas fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersijos nustatymui pasitelkiant superkontinuumo generaciją	15
1.1 Principas ir eksperimento schema	15
1.2 Pagrindiniai rezultatai	18
1.3 Išvados	22
2 Fotoninių kristalų šviesolaidžio modos fazinio lūžio rodiklio dispersijos matavimas	23
2.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinio lūžio rodiklio matavimas . . .	23
2.2 Fotoninių kristalų šviesolaidžio fazinio lūžio rodiklio matavimas	25
2.3 Išvados	29
3 Superkontinuumo generacijos poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimas naudojant faziškai moduluotus kaupinimo impulsus	30
3.1 Skaitinis modelis	30
3.2 Superkontinuumo generacija spektriškai ribotų femtosekundinių kaupinimo impulsų atveju	31
3.3 Superkontinuumo generacija faziškai moduluotų femtosekundinių kaupinimo impulsų atveju	34
3.4 Išvados	38
4 Superkontinuumo generacijos poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimas naudojant subnanosekundinius kaupinimo impulsus	40
4.1 Eksperimento schema	40
4.2 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas	41
4.3 Išvados	48
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	49
Literatūra	51
Summary	56
Trumpos žinios apie doktorantą	57

Trumpinių sąrašas

- BBO – β -bario boratas.
- CCD – krūvio sąsajos prietaisas.
- FKŠ – fotoninių kristalų šviesolaidis.
- FROG – dažninės skyros optinės sklendės metodas.
- FSR – laisvoji spektrinė sritis.
- FWHM – plotis pusės intensyvumo lygyje.
- GDD – grupinio vėlinimo dispersija.
- GNLSE – apibendrintoji netiesinė Šrėdingerio lygtis.
- GVD – grupinių greičių dispersija.
- IR – infraraudonoji spektro sritis.
- KTP – kalio titanil fosfatas.
- MZI – Macho-Zenderio interferometras.
- Nd:IAG – $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$.
- NIR – artimoji infraraudonoji spektro sritis.
- PI – poliarizaciją išlaikantis.
- SD – suminis dažnis.
- SEM – skenuojantis elektroninis mikroskopas.
- SK – superkontinuumas.
- VIS – regimoji spektro sritis.
- XFROG – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas.
- Yb:KGV – $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$.
- ZDW – nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgis.

Įvadas

Dauguma iš mūsų sutiktų, kad šviesolaidžiai yra viena didžiausių XX amžiaus technologinių inovacijų. Nors šviesos perdavimo juose fizikiniai principai buvo pademonstruoti XIX amžiaus 5 dešimtmetyje Daniel Colladono ir Jacques Babinet, o vėliau aprašyti John Tyndall darbuose apie šviesos prigimtį [1, 2], pagrindinis proveržis šviesolaidžių technologijoje įvyko antroje XX amžiaus pusėje [3] kai 1970 metais *Corning* įmonėje dirbantys mokslininkai sukūrė šviesolaidį su itin mažais nuostoliais [4]. Tai sudarė prielaidas itin plačiam šviesolaidžių taikymui telekomunikacijose ir daugybėje kitų sričių, kurios tapo mūsų kasdienio gyvenimo dalimi [5]. XX amžiaus pabaigoje, įprastų optinių šviesolaidžių technologija iš esmės buvo išstobulinta, taigi imta ieškoti alternatyvių šviesolaidžių technologijų.

Idėją sukurti visiškai kitokių šviesolaidių taip pat galima sieti su 2D ir 3D fotoninių kristalų išradimu XX amžiaus 9 dešimtmetyje [6, 7]. Fotoninių kristalų galima apibūdinti kaip struktūrą, kurios dielektrinė konstanta periodiškai kinta ir dėl to šviesa juose elgiasi panašiai kaip elektronas kristalo gardelėje [8]. Šviesolaidžių optikai svarbi fotoninių kristalų savybė yra fotoninės draustinės juostos efektas (angl. k. photonic bandgap). 1992 metais Phillip Russell pasiūlė sukurti fotoninių kristalų šviesolaidžius (FKŠ) – šviesolaidžius su 2D fotoniniu kristalu (mikrostruktūrų sritimi aplink oro šerdį) centrinėje dalyje [9]. Tokiuose šviesolaidžiuose fotoninių draustinių juostų efektas būtų panaudojamas išlaikyti šviesą tokio šviesolaidžių šerdyje ir tokiu būdu įgalintų šviesos sklidimą tokia terpe. Be to, keičiant mikrostruktūrų parametrus, būtų galima iš esmės keisti tokio šviesolaidžio optines savybes. Po kelių metų, 1996 metais, J. Knight, T. Birks, P. Russell ir D. Atkin pavyko sukurti pirmąjį fotoninių kristalų šviesolaidį [10, 11]. Įdomu tai, kad pirmasis FKŠ buvo kitoks nei pasiūlyta pradinėje idėjoje: jis turėjo pilnavidurę šerdį ir fizikinis šviesos sklidimo mechanizmas buvo paremtas modifikuotu visiško vidaus atspindžio efektu [12]. Tokie šviesolaidžiai lietuviškoje terminologijoje vadinami pirmo tipo FKŠ (angl. k. solid-core photonic crystal fiber)[13]. Visgi, po kelių metų intensyvių tyrimų 1999 metais buvo sukurtas FKŠ su tuščiavidure šerdimi, kuriame šviesos sklidimas vyko dėl minėto fotoninių draustinių juostų efekto [14].

Fotoninių kristalų šviesolaidžių išradimas turėjo didelę įtaką daugybei sričių: spektroskopija, mikroskopija, jutiklių gamyba, dažnių metrologija, optinė koherentinė tomografija, netiesinė optika ir t. t. [15–20]. Platus fotoninių kristalų šviesolaidžių taikymas susijęs su tuo, kad jie yra naudojami kaip terpė superkontinuumo generacijai. Tai yra įstabus netiesinis optinis reiškinys, kai šviesos, sklindančios netiesinė terpe, spektras smarkiai (šimtus ar net tūkstančius kartų) išplinta dėl labai sudėtingos įvairių netiesinių reiškinų sąveikos. Superkontinuumo generacija pirmą kartą pademonstruota 1970 metais kietakūnėje terpėje [21, 22], o fotoninių kristalų šviesolaidžiuose ji pirmą kartą stebėta 1999 metais [23, 24].

FKŠ pritaikymas superkontinuumo generacijai buvo labai svarbus momentas netiesinėje optikoje. Pirma, galimybė keičiant mikrostruktūrų parametrus keisti optines FKŠ savybes įgalino realizuoti superkontinuumo generaciją unikalių savybių

netiesinėse terpėse. Antra, tapo įmanoma superkontinuumo generacijai naudoti mažos smailinės galios lazerius: mažas smailinis spinduliuotės intensyvumas yra kompensuojamas ilgu sklidimo atstumu netiesinėje terpėje. Šios savybės leido realizuoti superkontinuumo generaciją naudojant subnanosekundinius (100 ps – 1 ns), nanosekundinius ir net nuolatinės veikos lazerius [25–30]. Eksperimento paprastumas, galimybė naudoti unikalių savybių netiesines terpes ir įvairių parametrų kaupinimo šaltinius atnaujino susidomėjimą superkontinuumo generacijos reiškiniu ir sudarė prielaidas FKŠ superkontinuumo šaltinių taikymams minėtose srityse.

Nors per pastaruosius du dešimtmečius atlikta daug mokslinių tyrimų superkontinuumo generacijos srityje ir pasiekta didelė pažanga aiškinantis jos metu vykstančių fizikinių reiškinių vaidmenį [16, 31–33], vis dar yra daugybė atvejų (tam tikrų eksperimentinių sąlygų), kuriems reikia gilesnės analizės.

Pirmasis iš tokių atvejų, iki šiol nagrinėtas tik keletyje straipsnių ir daugiausia teoriškai [34–43], yra faziškai moduluotų (čirpuotų) impulsų naudojimas superkontinuumo generacijai FKŠ. Tai būtų naudinga, nes galimybė keisti impulsų fazinę moduliaciją (naudojant tam tikras optines schemas) sudaro prielaidas superkontinuumo charakteristikų keitimui realiu laiku.

Kitas ypatingas atvejis yra superkontinuumo generacija visoje regimojoje spektro srityje naudojant subnanosekundinės trukmės kaupinimo impulsus, generuojamus Nd^{3+} kietakūnių terpių moduluotos kokybės veikos mikrolazeriais. Tai būtų efektyvūs užkrato spinduliuotės šaltiniai subnanosekundiniams parametriniams šviesos generatoriams. Šis uždavinys yra sudėtingas, nes FKŠ su nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgiu (ZDW) trumpesniu nei 600 nm gamyba yra labai komplikauta [44]. Nors aptartai problemai spręsti yra pasiūlyta įvairių būdų [29, 30, 45–54], jiems realizuoti reikia arba sudėtingų eksperimentinių schemų, arba įmantrių technologinių FKŠ modifikacijų, taigi paprasto ir praktiško subnanosekundinio superkontinuumo šaltinio, apimančio visą regimąją spektro sritį, sukūrimo uždavinys vis dar išlieka aktualus.

Taip pat labai svarbi problema yra fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersijos charakterizavimas. Įprasti šviesolaidžių grupinių greičių dispersijos (GVD) matavimo metodai [55–67] daugeliu atžvilgiu yra netinkami arba per sudėtingi fotoninių kristalų šviesolaidžių GVD matavimui. Kalbant apie FKŠ modos fazinio lūžio rodiklio matavimą, eksperimentinių metodų kaip tai atlikti iš viso nėra pademonstruota. Vienintelis egzistuojantis eksperimentinis metodas, pasiūlytas įprastų telekomunikacinių šviesolaidžių fazinio lūžio rodiklio matavimui [68], nėra tinkamas FKŠ. Šios charakteristikos vaidina esminį vaidmenį superkontinuumo generacijos metu, taigi labai svarbu turėti eksperimentinius metodus leidžiančius jas patikimai įvertinti.

Pagrindinis disertacijos tikslas

Naujų metodų fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersijos charakterizavimui plėtojimas ir superkontinuumo generacijos tyrimas naudojant faziškai moduluotus ar subnanosekundinius impulsus.

Pagrindinės užduotys

- Ištirti galimybę panaudoti netiesinių ir dispersinių efektų sąveiką superkontinuumo generacijos metu fotoninių kristalų šviesolaidyje kaip būdą kiekybiškai charakterizuoti pačio fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinių greičių dispersiją.
- Sukurti eksperimentinį metodą išmatuoti fotoninių kristalų šviesolaidžio fundamentinės modos fazinį lūžio rodiklį.
- Ištirti superkontinuumo generaciją didelio netiesiškumo poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje, turinčiame du nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgius, kai kaupinama faziškai moduluotais femtosekundiniais impulsais, taikant kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodiką kaip vieną iš tyrimo metodų.
- Ištirti superkontinuumo generaciją didelio netiesiškumo poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje, turinčiame du nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgius, kai kaupinama subnanosekundiniais impulsais, naudojant fotoelektronų kamerą (angl. k. streak camera) kaip vieną iš tyrimo metodų.

Ginamieji teiginiai

1. Analizuojant kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodu gautą femtosekundinio superkontinuumo generuoto fotoninių kristalų šviesolaidyje spektrogramą, galima nustatyti fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinių greičių dispersiją. Tam būtina realizuoti superkontinuumo generacijos režimą, kai praktiškai visi spektro komponentai generuojami tuo pačiu metu.
2. Poliarizaciją išlaikančio fotoninių kristalų šviesolaidžio atveju pristatytasis GVD matavimo metodas taip pat gali išskirti statmenų poliarizacinių modų GVD, tai leidžia apskaičiuoti jų grupinių lūžio rodiklių skirtumą ir nustatyti efektines fotoninių kristalų šviesolaidžio dvejojpalaužiškumo ribas.
3. Fotoninių kristalų šviesolaidžio modos fazinį lūžio rodiklį galima nustatyti analizuojant fazės poslinkį tarp gretimų interferuojančių nuolatinės veikos lazerio išilginių modų, kuris atitinka pokytį nuo konstruktyvios į destruktyvią interferenciją.
4. Femtosekundinio superkontinuumo generacijos didelio netiesiškumo fotoninių kristalų šviesolaidyje, turinčiame du nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgius, atveju statmenos poliarizacinės modos kuria šiek tiek skirtingus superkontinuumus.
5. Femtosekundinių kaupinimo impulsų, kurių centrinis bangos ilgis yra fotoninių kristalų šviesolaidžio anomalios grupinių greičių dispersijos srityje, fazinis moduliavimas turi įtakos pradinei solitono formavimosi stadijai. Tai turi įtaką ir vėliau vykstantiems solitono skilimo ir dispersinių bangų generacijos procesams.

6. Atliekant subnanosekundinio superkontinuumo spektrogramų matavimus su fotoelektronų kamera galima tiesiogiai išskirti superkontinuumo spinduliuotės dalį, kuri nuteka iš fotoninių kristalų šviesolaidžio fundamentinės modos.

Mokslinis naujumas

- Parodyta, kad superkontinuumo generacija fotoninių kristalų šviesolaidyje, esant tam tikroms sąlygoms, gali būti panaudota kiekybiškai charakterizuoti pačio fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinių greičių dispersiją. Pasiūlyto metodo GVD spektrinės matavimo ribos yra apspręstos XFROG pėdsako spektrinio išplitimo, kuris iš esmės gali apimti visą superkontinuumo spektrą.
- Parodyta, kad galima nustatyti fotoninių kristalų šviesolaidžio modos fazinį lūžio rodiklį analizuojant fazės poslinkį tarp gretimų interferuojančių nuolatinės veikos lazerio išilginių modų toje pačioje interferencinėje eilėje, kuris atitinka pokytį nuo konstruktyvios į destruktivią interferenciją. Kai naudojama poliarizuota šviesa, metodas gali išskirti poliarizaciją išlaikančio fotoninių kristalų šviesolaidžio statmenų poliarizacinių modų fazinius lūžio rodiklius.
- Eksperimentiškai ir pasitelkiant skaitinį modeliavimą parodyta, kad didelio netiesiškumo poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje, turinčiame du nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgus, femtosekundinio superkontinuumo generacijos atveju susiformuoja skirtingi superkontinuumai, atitinkantys statmenas poliarizacines modas.
- Atliktas palyginamasis superkontinuumo generacijos, naudojant vienodos smailinės galios faziškai moduluotus ar spektriškai ribotus femtosekundinius impulsus, tyrimas. Eksperimentų metu naudotas XFROG metodas, o skaitiniam modeliavimui pasitelktas pilnai vektorinis modelis. Parodyta, kad kaupinimo impulsų fazinis moduliavimas turi įtakos superkontinuumo formavimuisi.
- Superkontinuumo spinduliuotė, nutekanti iš fotoninių kristalų šviesolaidžio fundamentinės modos, buvo tiesiogiai stebėta atliekant subnanosekundinio superkontinuumo spektrogramų matavimus su fotoelektronų kamera.

Praktinė nauda

- Pademonstruotas naujas eksperimentinis metodas kiekybiškai nustatyti fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinių greičių dispersiją.
- Pademonstruotas eksperimentinis metodas grupinių greičių dispersijai nustatyti yra greitas, reikalauja tik trumpo šviesolaidžio gabaliuko ir tinka būtent fotoninių kristalų šviesolaidžiams. Mūsų žiniomis, daugiau nėra kitų eksperimentinių metodų, galinčių matuoti statmenų poliarizacinių modų GVD vienu metu.
- Pademonstruotas mūsų žiniomis pirmasis eksperimentinis metodas fotoninių kristalų šviesolaidžių modos faziniam lūžio rodikliui matuoti.

- Atliktas eksperimentinis ir skaitinis superkontinuumo generacijos didelio netiesiškumo poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje, turinčiame du nulinės grupinių greičių dispersijos bangos ilgius, tyrimas. Aptartos galimos priežastys, dėl kurių kaupinimo impulsų fazinė moduliacija turi įtakos superkontinuumo formavimuisi.
- Pademonstruotas subnanosekundinio superkontinuumo spektro išplėtimas apimant visą regimąją spektro sritį ir toliau, panaudojant pirmą arba antrą moduluotos kokybės veikos Nd:IAG mikrolazerio harmonikas ir netaikant jokių įmantrių technologinių FKŠ modifikacijų ar sudėtingų eksperimento schemų.

Aprobacija

Mokslinės publikacijos, tiesiogiai susijusios su disertacijos tema periodiniuose žurnaluose, turinčiuose citavimo rodiklį Web of Science duomenų bazėje

- [A1] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Visible supercontinuum generation in photonic crystal fiber using various harmonics of subnanosecond Q-switched laser, *Opt. Eng.* **55** (9), 096107–1–9 (2016).
- [A2] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Estimation of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation, *Opt. Lett.* **42** (19), 1844 – 1847 (2017).
- [A3] 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), 016102–1–10 (2018).
- [A4] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Measurement of the phase refractive index of a photonic crystal fiber mode, *Opt. Lett.* **43** (11), 2571 – 2574 (2018).

Mokslinės publikacijos konferencijų leidiniuose

- [AP1] J. Vengelis, V. Jarutis and V. Sirutkaitis, Supercontinuum generation in polarization maintaining photonic crystal fiber by using various harmonics of sub-nanosecond Q-switched laser, *Proc. SPIE* **9894**, 98941C–1–11 (2016).
- [AP2] J. Vengelis, V. Jarutis and V. Sirutkaitis, Extension of supercontinuum spectrum, generated in photonic crystal fiber, by using chirped femtosecond pulses, *Proc. SPIE* **10380**, 1038016–1–10 (2017).

Mokslinės publikacijos, nesusijusios su disertacijos tema periodiniuose žurnaluose, turinčiuose citavimo rodiklį Web of Science duomenų bazėje

- [B1] 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).
- [B2] 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).
- [B3] 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).

Mokslinės publikacijos konferencijų leidiniuose

- [BP1] 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**, 884519–1–6 (2013).
- [BP2] K. Stankevičiūtė, S. Melnikas, S. Kičas, L. Trišauskas, J. Vengelis, R. Grigonis, M. Vengris and V. Sirutkaitis, Synchronously pumped femtosecond optical oscillator with broadband chirped mirrors, *Proc. SPIE* **9503**, 950312–1–9 (2015).

Mokslinių konferencijų pranešimai, tiesiogiai susiję su disertacijos tema ir pristatyti Juliaus Vengelio

- [C1] J. Vengelis, V. Jarutis and V. Sirutkaitis, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber by using multi-wavelength picosecond pulses, *Northern optics and photonics 2015*, June 2 – 4, Lappeenranta, Finland 2015.
- [C2] J. Vengelis, V. Jarutis and V. Sirutkaitis, Supercontinuum generation in polarization maintaining photonic crystal fiber by using various harmonics of subnanosecond Q-switched laser, *SPIE Photonics Europe*, April 4 – 7, Brussels, Belgium 2016.
- [C3] J. Vengelis, V. Jarutis and V. Sirutkaitis, Extension of supercontinuum spectrum, generated in photonic crystal fiber, by using chirped femtosecond pulses, *SPIE Optics + Photonics 2017*, August 6 – 10, San Diego, California, United States of America 2017.

- [C4] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Measurement photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation, 42nd Lithuanian National Physics Conference, October 4 – 6, Vilnius, Lithuania 2017.
- [C5] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Experimental measurement of phase refractive index of PCF mode and its dispersion, EPS-QEOD Europhoton 2018, September 2 – 7, Barcelona, Spain 2018.

Mokslinių konferencijų pranešimai, tiesiogiai susiję su disertacijos tema, kurių bendraautorius yra Julius Vengelis

- [C6] M. Kuliešaitė, J. Vengelis, Investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fiber using chirped femtosecond pulses, Open Readings 2017, March 14 – 17, Vilnius, Lithuania 2017.
- [C7] M. Kuliešaitė, J. Vengelis, V. Jarutis, Measurement of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation and cross-correlation frequency-resolved optical gating, Open Readings 2018, March 20 – 23, Vilnius, Lithuania 2018.
- [C8] V. Jarutis, J. Vengelis, V. Sirutkaitis, M. Franckevičius and V. Gulbinas, Photonic crystal fiber characterization using streak camera, Northern optics and photonics 2018, September 12 – 14, Lund, Sweden 2018.

Kiti konferencijų pranešimai

- [D1] A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, J. Vengelis, K. Stankevičiūtė, V. Sirutkaitis, Construction of a synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator, Open Readings 2013, March 21 – 23, Vilnius, Lithuania 2013.
- [D2] 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-th Lithuania - Belarus Seminar Lasers and Optical Nonlinearity, November 21 – 22, Vilnius, Lithuania 2013.
- [D3] J. Vengelis, K. Stankevičiūtė, R. Šuminas, A. Marcinkevičiūtė, Construction and investigation of synchronously pumped folded cavity femtosecond optical parametric oscillator, Open Readings 2014, March 19 – 21, Vilnius, Lithuania 2014.
- [D4] 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, September 23 – 26, Boulder, Colorado, United States of America 2018.

Bendraautorių indėlis

Visi eksperimentiniai ir skaitinio modeliavimo darbai, išskyrus eksperimentus su fotoelektronų kamera, kurių pagrindu parengta ši disertacija, buvo atlikti Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centre 2014 – 2018 metais vadovaujant doc. dr. Vygandui Jaručiui. Eksperimentai su fotoelektronų kamera buvo atlikti 2017 metais Fizinių ir technologijos mokslo centro Ultrasparčiosios spektroskopijos laboratorijoje.

Šios disertacijos autoriaus indėlis yra: visų eksperimentinių schemų kūrimas ir konstravimas, visų eksperimentų atlikimas, išskyrus eksperimentą su fotoelektronų kamera, eksperimentinių ir dalies skaitinio modeliavimo duomenų apdorojimas. Autorius taip pat yra labai dėkingas už svarų indėlių šiems asmenims:

- **Doc. dr. Vygandas Jarutis** vadovavo doktorantūros studijoms, padėjo vystyti idėjas, konsultavo dėl duomenų interpretavimo, pristatymo ir publikavimo. Jis taip pat sukūrė skaitinio modeliavimo modelį, XFROG analizės programą ir atliko skaitinį modeliavimą.
- **Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis** inicijavo pristatomus tyrimus ir padėjo sudaryti sąlygas atlikti eksperimentus. Jis taip pat konsultavo techniniais eksperimento klausimais.
- **Prof. dr. Mikas Vengris** padėjo automatizuoti eksperimento schemą XFROG matavimams ir davė vertingų patarimų techniniais klausimais dėl tam tikrų eksperimentų.
- **Prof. habil. dr. Vidmantas Gulbinas** sudarė sąlygas atlikti matavimus su fotoelektronų kamera ir konsultavo šio eksperimento vykdymo klausimais.
- **Dr. Marius Franckevičius** atliko (kartu su šios disertacijos autoriumi) eksperimentus su fotoelektronų kamera, konsultavo šio eksperimento vykdymo klausimais.

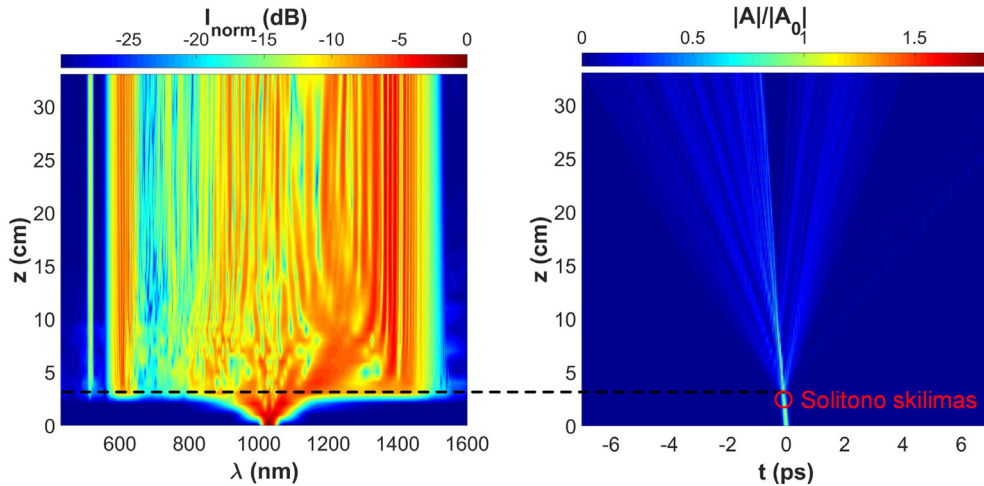
Naujas metodas fotoninių kristalų šviesolaidžių dispersijos nustatymui pasitelkiant superkontinuumo generaciją

Šio skyriaus medžiaga publikuota A2 ir pristatyta C4 bei C7.

Šiame skyriuje trumpai pristatomas naujas fotoninių kristalų šviesolaidžių (FKŠ) grupinių greičių dispersijos (GVD) matavimo metodas. Trumpai apžvelgiamas jo principas, pristatoma eksperimento schema ir pagrindiniai rezultatai.

1.1 Principas ir eksperimento schema

Superkontinuumo generacijos evoliuciją femtosekundiniam kaupinimo impulsui sklindant fotoninių kristalų šviesolaidyje galima suskirstyti į kelis etapus. Pagrindinis superkontinuumo generacijos bruožas, kuriuo ir remiasi mūsų metodas, yra charakteringas itin staigaus spektro plitimo etapas kaupinimo impulsui nusklidus labai nedidelį atstumą FKŠ. Tam parodyti atliktas skaitinis modeliavimas. Rezultatai mūsų eksperimentuose naudojamo FKŠ greitajai poliarizacinei modai pateikti 1.1 pav. Terminas „greitoji“ reiškia, kad grupinis lūžio rodiklis šiai poliarizacinei modai yra mažesnis nei statmenajai. Svarbu paminėti, kad toks režimas realizuojamas esant pa-



1.1 pav.: Sumodeliuota superkontinuumo spektro (kairėje) ir impulso (dešinėje) evoliucija sklindant PI FKŠ greitosios poliarizacinės modos atveju. Modeliavimo parametrai:

$\lambda_p=1030$ nm, $P_p=0,5$ nJ, $\tau(\text{FWHM})=110$ fs, ZDW1(greitoji moda)=838 nm, ZDW2(greitoji moda)=1059 nm. Juoda punktyrinė linija žymi atstumą, kurį nusklidus generuojami praktiškai visi superkontinuumo spektro komponentai.

kankamai femtosekundinių impulsų energijai (kad vyktų superkontinuumo generacija) ir kaupinimo bangos ilgiui esant FKŠ anomalous GVD srityje.

Tarkime, kad kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodu, pamatuojuame tokio superkontinuumo spektrogramą po tam tikro sklidimo atstumo FKŠ. Suminio dažnio XFROG atveju užfiksuotas bangos ilgis susijęs su superkontinuumo bangos ilgiu tokiu sąryšiu:

$$\frac{1}{\lambda_{\text{SC}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{sum}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{ref}}}, \quad (1.1)$$

kur λ_{sum} yra suminio dažnio bangos ilgis, λ_{SC} – superkontinuumo spektro komponento bangos ilgis, λ_{ref} – žinomo atraminio impulso bangos ilgis. XFROG spektrogramoje užfiksuotą superkontinuumo pėdsaką (angl. k. trace), kuri vadinsime X-frogograma, galime aproksimuoti polinomu:

$$T(\lambda) = \sum_{m=0}^m a_m \left(\frac{\lambda - \lambda_c}{\sigma} \right)^m, \quad (1.2)$$

čia λ_c yra vidutinis bangos ilgis, a_m – polinomo koeficientai, σ^2 – bangos ilgių variacija. Aproksimuotas polinomas atitinka laikinį kiekvieno bangos ilgio vėlinimą atraminio impulso atžvilgiu. Nesudėtinga parodyti, kad grupinių lūžio rodiklių skirtumas tarp atraminio impulso centrinio bangos ilgio ir atitinkamo superkontinuumo spektro komponento yra:

$$\Delta n_g(\lambda) = \frac{cT(\lambda)}{L}, \quad (1.3)$$

o FKŠ grupinių greičių dispersiją galima išreikšti taip:

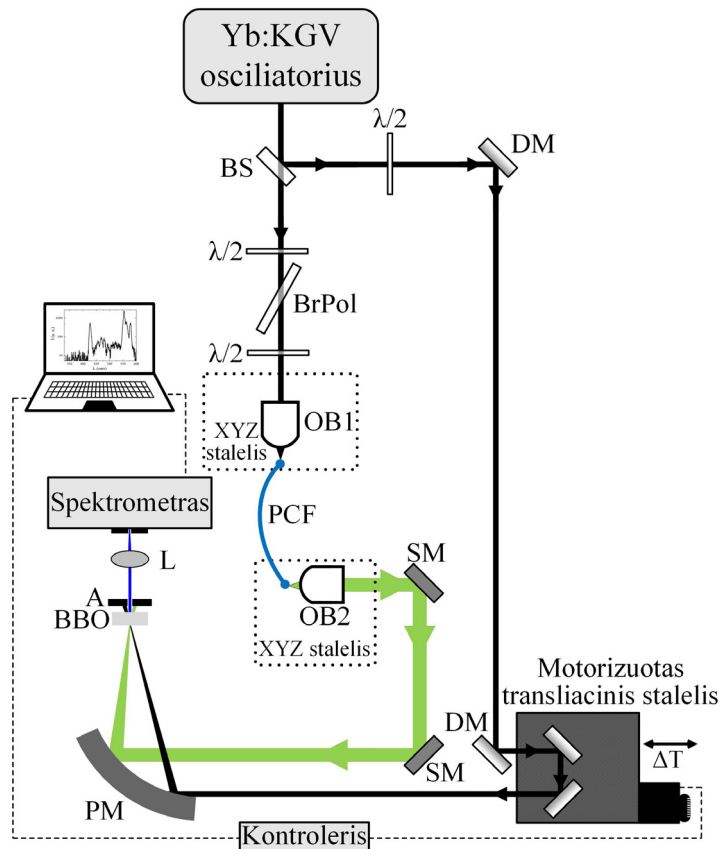
$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda} \cdot GVD = \frac{1}{L} \frac{dT(\lambda)}{d\lambda}. \quad (1.4)$$

kur L – FKŠ ilgis, c – šviesos greitis. Dėl praktinių priežasčių šviesolaidžių fizikoje vietoje GVD naudojamas parametras D , vadinamas dispersijos parametru. Svarbu šio termino nepainioti su dispersija – lūžio rodiklio priklausomybe nuo spinduliuotės bangos ilgio. Dispersijos parametro matavimo neapibrėžtis 95% pasiklovimo intervale išreiškiama taip:

$$\delta(D) = 2\sqrt{\left(D \frac{\delta(L)}{L} \right)^2 + \left(\frac{\delta(T'_\lambda)}{L} \right)^2}, \quad (1.5)$$

čia $\delta(L)$ yra FKŠ ilgio matavimo neapibrėžtis, $\delta(T'_\lambda) = \delta\left(\frac{dT(\lambda)}{d\lambda}\right)$ yra laikinio vėlinimo išvestinės bangos ilgio atžvilgiu neapibrėžtis. Bendru atveju ją įvertinti yra labai sudėtinga. Šiame darbe tai atlikta remiantis [69] šaltinyje pateiktu metodu.

Eksperimento schema pavaizduota 1.2 pav. Kaupinimo spinduliuotei generuoti naudojamas kietakūnis Yb:KGV sinchronizuotų modų veikos femtosekundinis lazeris (*Flint, Šviesos konversija*). Jo spinduliuotės pagrindiniai parametrai: $\lambda_c=1030$ nm



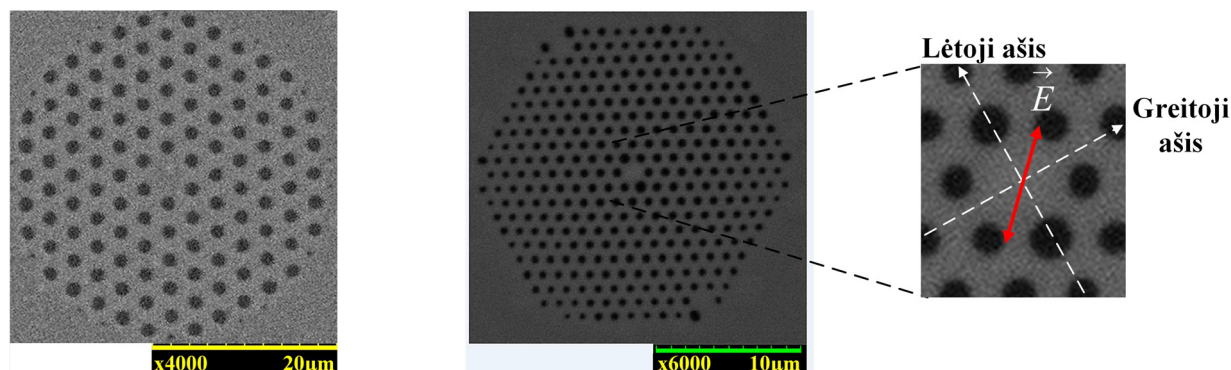
1.2 pav.: Superkontinuumo generacijos ir XFROG matavimo schema: BS – pluošto daliklis, $\lambda/2$ – pusbangė plokštelė, BrPol – Briusterio tipo poliarizatorius, OB1 and OB2 – $40\times$ mikroskopo objektyvai, SM – sidabro danga dengtas veidrodis, DM – didelio atspindžio koeficiento 1030 nm bangos ilgiui dielektrinis veidrodis, PM – $f=50,8$ mm parabolinis veidrodis, BBO – β -bario borato kristalas, A – irisinė diafragma, L – $f=60$ mm lęšis.

$E_p=72$ nJ $\tau=110$ fs $f_{rep}=76$ MHz. Lazero spinduliuotė 1:3 santykiu yra padalinama pluošto daliklio: viena (mažesnės energijos) dalis naudojama superkontinuumo generacijai, kita (didesnės energijos) – kaip atraminis impulsas XFROG matavime.

Superkontinuumo generacijai panaudoti du skirtingi FKŠ:

- 33 cm ilgio didelio netiesiškumo ($\gamma = 11(Wkm)^{-1}$ 1060 nm bangos ilgiui) FKŠ, pagamintas *NKT Photonics A/S*, kuri, siekiant atskirti nuo kito FKŠ, vadinsime nedvejopalaūžiu fotoninių kristalų šviesolaidžiu. Gamintojo nurodytas šio FKŠ nulinės dispersijos bangos ilgis (ZDW) yra 1040 ± 10 nm. Skenuojančiu elektroniniu mikroskopu (SEM) padaryta šio FKŠ skerspjūvio centrinės dalies nuotrauka pateikta 1.3 pav. (kairėje).
- 33 cm ilgio didelio netiesiškumo ($\gamma = 97(Wkm)^{-1}$ 780 nm bangos ilgiui) PI FKŠ, pagamintas taip pat *NKT Photonics A/S*. Gamintojo pateiktos ZDW vertės: $ZDW_1=800\pm 15$ nm ir $ZDW_2=1085\pm 15$ nm. Skenuojančiu elektroniniu mikroskopu padaryta šio FKŠ skerspjūvio centrinės dalies nuotrauka pateikta

1.3 pav. (viduryje). Reikia paminėti, kad šio FKŠ galai buvo užlydyti siekiant apsaugoto nuo dulkių ir drėgmės bei padidinti spinduliuotės įvedimo efektyvumą.

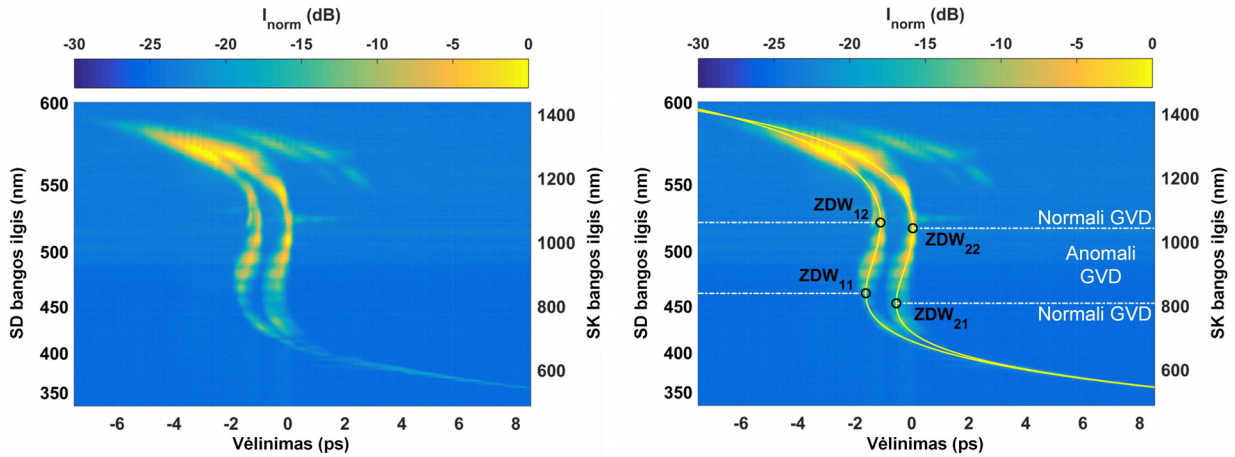


1.3 pav.: Eksperimentuose naudojamų FKŠ skerspjūvių centrinės dalies SEM nuotraukos: kairėje – nedvejopalaužis FKŠ, viduryje – PI FKŠ, dešinėje – padidinta centrinė šio FKŠ dalis su pažymėtomis pagrindinėmis poliarizacijos ašimis ir kaupinimo spinduliuotės elektrinio lauko orientacija.

Poliarizaciją išlaikančio FKŠ atveju kaupinimo spinduliuotės poliarizacija nustatyta taip, kad būtų tarpinėje padėtyje (45° kampas) tarp pagrindinių FKŠ poliarizacinių ašių (1.3 pav. dešinėje). Suminio dažnio generacijai naudotas $300\ \mu\text{m}$ storio β -bario borato (BBO) kristalas išpjautas $\theta=30^\circ$ ir $\phi=0^\circ$ kampais II tipo faziniam sinchronizmui (e-oe): $1/\lambda_{\text{SF}} = 1/\lambda_{\text{SC}} + 1/\lambda_{1030}$. Tokie BBO parametrai pasirinkti siekiant kuo didesnės suminio dažnio fazinio sinchronizmo juostos pločio. Superkontinuumo ir atraminis pluoštai fokusuojami į BBO kristalą $50\ \text{mm}$ židinio nuotolio paraboliniu veidrodžiu. Kampas tarp fokusuojamų pluoštų yra $\approx 15,5^\circ$. Naudojant motorizuotą mikrometrinio tikslumo ($1,25\ \mu\text{m}$ žingsnis) transliacinį staliuką keičiamas atraminio impulso vėlinimas superkontinuumo spinduliuotės atžvilgiu ir po kiekvieno žingsnio fiksuojamas suminio dažnio spinduliuotės spektras. Matavimui paspartinti eksperimento schema buvo automatizuota. Matavimo laikinę skyrą lemia atraminio impulso trukmė ($110\ \text{fs}$), o spektrinę skyrą – spektrometro (*Qmini*, „RGB Photonics“) skyra ($1,3\ \text{nm}$).

1.2 Pagrindiniai rezultatai

Poliarizaciją išlaikantis FKŠ. Užregistruota XFROG spektrograma PI FKŠ atveju esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai ($9,41\ \text{nJ}$) parodyta 1.4 pav. Užregistruotas suminio dažnio spektras nuo $355\ \text{nm}$ iki $595\ \text{nm}$ – tai atitinka superkontinuumo spektrą nuo $541\ \text{nm}$ iki $1408\ \text{nm}$. Atskirai spektrometru pamatuoto superkontinuumo spektro ribos yra šiek tiek platesnė – nuo $450\ \text{nm}$ iki $1450\ \text{nm}$, taigi matome, kad X-frogogramos ilgabangė riba praktiškai sutampa su superkontinuumo ilgabangė riba, o trumpabangė riba yra apribota spektrometro veikimo srities. Be



1.4 pav.: Kairėje – išmatuota superkontinuumo, generuoto FKŠ, X-frogograma. Kairioji y ašis žymi suminių dažni (SD) atitinkančius bangos ilgius, dešinioji y ašis – apskaičiuotą atitinkamą superkontinuumo (SK) bangos ilgį. Dešinėje – X-frogograma su aproksimuotais polinomais (geltonos ištisinės linijos). Apskritimai žymi nustatytus ZDW, o taškinės-punktynės linijos skiria skirtingo ženklo GVD sritis.

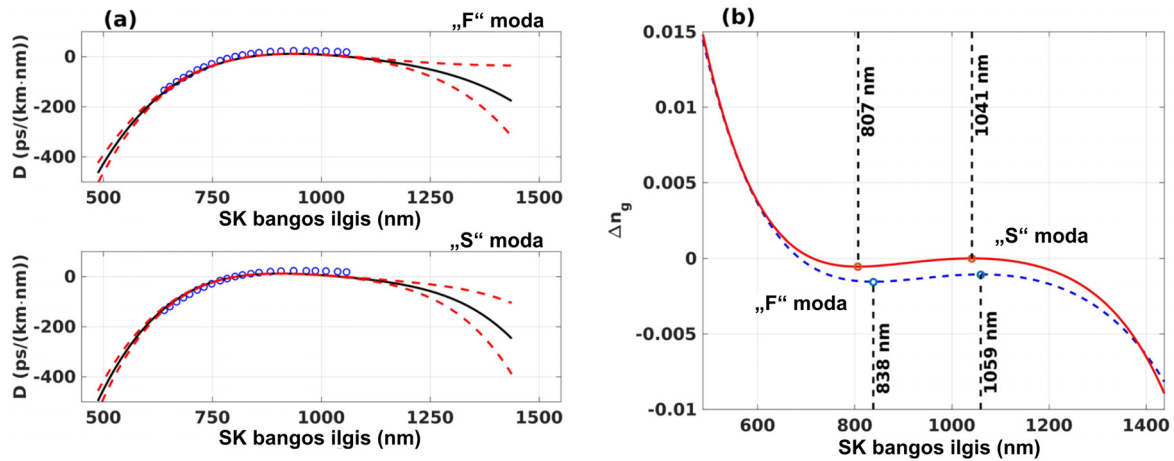
įprastos informacijos, kurią galima gauti iš X-frogogramos atlikus XFROG analizę (tai bus padaryta 4 santraukos skyriuje), taip pat galima nustatyti daug papildomos ir svarbios informacijos.

Pirma, iš rezultatų matome, kad spektrogramoje iš tiesų yra du atskiri XFROG pėdsakai. Nesunku įrodyti, kad jie atitinka statmenų poliarizacinių modų superkontinuumus. Tai taip pat įrodo, kad PI FKŠ generuojami du skirtingas poliarizacines modas atitinkantys superkontinuumai.

Antra, aproksimavus X-frogogramas polinomu (geriausia aproksimacija gauta su penktos eilės polinomu), galime kiekybiškai įvertinti fotoninių kristalų šviesolaidžio GVD ir grupinio lūžio rodiklio skirtumus tarp statmenų poliarizacinių modų (1.5 pav.). Akivaizdu, kad GVD ir grupinis lūžio rodiklis statmenoms poliarizacinėms modoms skiriasi. Didžiausias Δn_g joms yra apie 0.002, o jo matavimo neapibrėžtis $< 2 \cdot 10^{-4}$, taigi galime teigti, kad mūsų metodas gali išskirti labai nedidelius grupinio lūžio rodiklio skirtumus. Labai svarbu pažymėti, kad iliustracijoje pateikti gamintojo duomenys neįskaito šio FKŠ dvejetainiškumo, taigi yra kažkokios vidutinės D vertės, kurių negalime tiesiogiai lyginti su matavimų duomenimis. Visgi, kokybinis palyginimas rodo labai gerą atitikimą.

Trečia svarbi charakteristika, kurią galima tiesiogiai nustatyti iš X-frogogramos, yra fotoninių kristalų šviesolaidžio ZDW. Jie atitinka X-frogogramos linkio taškus (žr. 1.4 pav. dešinėje). Lėtajai modai jie yra 807 ± 2 nm ir 1041 ± 7 nm, o greitajai modai – 838 ± 2 nm ir 1059 ± 9 nm. Skirtingi ZDW sufleruoja, kad superkontinuumo generacija statmenoms poliarizacinėms modoms turi šiek tiek skirtis.

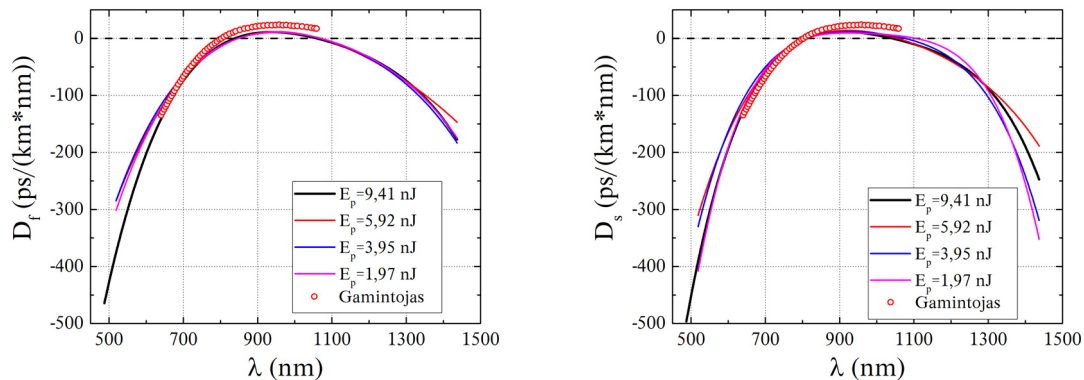
Galiausiai X-frogograma taip pat atskleidžia charakteringą poliarizacinių modų GVD kitimą ir leidžia nustatyti efektines FKŠ dvejetainiškumo ribas. Iš 1.4 pav. ir 1.5 pav. akivaizdu, kad didžiausias D ir n_g skirtumas yra anomali GVD srityje, o



1.5 pav.: (a) Apskaičiuotas dispersijos parametras (ištininė linija). Apskritimai vaizduoja gamintojo pateiktus duomenis. Punktyrinės linijos žymi neapibrėžties ribas 95% pasikliovimo intervale (pagal 1.5 formulę). (b) Δn_g statmenoms poliarizacinėms modoms grupinio lūžio rodiklio 1030 nm bangos ilgiui lėtajai modai atžvilgiu. „S moda“ ir „F moda“ žymi D ir Δn_g vertes atitinkamai lėtajai ir greitajai modoms.

toliau už jos jis ima sparčiai mažėti. Efektinės dvejetainiškumo ribos mūsų FKŠ yra maždaug 590 nm – 1390 nm. Manome, kad dvejetainiškumo ribos susijusios su FKŠ modos dydžiu: mažėjant bangos ilgiui jos dydis mažėja ir moda „jaučia“ vis mažesnę FKŠ mikrostruktūrų srities įtaką dispersijai (kuri ir lemia dvejetainiškumą) ir vis didesnę tam medžiagos (lydyto kvarco) dispersijos dedamosios dalis. Analogiška situacija vyksta didėjant bangos ilgiui: didėja modos dydis, o tai taip pat lemia mažesnę mikrostruktūrų srities įtaką FKŠ dispersijai.

XFROG matavimai buvo pakartoti naudojant mažesnės energijos kaupinimo impulsus superkontinuumo generacijai. Rezultatai pateikti 1.6 pav. Iš pateiktų

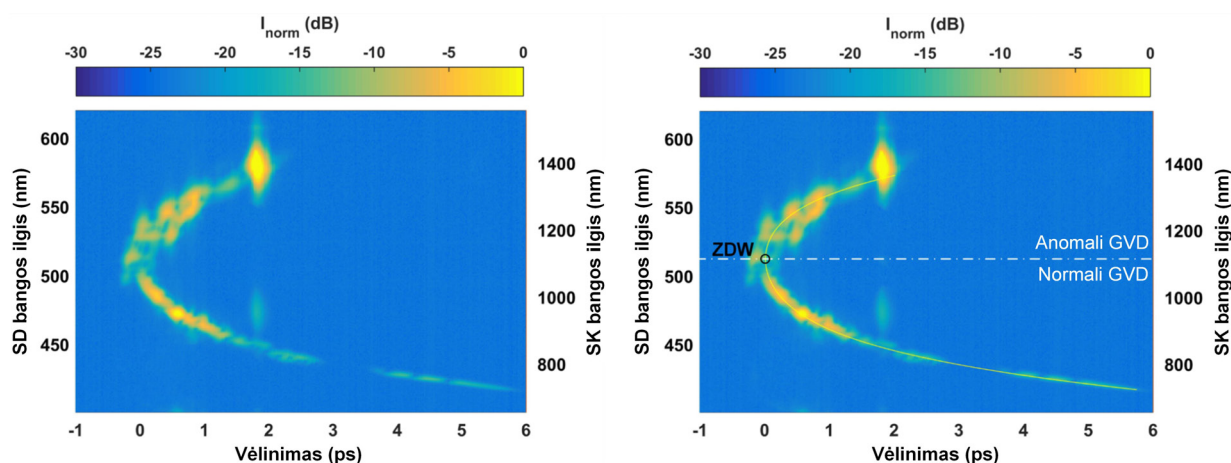


1.6 pav.: Dispersijos parametras greitajai (kairėje) ir lėtajai (dešinėje) poliarizacinėms modoms apskaičiuotas iš superkontinuumo generuoto FKŠ X-frogogramų esant įvairioms kaupinimo impulsų energijoms. Raudoni apskritimai žymi gamintojo duomenis.

rezultatų matyti, kad D matavimo rezultatai esant įvairioms superkontinuumo kaupinimo impulsų energijoms yra labai panašūs. Nedideli neatitikimai matomi tik D

kreivės kraštuose. Tai susiję su didesniu polinomo aproksimavimo neapibrėžtumu X-frogogramos kraštuose ir tuo, kad mažėjant kaupinimo impulsų energijai siaurėja generuojamo superkontinuumo spektras. Atsižvelgiant į tai galima teigti, kad tiksliausi matavimai atliekami esant maksimaliai superkontinuumo kaupinimo impulsų energijai.

Nedvejopalaužis FKŠ su vienu nulinės dispersijos bangos ilgiu. Analogiški matavimai atlikti su antruoju fotoninių kristalų šviesolaidžiu. Užregistruota XFROG spektrograma (X-frogograma) PI FKŠ atveju esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai (9,41 nJ) parodyta 1.7 pav. Suminio dažnio spektras šiuo atveju

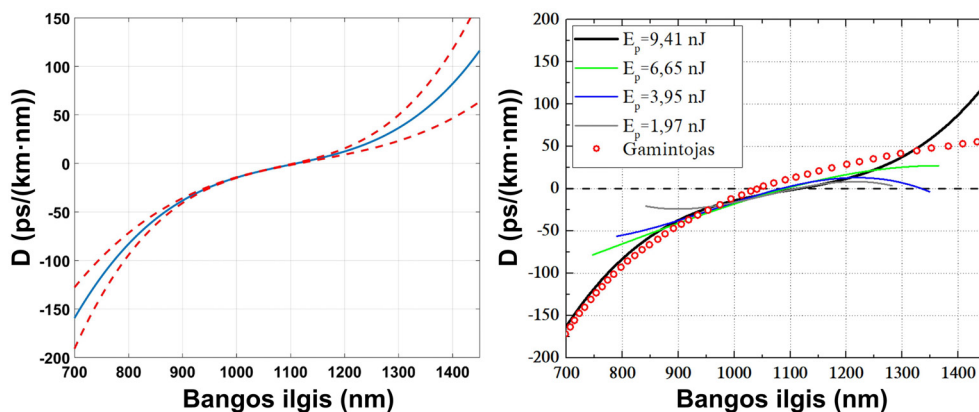


1.7 pav.: Kairėje – išmatuotas superkontinuumo, generuoto mūsų FKŠ, X-frogograma.

Kairioji y ašis žymi suminį dažnį (SD) atitinkančius bangos ilgius, dešinioji y ašis – apskaičiuotą atitinkamą superkontinuumo (SK) bangos ilgį. Dešinėje – X-frogograma su aproksimuotu polinomu (geltona ištisinė linija). Apskritimai žymi nustatytą ZDW, o taškinė-punktyrinė linija skiria skirtingo ženklo GVD sritis.

išplitęs nuo 420 nm iki 610 nm ir atitinka superkontinuumo spektrą nuo 710 nm iki 1500 nm. Tokios ribos iš esmės atitinka atskirai spektrometru užregistruoto superkontinuumo spektro išplitimo ribas (700 nm – 1500 m). Nedidelis trumpabangės spektro dalis išplitimo neatitikimas nulėmėtas per mažo superkontinuumo spektro komponentų intensyvumo trumpabangės dalies krašte, dėl kurio nevyksta juos atitinkančio suminio dažnio generacija.

GVD nustatymo procedūra beveik nesiskyrė nuo ankstesniojo FKŠ, tik šiuo atveju geriausia aproksimacija gauta su ketvirtos eilės polinomu. Dispersijos parametro skaičiavimo rezultatai esant įvairioms superkontinuumo kaupinimo galioms pateikti 1.8 pav. Iš rezultatų esant maksimaliai superkontinuumo kaupinimo galioms matyti, kad šis FKŠ turi vieną ZDW ties 1114 ± 10 nm. Didesnė neapibrėžtis ilgabangiam ruožė yra susijusi su didesniu laikiniu XFROG pėdsako išplitimu, kurio rezultatas – didesnė polinomo aproksimavimo neapibrėžtis (kaip tiksliai bus išrinkti didžiausio intensyvumo taškai kiekvienai vėlinimo pozicijai). Lyginant matavimų duomenis ilgabangėje srityje su gamintojo pateikiamomis D vertėmis (1.8 pav. dešinėje), matomas nedidelis



1.8 pav.: Kairėje – dispersijos parametras esant maksimaliai superkontinuumo kaupinimo impulsų energijai. Raudonos punktyrinės linijos žymi neapibrėžties ribas 95% pasikliovimo intervale. Dešinėje – D esant įvairioms kaupinimo impulsų energijoms. Raudoni apskritimai žymi gamintojo duomenis.

neatitikimas. Jis gali būti dėl paminėtos priežasties ir dėl fakto, kad šiuo atveju kaupinimo bangos ilgos buvo normalios GVD srityje arti ZDW. Dėl to aptartas charakteringas staigus superkontinuumo spektro plitimas įvyksta vėliau, kai pradinio impulso spektras išplinta į anomalios GVD sritį. Kaip minėta, šis GVD metodas yra tiksliausias, kai spektro išplitimas iki staigaus plitimo stadijos yra mažiausias: šiuo atveju dėl didesnio pradinio išplitimo, tikslumas yra mažesnis nei ankstesnio FKŠ atveju. Visgi, galima teigti, kad net ir šiuo atveju pademonstruotas GVD matavimo metodas veikia gana tiksliai.

1.3 Išvados

Pademonstruotas naujas eksperimentinis metodas FKŠ grupinių greičių dispersijai matuoti, paremtas XFROG matavimų metu gautos spektrogramos analize. Šio metodo veikimo pagrindinės sąlyga: būtina realizuoti superkontinuumo generacijos režimą, kai praktiškai visi spektro komponentai generuojami tuo pačiu metu. Tai įprastai vyksta kaupinant femtosekundiniais impulsais, kurių centrinis bangos ilgis yra FKŠ anomalios GVD srityje arba labai arti jos. Matavimo spektrinės ribos apspręstos X-frogogramos spektrinių ribų. Atlikti GVD matavimai su dviem skirtingais FKŠ. Parodyta, kad PI FKŠ atveju pasiūlytas metodas įgalina išskirti statmenų poliarizacinių modų GVD, nustatyti grupinio lūžio rodiklio skirtumą tarp jų bei efektines FKŠ dvejetainiškumo ribas. Labai plačios spektrinės matavimo ribos, trumpa matavimo trukmė, mažas jautrumas aplinkos sąlygoms ir galimybė atlikti matavimus su trumpu FKŠ gabaliuku, rodo pademonstruoto metodo perspektyvumą.

Fotoninių kristalų šviesolaidžio modos fazinio lūžio rodiklio dispersijos matavimas

Šio skyriaus medžiaga publikuota A4 ir pristatyta C5.

Ankstesniame skyriuje buvo pristatytas naujas eksperimentinis fotoninių kristalų šviesolaidžių GVD matavimo metodas ir pabrėžta kokia svarbi yra ši charakteristika superkontinuumo generacijos procesui. Kita vertus, pilną informaciją apie šviesolaidžio dispersines charakteristikas galima nustatyti žinant jo fazinio lūžio rodiklio dispersiją $n(\lambda)$. Pilnavidurės šerdies FKŠ atveju fazinis lūžio rodiklis atitinka efektinį FKŠ mikrostruktūrų srities lūžio rodiklį [70]. Fazinis lūžio rodiklis n susijęs su grupiniu lūžio rodikliu n_g tokiu sąryšiu:

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.1)$$

Šios diferencialinės lygties formalus sprendinys (n atžvilgiu) gali būti išreikštas taip:

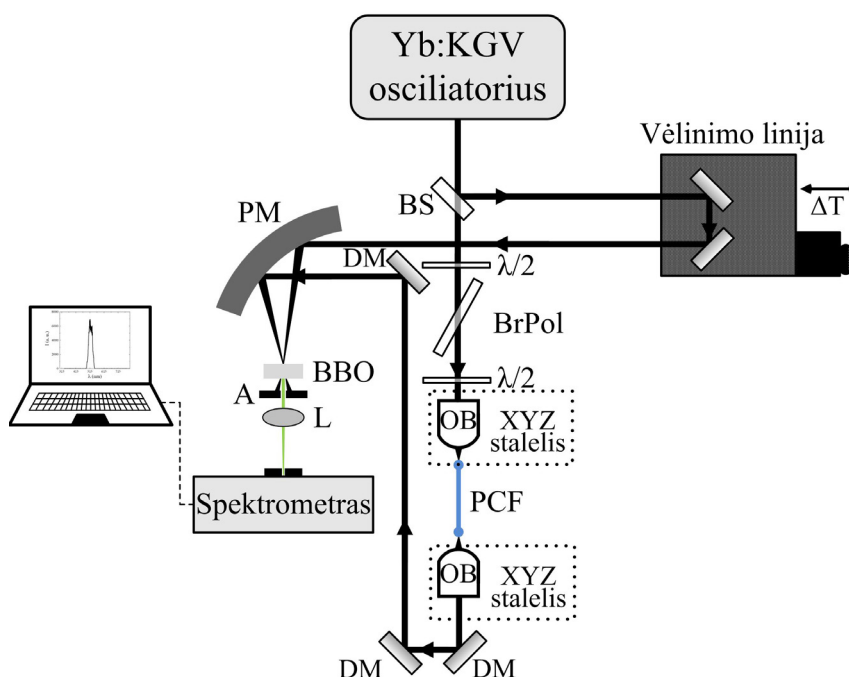
$$n(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_0} n(\lambda_0) - \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} n_g(\lambda_0) - \lambda \int_{\lambda_0}^{\lambda} \frac{\Delta n_g(\lambda')}{\lambda'^2} d\lambda'. \quad (2.2)$$

čia λ_0 yra tam tikras atraminis bangos ilgis. Pirmasis 2.2 narys yra susijęs su faziniu lūžio rodikliu ($n(\lambda_0)$), antrasis – su grupiniu lūžio rodikliu ($n_g(\lambda_0)$), o paskutinis – su grupinio lūžio rodiklio dispersija. Akivaizdu, kad, žinant fazinio lūžio rodiklio dispersiją, galima suskaičiuoti visas dispersines šviesolaidžio charakteristikas.

Šiame skyriuje pristatomi FKŠ modos grupinio lūžio rodiklio matavimų rezultatai ir naujas eksperimentinis metodas fotoninių kristalų šviesolaidžio modos faziniam lūžio rodikliui matuoti. Mūsų žiniomis, tai yra pirmais eksperimentinis metodas tinkams FKŠ modos faziniam lūžio rodikliui nustatyti. Panaudojus ankstesniame skyriuje gautus GVD matavimų duomenis, nustatyta FKŠ modos fazinio lūžio rodiklio dispersija.

2.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžio grupinio lūžio rodiklio matavimas

FKŠ grupinio lūžio rodiklio matavimo schema pavaizduota 2.1 pav. Ši schema iš esmės analogiška intensyvumo autokoreliatoriui. Eksperimente naudojamas ankstesniame skyriuje aptartas Yb:KGV sinchronizuotų modų veikos femtosekundinis lazeris ($\lambda_c=1030$ nm $E_p=72$ nJ $\tau=110$ fs $f_{rep}=76$ MHz), kurio spinduliuotė 1:1 santykiu padalinama pluošto daliklio: viena dalis eina į FKŠ, o kita yra naudojamas kaip atraminis impulsas. Iš FKŠ išėjęs ir atraminis spinduliai yra 50 mm židinio nuotolio paraboliniu veidrodžiu fokusuojami į 3 mm storio BBO kristalą išpjautą $\theta=22,5^\circ$



2.1 pav.: Eksperimento schema grupiniam lūžio rodikliui matuoti: BS – pluošto daliklis, $\lambda/2$ – pusbangė plokštelė, BrPol – Briusterio tipo poliarizatorius, OB – $40\times$ mikroskopo objektyvas, SM – sidabro danga dengtas veidrodis, DM – didelio atspindžio koeficiento 1030 nm bangos ilgiui dielektrinis veidrodis, PM – parabolinis veidrodis, BBO – β -bario borato kristalas, A – irisinė diafragma, L – $f=60$ mm lęšis.

ir $\phi=90^\circ$ kampais I tipo faziniam sinchronizmui, kuris naudojamas suminio dažnio generavimui. Kaip ir įprastame autokoreliatoriuje, didžiausio intensyvumo suminio dažnio spinduliuotė generuojama esant vienodiems impulsų optiniams keliams. Šiuo atveju tiksliam intensyvumo matavimui naudotas spektrometras. Grupinis lūžio rodiklis matuotas tiems patiems FKŠ, kurie naudoti GVD matavimo eksperimentuose ankstesniame skyriuje, tačiau šiuo atveju abu FKŠ buvo trumpesni – 13,6 cm ilgio.

Matavimas atliekamas tokia tvarka. Iš pradžių pasiekama suminio dažnio generacija schemoje nesant FKŠ ir mikroskopo objektyvų. Maksimalaus suminio dažnio intensyvumo sąlyga:

$$L_{opt1} = L_{opt2} = n_{air}L_0, \quad (2.3)$$

čia L_{opt1} yra pirmo peties optinis ilgis (be FKŠ ir mikroskopo objektyvų), L_{opt2} – antro peties optinis ilgis (jis gali būti keičiamas stumdant vėlinimo liniją), L_0 – fizinis pirmo peties ilgis (šiuo atveju sutampa su antro peties fiziniu ilgiu), n_{air} – oro lūžio rodiklis.

Toliau reikia atskirai įvertinti mikroskopo objektyvų grupinį lūžio rodiklį. Į schemą įstatomi abu mikroskopo objektyvai ir pamatuojuama kiek reikia pakeisti antro peties ilgį ($\Delta L^{(1)}$), kad vėl būtų gautas maksimalaus intensyvumo suminis dažnis. Nesunku įrodyti, kad mikroskopo objektyvo grupinis lūžio rodiklis (n_{ob}) yra:

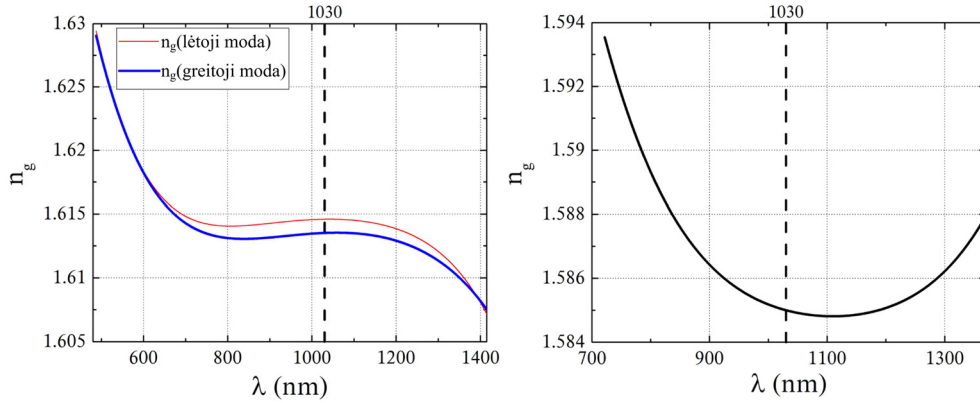
$$n_{ob} = \frac{n_{air}\Delta L^{(1)} + 2n_{air}L_{ob}}{2L_{ob}}. \quad (2.4)$$

Čia L_{ob} – objektyvo fizinis ilgis. Atlikus matavimus, nustatyta, kad $n_{ob} = \mathbf{1,245 \pm 0,006}$.

Galiausiai išstatomas FKŠ ir dar kartą ir pamatuojama kiek reikia pakeisti antro peties ilgį ($\Delta L^{(2)}$), kad vėl būtų gautas maksimalaus intensyvumo suminis dažnis. Nesunku įrodyti, kad FKŠ grupinis lūžio rodiklis gali būti išreikštas taip:

$$n_{gf} = \frac{n_{air}\Delta L^{(2)} + n_{air}L_f - 2L_{ob}(n_{ob} - n_{air})}{L_f}, \quad (2.5)$$

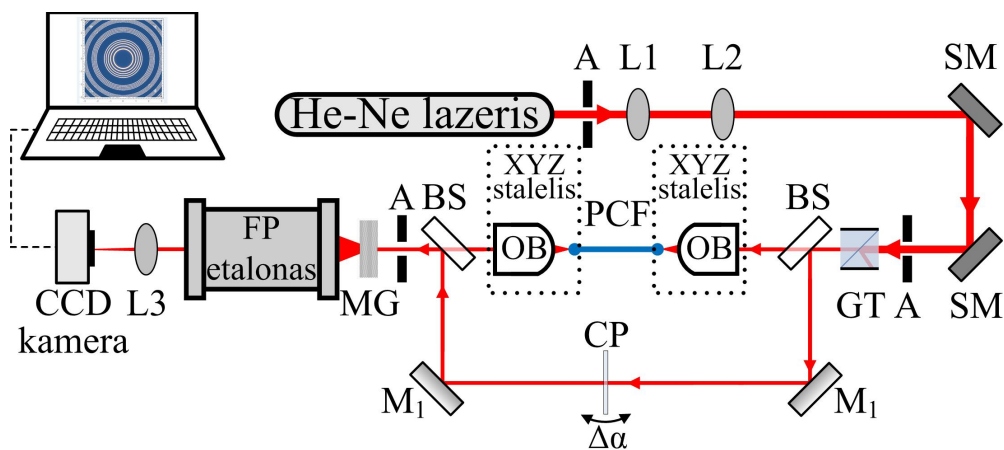
kur L_f – yra FKŠ ilgis. Atlikus matavimus, nustatyti PI FKŠ grupiniai lūžio rodikliai 1030 nm bangos ilgiui yra: $n_{gf}(fast) = \mathbf{1,6123 \pm 0,0048}$ ir $n_{gf}(slow) = \mathbf{1,6146 \pm 0,0048}$. Skirtumas tarp statmenų poliarizacinių modų grupinių lūžio rodiklių yra 0,0023 – tai beveik sutampa su XFROG matavimų metu nustatytu skirtumu (0,002). Nedvejopalaūžio FKŠ atveju grupinis lūžio rodiklis yra $n_{gf} = \mathbf{1,585 \pm 0,008}$. Pasinaudojus ankstesniame skyriuje atliktų GVD matavimų duomenimis, nustatyta abiejų FKŠ grupinio lūžio rodiklio dispersija (2.2 pav.).



2.2 pav.: Apskaičiuota tiriamų FKŠ grupinio lūžio rodiklio dispersija: kairėje – PI FKŠ abiejų poliarizacinių modų n_g ; dešinėje – nedvejopalaūžio FKŠ grupinio lūžio rodiklio dispersija.

2.2 Fotoninių kristalų šviesolaidžio fazinio lūžio rodiklio matavimas

FKŠ fazinio lūžio rodiklio matavimo schema parodyta 2.3 pav. FKŠ fazinio lūžio rodiklio matavimui siūlome naudoti Macho-Zenderio interferometrą (MZI), Fabri-Pero etaloną, nuolatinės veikos lazerį ir stebėti fazės poslinkį tarp gretimų interferuojančių išilginių lazerio modų, atitinkantį poslinkį nuo konstruktyvios į destruktivią interferenciją. Lazerinės spinduliuotės šaltiniu buvo pasirinktas nuolatinės veikos He-Ne lazeris (*HNL100R-EC, Thorlabs*). Spinduliuotės parametrai: $\lambda = 632,816$ nm, galia



2.3 pav.: Eksperimento schema faziniam lūžio rodikliui matuoti: A – irisinė diafragma, L1, L2 – lęšiai, SM – sidabro danga dengtas veidrodis, GT – Glano-Teilorio poliarizatorius, BS – nepoliarizuojantis pluošto daliklis, M₁ – plačiajuostis didelio atspindžio (>99%) 450 nm – 700 nm spektro srityje dielektrinis veidrodis, OB – 40× mikroskopo objektyvas, PCF – fotoninių kristalų šviesolaidis, MG – matinio stiklo plokštelė, FP etalonas – Fabri-Pero etalonas, L3 – f=500 mm atvaizduojantis lęšis.

10 mW, o atstumas tarp išilginių modų yra 320 MHz. He-Ne lazerio spinduliuotė nuvedama į MZI, kurio viename petyje yra tiriamasis FKŠ su atitinkama fokusavimo optika, o kitame petyje ant didelio tikslumo rotacinio staliuko patalpinta lydyto kvarco stiklo plokštelė (kompensatoriaus plokštelė). Kai atliekami matavimai su PI FKŠ, He-Ne lazerio spinduliuotę reikia poliarizuoti, kad būtų galima atskirai pamatuoti statmenų poliarizacinių modų fazinį lūžio rodiklį. Tam naudojamas Glano-Teilorio poliarizatorius. Spinduliuotės poliarizacijos kryptis PI FKŠ poliarizacinių ašių atžvilgiu orientuojama taip. Už FKŠ laikinai pastatomas antras Glano-Teilorio poliarizatorius taip, kad jis būtų sukryžiuotas su pirmuoju. Tada abu poliarizatoriai sukami taip, kad tarpusavyje išliktų sukryžiuoti, ir stebimas už antro poliarizatoriaus išeinančios šviesos intensyvumas. Kai lazerio spinduliuotės poliarizacijos kryptis sutampa su viena iš FKŠ poliarizacinių ašių, už sukryžiuoto poliarizatoriaus išeinančios šviesos nebematyti.

Siekiant išskirti išilginių He-Ne lazerio poliarizacinių modų interferenciją, už MZI yra pastatomas Fabri-Pero etalonas (interferometras). Jo bazė turi būti pakankamai didelė, kad būtų pasiekiamas reikiama laisvoji spektrinė sritys (angl. k. free spectral range – FSR): pasirinktas 40 mm bazės dydis užtikrina 5 pm FSR, kuri mūsų atveju yra pakankama išskirti atskirų išilginių poliarizacinių modų interferencinius žiedus. Taip pat svarbi detalė yra tai, kad prieš Fabri-Pero etaloną reikia pastatyti matinio stiklo plokštelę, kuri užtikrintų santykinai homogenišką spinduliuotės pasiskirstymą. Iš Fabri-Pero etalono išėjusi šviesa 500 mm židinio nuotolio lęšiu atvaizduojama į CCD kamerą.

Iš lydyto kvarco ($n=1,457\ 632,8$ nm bangos ilgiui) pagaminta 2 mm storio kompensatoriaus plokštelė naudojama kaip praeinančios bangos fazės keitiklis, tokiu būdu

igalinantis reguliuoti išilginių modų interferencijos sąlygas. Kai pradinėje padėtyje kompensatoriaus plokštelė yra statmena krintančio spindulio sklidimo kryptiai, pluošto kelio pokytį pasukus ją galima apskaičiuoti taip:

$$\Delta L_{cp} = \frac{d}{\cos \left[\arcsin \left(\frac{\sin(\Delta\alpha)}{n_{cp}} \right) \right]} - d, \quad (2.6)$$

kur d – kompensatoriaus plokštelės storis, n_{cp} – jos lūžio rodiklis, o $\Delta\alpha$ – plokštelės pasukimo kampo pokytis.

He-Ne lazerio spinduliuotę sudaro kelios išilginės modos, todėl už Fabri-Pero etalono stebimi interferenciniai žiedai turi substruktūrą: kiekvieną žiedą sudaro keletas subžiedų, kurių kiekvienas atitinka atskirą išilginę modą. Dvieju gretimų išilginių modų (priklausančių tai pačiai interferencinei eilei) fazės gali būti užrašytos taip:

$$\varphi_1 = [(n_{ob} - 1)L_{ob} + (n_{PCF-})L_{PCF} + (n_{cp} - 1)L_{cp1}] \frac{2\pi}{\lambda_1}, \quad (2.7)$$

$$\varphi_2 = [(n_{ob} - 1)L_{ob} + (n_{PCF-})L_{PCF} + (n_{cp} - 1)L_{cp2}] \frac{2\pi}{\lambda_2}, \quad (2.8)$$

čia n_{ob} , n_{PCF} , n_{cp} yra atitinkamai mikroskopo objektyvo, FKŠ ir kompensatoriaus plokštelės faziniai lūžio rodikliai, L_{ob} , L_{PCF} – atitinkamai mikroskopo objektyvo ir FKŠ ilgiai, L_{cp1} , L_{cp2} – pluošto kelio per kompensatoriaus plokštelę ilgis atitinkamai modai. Keičiant pluošto kelią per kompensatoriaus stiklo plokštelę, galima pasiekti, kad vienas iš interferencinių žiedų užgستا ($\varphi(\lambda_1, L_{cp1}) = \pi + 2\pi m$), o gretimą išilginę modą ($\lambda_2 = \lambda_1 + \Delta\lambda$) atitinkantis žiedas yra aiškiai matomas, nes $\varphi(\lambda_2, L_{cp1}) \neq \varphi(\lambda_1, L_{cp1})$. Turint omenyje, kad $\Delta\lambda/\lambda_{1,2} \leq 1$ ($\sim 10^{-6}$), galima nepaisyti optinių elementų dispersijos įtakos kalbant apie išilgines modas, tada:

$$\varphi_1(\lambda_1, L_{cp1}) = \pi + 2\pi m, \quad (2.9)$$

$$\varphi_2(\lambda_2, L_{cp2}) = \pi + 2\pi m, \quad (2.10)$$

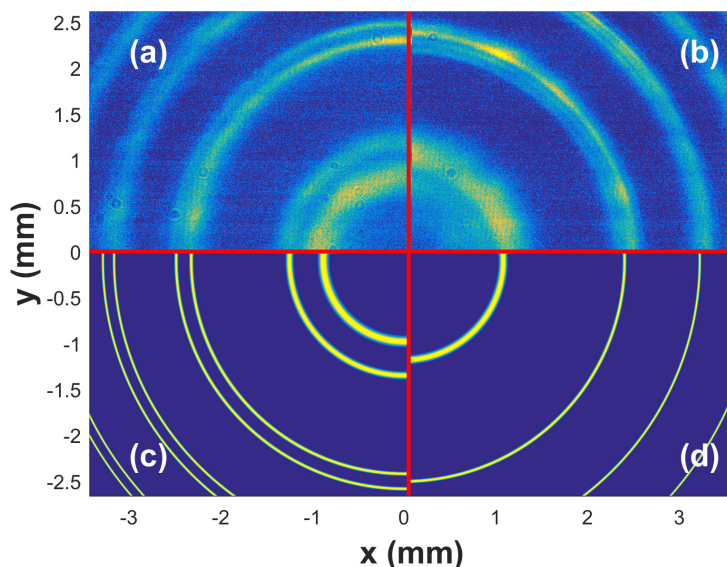
Svarbu pabrėžti, kad šiuo atveju interferencinė eilė turi išlikti nepakitusi: $\varphi(\lambda_2, L_{cp}) - \varphi(\lambda_1, L_{cp}) < 2\pi$.

Nežinant mikroskopo objektyvo fazinio lūžio rodiklio galima atlikti matavimus su dviem skirtingo ilgio FKŠ (L_{PCF1} ir L_{PCF2}) ir tada nesunku parodyti, kad:

$$n_{PCF} = 1 + \frac{(n_{cp} - 1)(\Delta L_{cp2} - \Delta L_{cp1})}{L_{PCF1} - L_{PCF2}} \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.11)$$

Čia $\Delta\lambda$ yra tarpmodinis atstumas (šiuo atveju 0,427 pm), ΔL_{cp1} ir ΔL_{cp2} – pluošto kelio per kompensatoriaus plokštelę pokytis esant atitinkamai L_{PCF1} ir L_{PCF2} , $\lambda = \lambda_1 \approx \lambda_2 = 632,815$ nm.

CCD kamera užfiksuotas interferencinių žiedų dalinio vaizdo ir atitinkamo skaitinio modeliavimo rezultatų (supaprastintas modelis įskaitantis tik tris didžiausio intensyvumo modas) pavyzdžiai pateikti 2.4 pav. Pateikti eksperimentiniai rezultatai rodo aiškų interferencinių žiedų kitimą ir labai gerai atitinka skaitinio modeliavimo

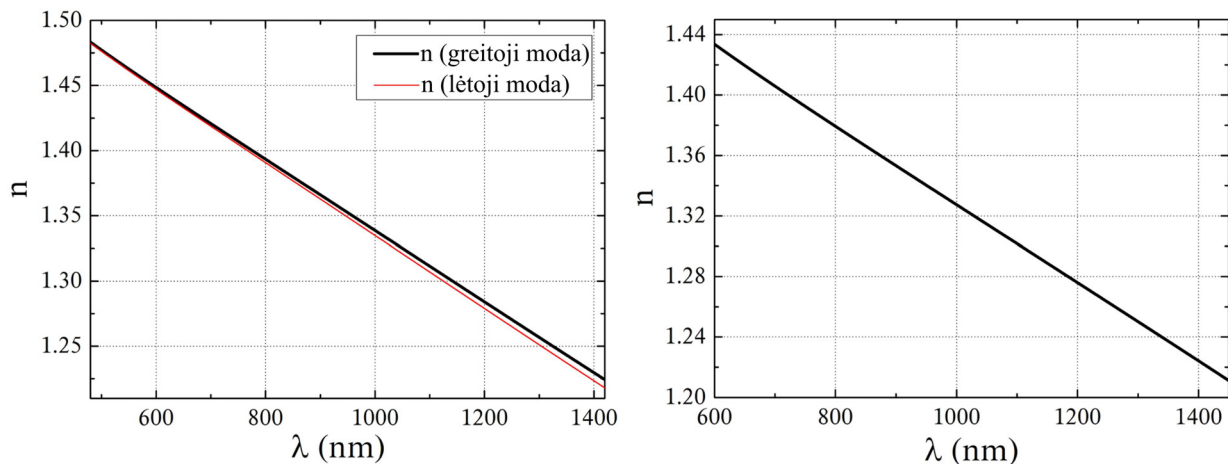


2.4 pav.: CCD kamera užfiksuotas interferencinių žiedų dalinio vaizdo ir atitinkamo skaitinio modeliavimo rezultatų pavyzdžiai: (a) and (b) – užfiksuoti gretimų išilginių lazerio modų interferencinių žiedų daliniai vaizdai atitinkantys fazės poslinkį nuo konstruktyvios į destruktivią interferenciją; (c) and (d) – atitinkamas skaitinio modeliavimo rezultatas.

rezultatus. Pagrindinis skirtumas yra pastebimai mažesnis eksperimentinių vaizdų kontrastas. Tai lemia nedidelis Fabri-Pero etaloną pasiekiančios šviesos erdvinis netolygumas ir pašalinė šviesa.

Buvo atlikti matavimai su 14,5 cm ir 37,1 cm ilgio PI FKŠ ir nustatyti tokie faziniai modos lūžio rodikliai: $n_{PCF}(fast)=1,4393\pm 0,0007$, $n_{PCF}(slow)=1,4376\pm 0,0007$. Reikia atkreipti dėmesį, kad fazinis lūžio rodiklis greitajai modai yra didesnis nei lėtajai, tačiau grupiniams lūžio rodikliams (pagal kurių vertes apibrėžiama, kuri poliarizacinė moda yra lėtoji, o kuri greitoji) situacija yra priešinga. Akivaizdu, kad esant pakankamam matavimo tikslumui (jį šiuo atveju labiausiai lemia ΔL_{CP} matavimo tikslumas), šis metodas gali išskirti statmenų poliarizacinių modų fazinius lūžio rodiklius. Nedvejopalaūžiai FKŠ, naudoti matavimuose, buvo 12,1 cm ir 44,8 cm ilgio. Nustatyta fazinio modos lūžio rodiklio vertė yra $n_{PCF}=1,4244\pm 0,0007$. Eksperimentų metu nustatytos vertės labai gerai atitinka teoriškai apskaičiuotas vertes: PI FKŠ $n_{fast}=1,4397$, $n_{slow}=1,4396$, o nedvejopalaūžiam FKŠ $n=1,44$. Taip pat reiktų paminėti, kad iš principo nėra jokių ribojimų šio metodo taikymui bet kokių optinių elementų fazinio lūžio rodiklio nustatymui.

Jei naudojamas tinkamas nuolatinės veikos derinamo dažnio lazerinės spinduliuotės šaltinis (pvz. optinis parametrinis generatorius), šiuo metodu galima išmatuoti fazinio modos lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio. Kita vertus, galima pasinaudoti jau išmatuota GVD bei grupinio lūžio rodiklio dispersija ir, atitinkamas vertes įstačius į 2.2 lygtį, tokiu būdu apskaičiuoti fazinio modos lūžio rodiklio dispersiją (2.5 pav.). Iš rezultatų matoma, kad fazinis lūžio rodiklis abiem atvejais mažėja didėjant bangos ilgiui. Tai galima paaiškinti tuo, kad FKŠ modos dydis didėjant



2.5 pav.: Apskaičiuota tiriamų FKŠ fazinio modos lūžio rodiklio dispersija: kairėje – PI FKŠ; dešinėje – nedvejopalaužiam FKŠ.

bangos ilgiui taip pat didėja ir vis didesnė tampa oro mikrostruktūrų srities įtaka bangolaidinėms FKŠ savybėms, taigi fazinis lūžio rodiklis mažėja.

2.3 Išvados

Pristatyti tirtų fotoninių kristalų šviesolaidžių fundamentinės modos grupinio lūžio rodiklio matavimo rezultatai ir, mūsų žiniomis, pirmasis eksperimentinis metodas FKŠ modos faziniam lūžio rodikliui matuoti. Jis remiasi fazės poslinkio tarp gretimų interferuojančių nuolatinės veikos lazerio išilginių modų, atitinkančio perėjimą nuo konstruktyvios į destruktivią interferenciją, analize. Buvo aptarta, kad būtina sąlyga šio metodo teisingam veikimui yra tai, kad turi būti stebimas fazės poslinkis tos pačios interferencinės eilės išilginėms modoms – jos turi tenkinti sąlygą: $\varphi(\lambda_2, L_{cp}) - \varphi(\lambda_1, L_{cp}) < 2\pi$. Reikia pabrėžti, kad pademonstruotas metodas iš esmės gali būti taikomas bet kokių optinių elementų fazinio lūžio rodiklio matavimams. Naudojant tinkamą nuolatinės veikos derinamo dažnio lazerinės spinduliuotės šaltinį (pvz. optinį parametrinį generatorių), šiuo metodu galima nustatyti fazinio lūžio rodiklio dispersiją. Visgi, šiame skyriuje pademonstruota alternatyva: panaudojant grupinio lūžio rodiklio matavimo ir ankstesniame skyriuje atliktų GVD matavimų duomenis, parodyta, kad, remiantis 2.2 lygtimi, galima apskaičiuoti tiriamų FKŠ fazinio lūžio rodiklio dispersiją. Paprastas eksperimento realizavimas, santykinai didelis tikslumas rodo, kad pademonstruotas FKŠ modos fazinio lūžio rodiklio matavimo metodas yra perspektyvi alternatyva teoriniam FKŠ modos fazinio lūžio nustatymo metodui.

Superkontinuumo generacijos poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimas naudojant faziškai moduluotus kaupinimo impulsus

Šio skyriaus medžiaga publikuota A3 bei AP2 ir pristatyta C3 bei C6.

Kaip minėta įžangoje, superkontinuumo generacija naudojant faziškai moduluotus femtosekundinius impulsus iki šiol yra aptarta tik keliuose daugiausia teoriniuose straipsniuose [34–43]. Šiame skyriuje pristatomas superkontinuumo generacijos PI FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais tyrimas naudojant faziškai moduluotus femtosekundinius impulsus. Analizei pasitelkti ne tik įprasti spektrų matavimai bet ir skaitinio modeliavimo bei eksperimentinių matavimų XFROG metodu duomenys.

3.1 Skaitinis modelis

Skaitiniam modeliavimui pasitelktas įprastas modelis, kai sąveikauja tik fundamentinės statmenos poliarizacinės FKŠ modos. Svarbu paminėti, kad skaičiavimuose naudoti eksperimentų metu gauti fotoninių kristalų šviesolaidžio GVD duomenys. Skaitinis modeliavimas atliktas sprendžiant apibendrintąją netiesinę Šrėdingerio lygtį (GNLSE) lėtajai ir greitajai poliarizacinėms modoms:

$$\frac{\partial S_S}{\partial z} = -i(\beta_S - \hat{\beta}_0)S_S - i\gamma_S \int_{-\infty}^{\infty} dt' e^{-i\Omega t'} A_S(t') I_e(t'), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial S_F}{\partial z} = -i(\beta_F - \hat{\beta}_0)S_F - i\gamma_F \int_{-\infty}^{\infty} dt' e^{-i\Omega t'} A_F(t') I_e(t'), \quad (3.2)$$

kur A_j yra elektrinio laukio stiprio amplitudė, S_j – spektrinė amplitudė susieta su A_j per Furjė transformaciją, β_j – bangos skaičius, γ_j netiesinės sąveikos koeficientas j modai: $\gamma_j = \frac{\chi^{(3)}\beta_j}{2n_j^2}$, $j=S,F$. Į poliarizacinių modų sąveiką yra atsižvelgiama per efektinę intensyvumą:

$$I_{\text{eff}}(t) = (1 - f_R)I(t) + f_R \int_0^{\infty} g_R(\tau)I(t - \tau)d\tau, \quad (3.3)$$

$$I(t) = |A_S(t)|^2 + |A_F(t)|^2. \quad (3.4)$$

Čia $\hat{\beta}_0$ yra atraminis bangos skaičius, kurį šiuo atveju patogų apibrėžti kaip:

$$\hat{\beta}_0 = \frac{1}{2}(\beta_S(\omega_0) + \beta_F(\omega_0)) + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{d\beta_S}{d\omega} \right)_{\omega_0} + \left(\frac{d\beta_F}{d\omega} \right)_{\omega_0} \right) \Omega, \quad \Omega = \omega - \omega_0. \quad (3.5)$$

GNLSE įskaitomi Kero efektas ir priversinė Ramano sklaida, kurios atsako funkcija apibrėžiama taip:

$$g_R(\tau) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2^2} \sin(t/\tau_1) e^{-t/\tau_2}, \quad (3.6)$$

joje naudojamos tipinės konstantų vertės: $f_R = 0,18$, $\tau_1 = 12,2$ fs, $\tau_2 = 32$ fs [16]. Šiame modelyje kaupinimo impulsų fazinė moduliacija įskaitoma pradinėse sąlygose jų amplitudės išraiškoje:

$$A_j(t) = A_0 \exp \left[-\frac{t^2}{t_0^2} (1 + i\Gamma) \right], \quad j=S,F. \quad (3.7)$$

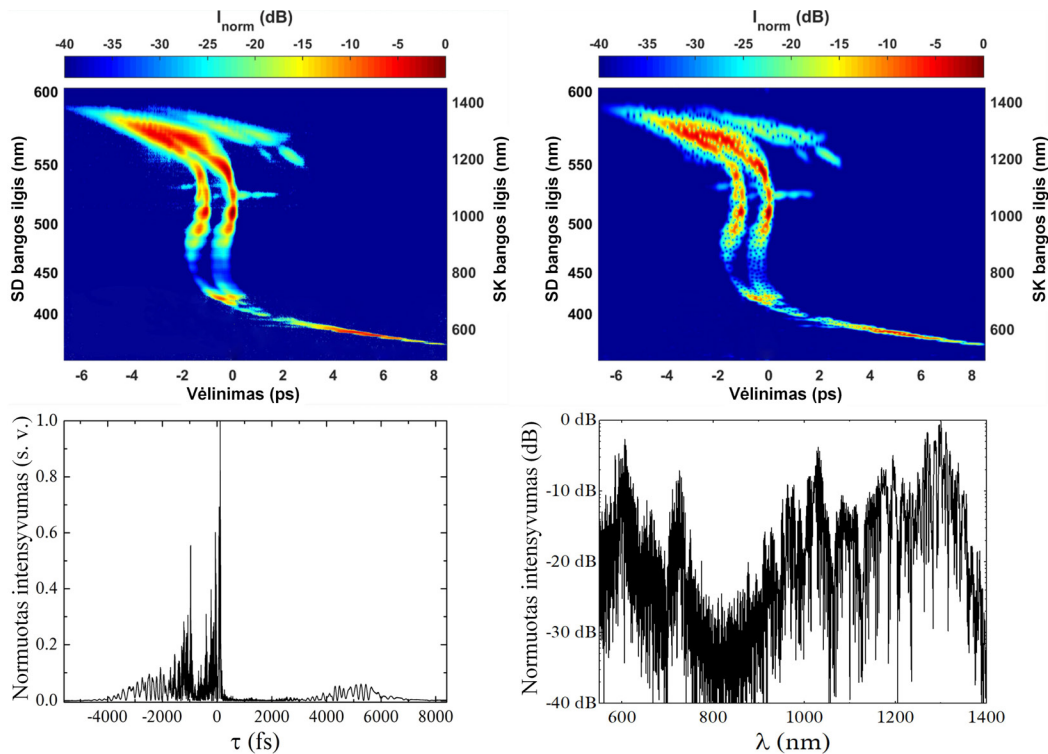
čia Γ yra fazinės moduliacijos parametras. $\Gamma=0$ atitinka spektriškai ribotų impulsų atvejį.

3.2 Superkontinuumo generacija spektriškai ribotų femtosekundinių kaupinimo impulsų atveju

Superkontinuumo, generuoto PI FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai, X-frogograma bei atstatyta laikinė charakteristika ir spektras pateikti 3.1 pav. Prieš nagrinėjant analizės rezultatus, būtina pažymėti, kad ruošiantis matavimams ir apdorojant duomenis reikėjo išspręsti kelias problemas. Pirma, atsizvelgiant į tai, kad mikroskopo objektyvo medžiaga suteikia kaupinimo impulsams teigiamą fazinę moduliaciją, buvo nustatytas jos dydis ir į matavimo schemą (1.2 pav.) papildomai įdėta pora SF11 stiklo dispersinių prizmių, kuriomis buvo kompensuota mikroskopų objektyvų įnešama fazinė moduliacija. Dėl papildomų optinių elementų atsirado ir papildomi nuostoliai, todėl maksimali kaupinimo impulsų energija buvo mažesnė $E_p=8,61$ nJ. Antra, kaupinimo impulsų FROG analizei naudotos programos („FROG“ 3.2.4 versija, *Femtsoft*) maksimalus tinklelio dydis (vėlinimų ir dažnių verčių, kurios susietos per Furjė transformaciją laukas) buvo per mažas eksperimente išmatuotos X-frogogramos analizei, todėl buvo parašyta ir naudojama nauja (*Matlab* kodo) XFROG analizės programa, kuri naudojo dinaminį dažnių intervalo parinkimą. Dar viena labai svarbi problema yra, tai, kad, be įprastos spektrogramos intensyvumo korekcijos dėl nevienodo spektrometro spektrinio jautrio, būtina atlikti papildomą pamatuotos X-frogogramos intensyvumo korekciją dėl nevienodų suminio dažnio generavimo efektyvumo (dėl fazinio sinchronizmo sąlygų) skirtingiems superkontinuumo spektro komponentams. 3.1 pav. ir toliau pateiktuose XFROG matavimų rezultatuose visos išvardintos korekcijos buvo atliktos.

Nagrinėjant XFROG analizės rezultatus galima išskirti kelis svarbius bruožus:

- Išmatuota ir atstatyta X-frogogramos iš esmės yra vienodos, tačiau akivaizdu, kad atstatyta X-frogograma turi mažų šiek tiek skirtingo dydžio taškelių raštą. Šis efektas taip pat buvo stebėtas ir kitų grupių [71, 72]. Labiausiai tikėtina,

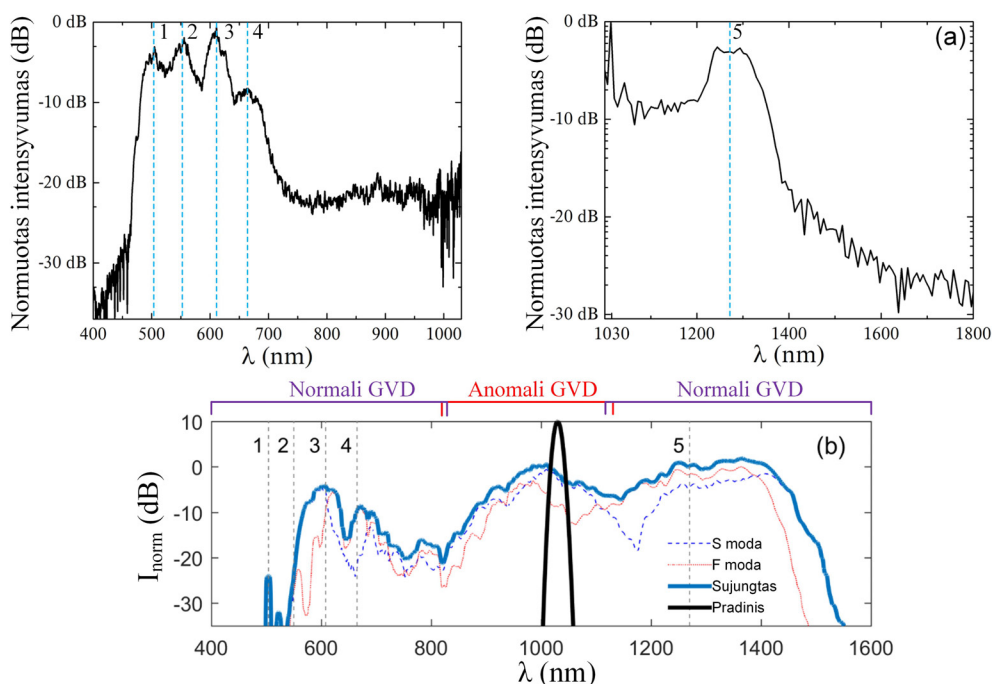


3.1 pav.: XFROG analizės rezultatai maksimalios kaupinimo impulsų energijos atveju: išmatuota (kairėje viršuje) ir atstatyta (dešinėje viršuje) X-frogogramos; atstatyta laikinė (kairėje apačioje) ir spektrinė (dešinėje apačioje) charakteristikos. Kairioji ašis viršutiniuose paveikslėliuose žymi suminių dažnį, dešinioji ašis – apskaičiuotą atitinkamą superkontinuumo bangos ilgį.

kad tai yra XFROG analizės algoritmo artefaktas, atsirandantis atliekant itin plataus spektro signalo Furjė transformaciją.

- Atstatytas superkontinuumo spektras pakankamai gerai atitinka atskirai spektrometru išmatuotą spektrą (žr. 3.2 pav. viršuje), bet matoma smulki spektro struktūra.
- Iš X-frogogramų aiškiai matoma, kad statmenų poliarizacinių modų generuojami superkontinuumo spektrai šiek tiek skiriasi.
- Laikinė superkontinuumo charakteristika turi du didelės amplitudės santykinai siaurus darinius, pasižyminčius smulkia struktūra, ir daug mažos amplitudės išplitusių laike darinių. Atsižvelgiant į dispersines mūsų FKŠ charakteristikas, galima teigti, kad du didelės amplitudės dariniai atitinka statmenų poliarizacinių modų solitonus, o mažos amplitudės išplitę laike dariniai yra dispersinės bangos.

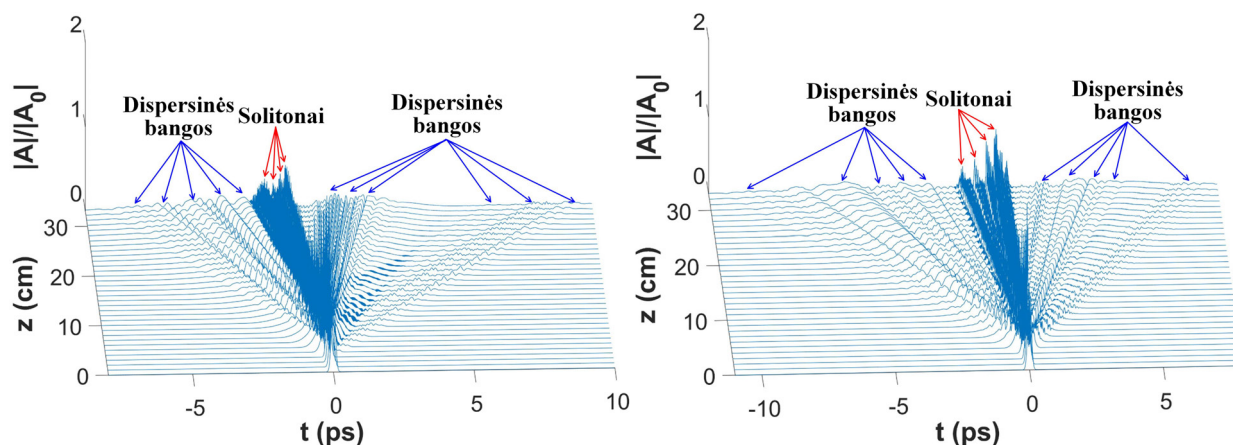
Daugiau informacijos apie superkontinuumo generaciją gauta atlikus skaitinį modeliavimą. Spektrometru išmatuoti ir sumodeliuoti spektrai abejoms poliarizacinėms FKŠ modoms palyginti 3.2 pav. Pirmas ir svarbiausias skaitinio modeliavimo rezultatas yra tai, kad statmenas poliarizacines modas atitinkantys superkontinuumo



3.2 pav.: Superkontinuumo spektrai generuoti FKŠ esant spektriškai ribotiems kaupinimo impulsams: (a) – eksperimentiniai spektrai; (b) – skaitinio modeliavimo metu gauti spektrai esant tokiems parametrms: $\tau_S = \tau_F = 110$ fs (FWHM), $E_S = E_F = 0,5$ nJ, $L=33$ cm.

spektrai šiek tiek skiriasi. Be abejo, tai susiję su tuo, kad statmenoms poliarizacinėms modoms šiek tiek skiriasi FKŠ dispersinės savybės. Lyginant eksperimentinius ir sumodeliuotus spektrus matyti, kad jie kažkiek skiriasi. Galima sutapatinti charakteringas eksperimentinių spektrų smailes (pažymėtas 1-5) su atitinkamomis greitosios ar lėtosios modų smailėmis: 1 ir 2 smailės matomos greitosios modos teoriniame spektre, o 3-5 smailės – abejų modų teoriniuose spektruose. Taip pat matyti, kad teorinio superkontinuumo spektro ilgabangė riba yra apie 100 nm toliau nei matuojama eksperimente. Ši ir ankstesnius neatitikimus labiausiai lėmė tai, kad negalėjome patikimai įvertinti FKŠ nuostolių.

Sumodeliuota laikinė superkontinuumo evoliucija (3.3 pav.) iš esmės atitinka XFROG matavimų rezultatus. Modeliavimo rezultatai rodo, kad per pirmus kelis sklidimo centimetrus dėl anomalous FKŠ grupinių greičių dispersijos kaupinimo impulso spektro srityje susiformuoja solitonai, kuris po to skyla į daug fundamentinių solitonų (santykinai aukštos amplitudės siaurų smailių 3.3 pav.) ir tuo pačiu metu dalį energijos praranda spinduliuodamas dispersines bangas (mažos amplitudės laike išplitę dariniai 3.3 pav.). Visa tai vyksta praktiškai viename taške po 3 cm sklidimo FKŠ. Aukštesnės eilės solitono skilimo taškas atitinka staigaus spektro plitimo tašką (žr. 1.1 pav. kairėje). Tai patvirtina ir eksperimentiniai stebėjimai: vizualiai stebimas skilimo taškas (kai FKŠ staiga „nušvinta“ baltai) yra maždaug 5 mm atstumu nuo FKŠ pradžios – neatitikimas tarp modeliavimo ir eksperimento susijęs su tuo, kad modeliuojant negalėjome tiksliai įvertinti FKŠ nuostolių. Kitas XFROG eksperimento



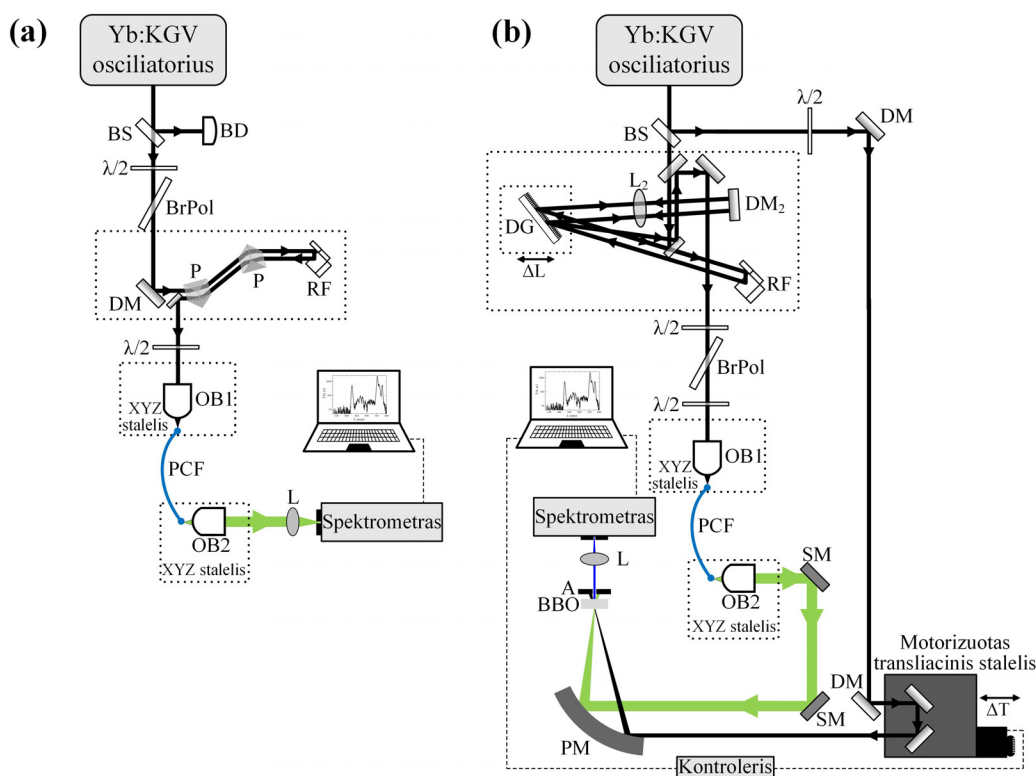
3.3 pav.: Superkontinuumo laikinė evoliucija sklindant FKŠ: kairėje – greitoji polarizacinė moda, dešinėje – lėtoji polarizacinė moda.

rezultatus patvirtinantis faktas yra tai, kad dispersinės bangos spinduliuojamos abejomis laiko kryptimis. Atsižvelgiant į FKŠ dispersines charakteristikas (1.6 pav. ir 2.2 pav.) galima tvirtinti, kad pirmiau (lyginant su solitonais) esančios dispersinės bangos pagal XFROG matavimo rezultatus atitinka ilgabangius superkontinuumo spektro komponentus, o atsiliekančios (lyginant su solitonais) dispersinės bangos – trumpabangius. Sumodeliuota evoliucija atspindi tai, kad naudojamas FKŠ turi du ZDW: dispersinių bangų generacija vyrauja normalios GVD srityje, o solitonų formavimasis ir skilimas vyksta anomalios GVD srityje.

3.3 Superkontinuumo generacija faziškai moduluotų femtosekundinių kaupinimo impulsų atveju

Superkontinuumo generacijos FKŠ tyrimų faziškai moduluotų femtosekundinių impulsų atveju buvo naudotos 3.4 pav. parodytos eksperimentinės schemas. Pirmojoje schemeje kaupinimo impulsų fazės moduliavimui pasirinkta dispersinių prizmių pora, o antrojoje schemeje, kuri naudota XFROG matavimams, – difrakcinės gardelės spaustuvai/plėstuvai. Difrakcinės gardelės spaustuvo/plėstuvo privalumas yra galimybė suteikti gerokai didesnę fazinę moduliaciją ir tai, kad, pakeitus lęšio L_2 padėtį (kuriuo ir reguliuojama fazinė moduliacija), nereikia iš naujo derinti eksperimento schemas. Visgi, mūsų naudotos aliumininės Ešelė (angl. k. Echelle grating) tipo difrakcinės gardelės su 1200 mm^{-1} konstanta, nuostoliai buvo labai dideli (po 4 atspindžių nuo gardelės likdavo tik 25,5% pradinės energijos), todėl papildomai buvo atlikti eksperimentai su dispersinių prizmių pora.

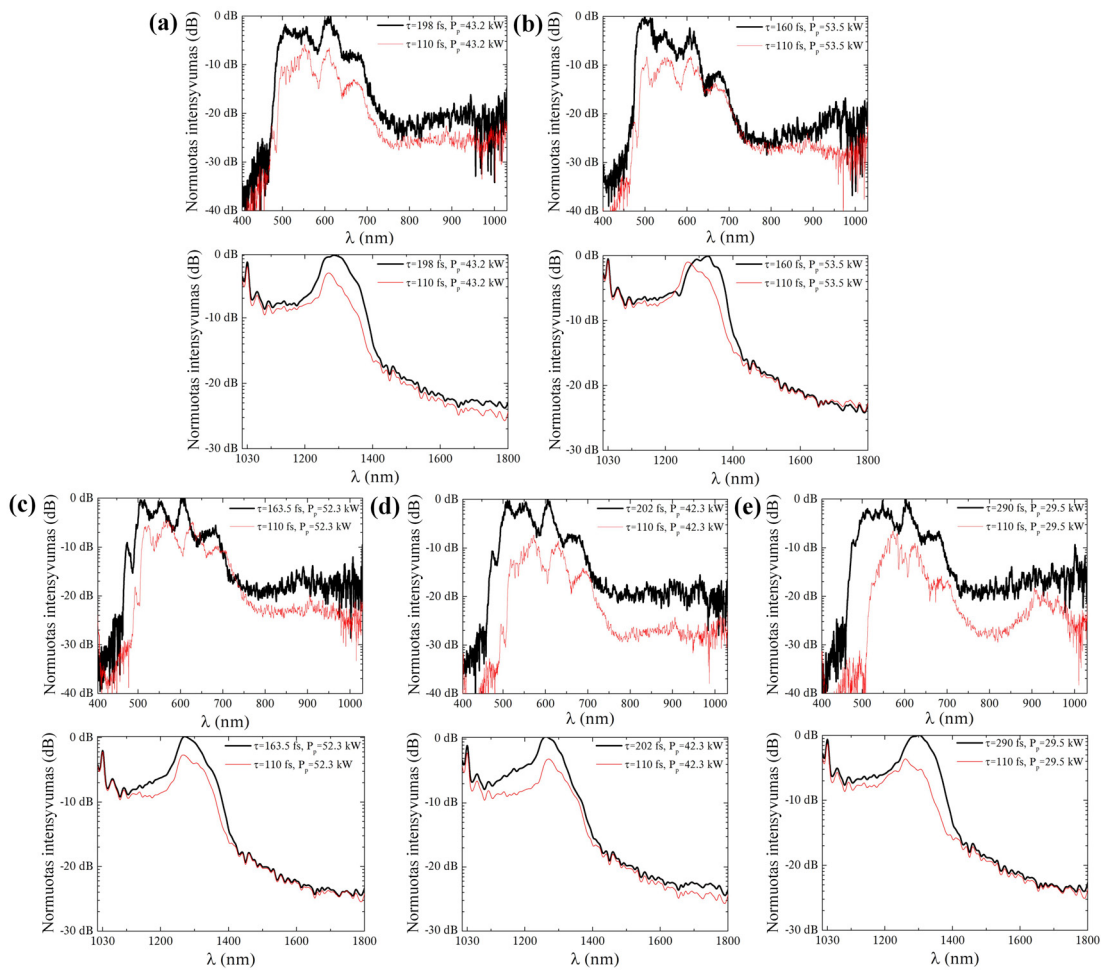
Taip pat svarbu paminėti dar kelis dalykus. Pirma, kaupinimo impulsų fazinę moduliaciją mūsų eksperimentuose matuojama kaip grupinio vėlinimo dispersijos



3.4 pav.: Superkontinuumo generacijos naudojant faziškai moduluotus femtosekundinius kaupinimo impulsus eksperimentinės schemas: (a) – spektrų matavimo schema, kurioje impulsų fazės moduliavimui naudojama dispersinių prizmių pora; (b) - XFROG matavimo schema, kurioje impulsų fazės moduliavimui naudojamas vienos difrakcinės gardelės spaustuvas/plėstuvai. Papildomi žymėjimai: BD – pluošto gaudyklė; P – dispersinė prizmė; RF – retroreflektorius; DG – difrakcinė gardelė; L_2 – $f=150$ mm lęšis; DM_2 – didelio atspindžio 1030 nm bangos ilgiui 0° kampu dielektrinis veidrodis.

(GDD) kiekis, reikalingas tokiam faziškai moduluotam impulsui suspausti. Antra, kiekvienu atveju fazinė moduliacija buvo įvertinama matuojant faziškai moduluotų impulsų trukmes daugiašviu autokoreliatoriumi (*Geco, Šviesos Konversija*) ir apskaičiuojant atitinkamą GDD. Trečia, faziškai moduluoto kaupinimo superkontinuumo spektrai (X-frogogramos) buvo lyginami su atitinkamais tos pačios smailinės galios spektriškai riboto kaupinimo superkontinuumo spektrais (X-frogogramomis): tai, mūsų manymu, yra korektiškiausias rezultatų lyginimas. Ketvirta, matuojant X-frogogramas šiuo atveju buvo pasirinkta kaupinimo spinduliuotės poliarizaciją orientuoti pagal vieną poliarizacinę FKŠ ašį: taip buvo siekiama supaprastinti analizę.

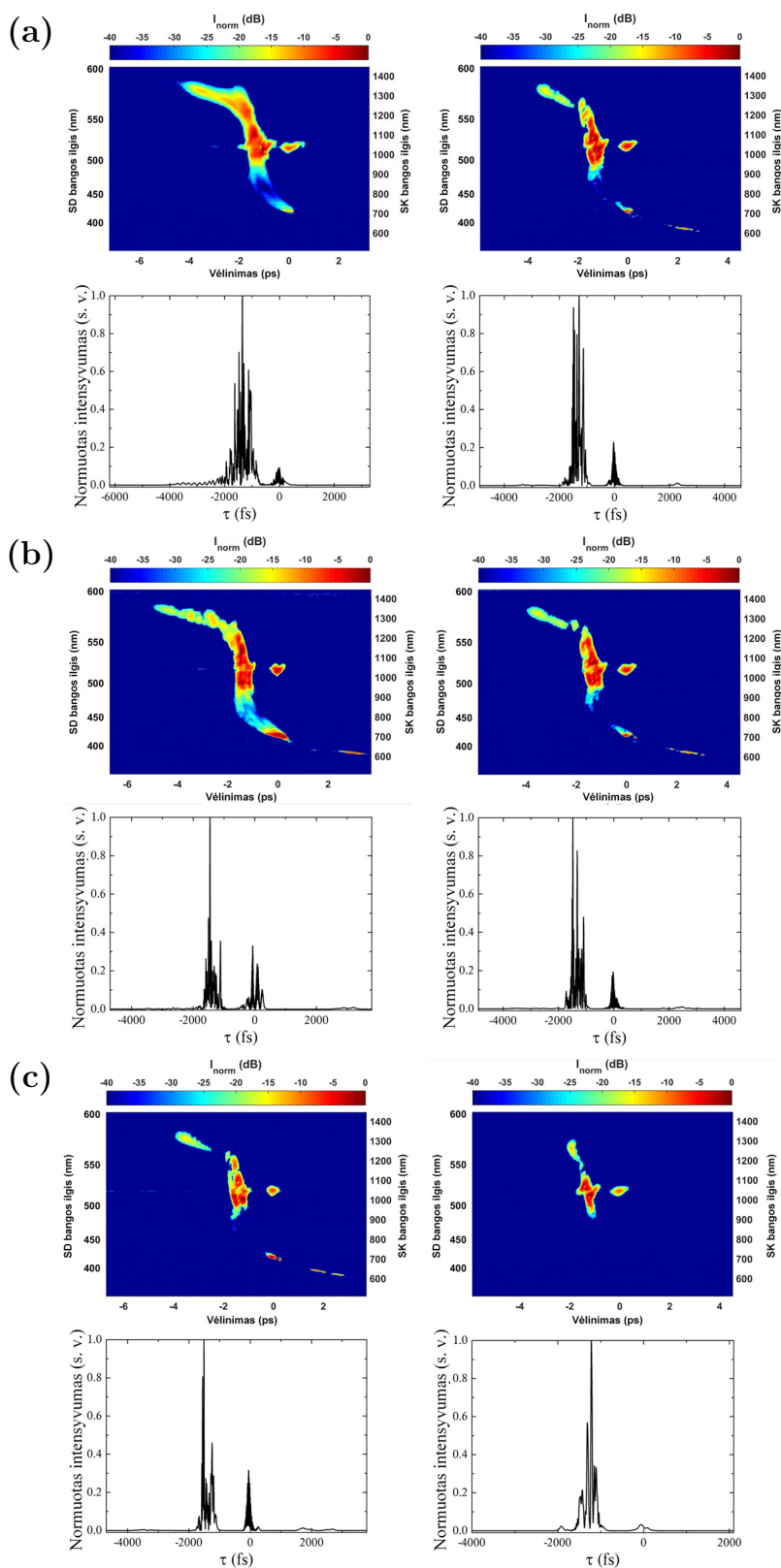
Faziškai moduluoto kaupinimo superkontinuumo spektrai, kai buvo naudotos dispersinės prizmės esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai, ir atitinkami spektriškai riboto kaupinimo superkontinuumo spektrai pateikti 3.5 pav. Rezultatai rodo, kad kaupinimo impulsų fazinė moduliacija keičia superkontinuumo spektrą: 1) spektro plotis faziškai moduluotų impulsų atveju yra platesnis nei atitinkamų spektriškai ribotų impulsų atveju; 2) Spektro plėtimasis teigiamos GDD atveju



3.5 pav.: Superkontinuomo, generuoto naudojant čirpuotus maksimalios energijos (8,61 nJ) femtosekundinius impulsus spekrai (stora juoda linija) bei atitinkami spektriškai ribotų kaupinimo impulsų superkontinuomo spektrai (plona raudona linija): (a) – $GDD=-6544 \text{ fs}^2$, (b) – $GDD=-4609 \text{ fs}^2$, (c) – $GDD=4802 \text{ fs}^2$, (d) – $GDD=6715 \text{ fs}^2$, (e) – $GDD=10640 \text{ fs}^2$.

didėja didėjant GDD; 3) neigiamos GDD atveju stebimas labai nežymus spektro plėtėjimas; 4) superkontinuomo spektro forma abiem atvejais iš principo yra ta pati, bet charakteringos smailės yra šiek tiek pasislinkusios, tai ryškiausiai matosi teigiamos GDD atveju.

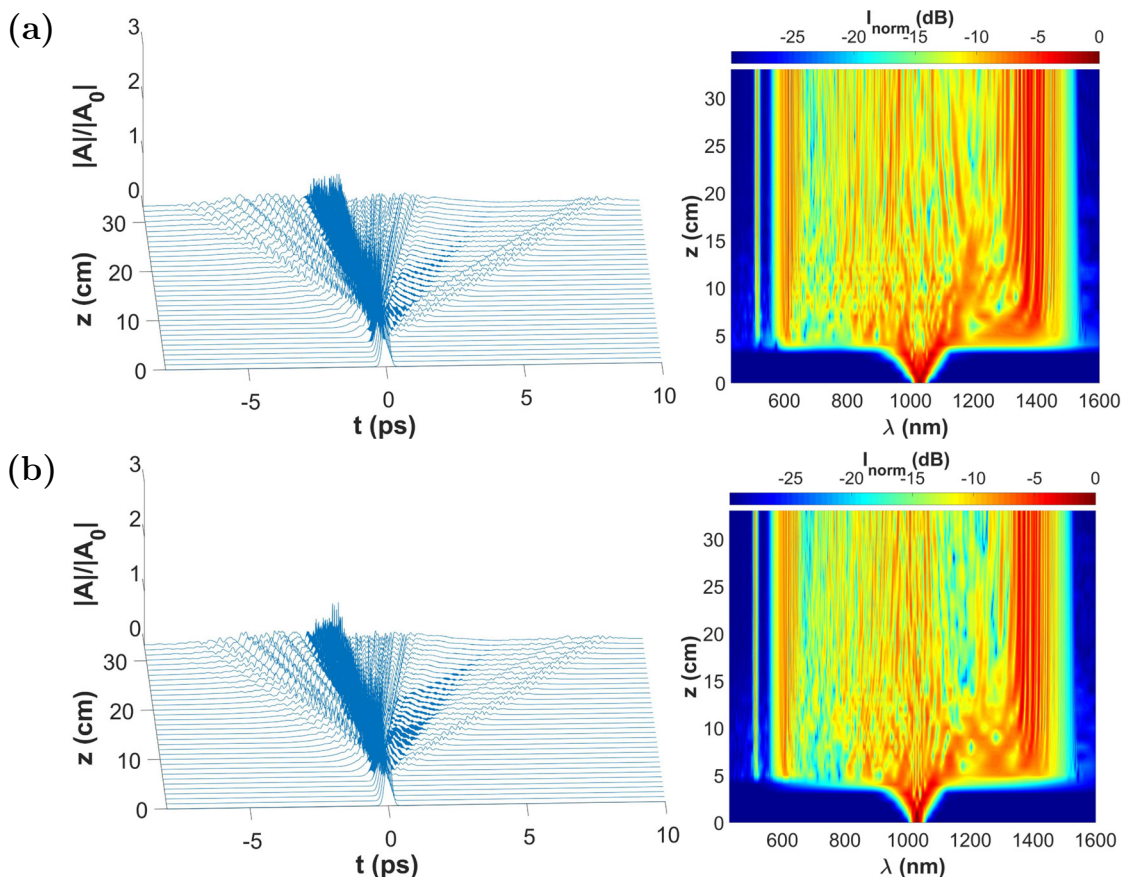
XFROG analizės rezultatai (3.6 pav.) rodo, kad kaupinimo impulsų fazinė moduliacija keičia ne tik spektrą, bet ir laikinę charakteristiką. Keičiasi tiek solitoninė, tiek su dispersinėmis bangomis susijusi laikinės charakteristikos dalis. Svarbu pastebėti, kad dėl minėtų didelių difrakcinės gardelės nuostolių, maksimali XFROG matavimuose analizuoto superkontinuomo kaupinimo impulsų energija buvo tik 2,2 nJ, todėl negalima atstatyti spektrų tiesiogiai lyginti su dispersinių prizmių matavimo rezultatais. Kaupinimo impulsų fazinės moduliacijos įtaka superkontinuomo generacijos procesui šiuo atveju (kai kaupinimo impulsų centrinis bangos ilgis yra anomalios



3.6 pav.: Superkontinuumo XFROG analizės rezultatai faziškai moduluotų (kairėje) bei spektriškai ribotų (dešinėje) kaupinimo impulsų esant tai pačiai smailinei galiai atvejais: viršutinėje eilėje – išmatuota X-frogograma; apatinėje eilėje – atstatyta laikinė charakteristika. (a) $GDD = -7510 \text{ fs}^2$; (b) $GDD = 6150 \text{ fs}^2$, (c) $GDD = 18650 \text{ fs}^2$.

GVD srityje) pasireiškia pradinėje solitono formavimosi stadijoje, o tai netiesiogiai daro įtaką vėlesniems solitono skilimo ir dispersinių bangų generacijos procesams.

Tokių paaiškinimą kokybiškai patvirtina skaitinio modeliavimo rezultatai, pateikti 3.7 pav. Atidžiai pažvelgus į pradinę evoliucijos etapą matyti, kad faziškai



3.7 pav.: Superkontinuumo greitosios poliarizacinės modos evoliucija sklindant FKŠ, kai kaupinimo impulsai yra faziškai moduluoti: (a) – 6000 fs^2 , (b) – -6000 fs^2 . Kairėje – laikinės charakteristikos evoliucija, dešinėje – spektro evoliucija.

moduluotų kaupinimo impulsų atveju sklidimo atstumas iki solitono skilimo (staigaus spektro plitimo) stadijos yra didesnis nei spektriškai ribotų kaupinimo impulsų atveju (3.3 pav. kairėje). Tai galiausiai lemia šiek pakitusią tolesnę laikinę bei spektrinę superkontinuumo evoliuciją.

3.4 Išvados

Pristatyti superkontinuumo generacijos PI FKŠ su dviem ZDW naudojant faziškai moduluotus ar spektriškai ribotus femtosekundinius kaupinimo impulsus tyrimo rezultatai. Nustatyta, kad statmenos poliarizacinės FKŠ modos generuoja šiek tiek skirtingus superkontinuumus – skiriasi tiek jų spektrai, tiek laikinės charakteristikos. Mūsų FKŠ turinčio du ZDW atveju dispersinių bangų generacija yra

atsakinga už ilgabangių ir trumpabangių spektro komponentų atsiradimą, nes tose spektrinėse srityse FKŠ grupinių greičių dispersija yra normali. Tai lemia FKŠ dispersiniai parametrai. Kitas svarbus rezultatas – nustatyta, kad kaupinimo impulsų fazinė moduliacija, kai kaupinimo impulsų centrinis bangos ilgis yra anomalios GVD srityje, turi įtakos superkontinuumo generacijos procesui ir keičia tiek spektrą, tiek laikinę charakteristiką. Skaitinio modeliavimo rezultatai rodo, kad femtosekundinio kaupinimo fazinė moduliacija veikia pradinį solitono formavimosi etapą ir netiesiogiai daro įtaką vėlesniems solitono skilimo ir dispersinių bangų generacijos procesams.

Superkontinuumo generacijos poliarizaciją išlaikančiame fotoninių kristalų šviesolaidyje tyrimas naudojant subnanosekundinius kaupinimo impulsus

Šio skyriaus medžiaga publikuota A1 bei AP1 ir pristatyta C1, C2 bei C8.

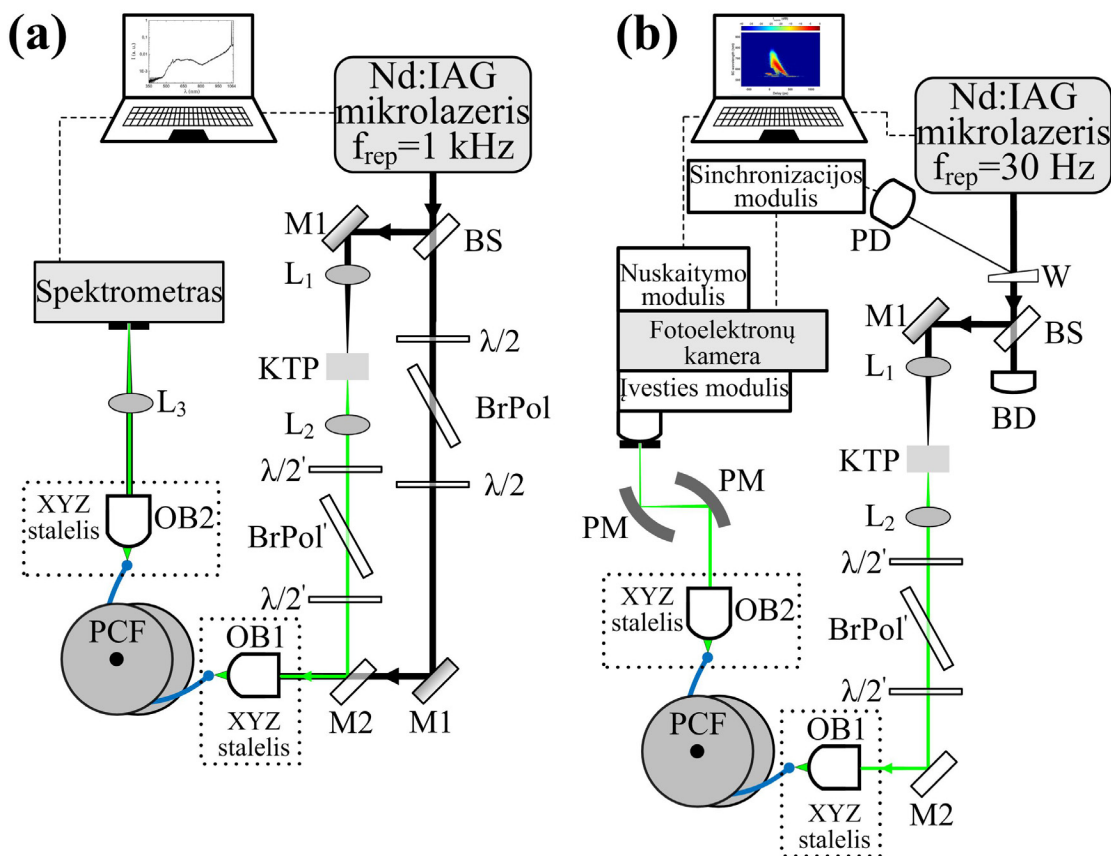
Šiame skyriuje pristatomas superkontinuumo generacijos PI FKŠ, turinčiame du nulinės dispersijos bangos ilgius, tyrimas kaupinimui naudojant subnanosekundinius impulsus. Superkontinuumo analizei pasitelkiami spektro matavimai, fotoelektronų kamera (angl. k. streak camera) bei skaitinio modeliavimo rezultatai.

4.1 Eksperimento schema

Subnanosekundinio superkontinuumo generacijos ir tyrimo schemos pateiktos 4.1 pav. Pirmoji (a) eksperimento schema naudojama superkontinuumo generacijos tyrimui matuojant jo spektrą. Kaupinimo šaltinis yra moduluotos kokybės veikos Nd:YAG mikrolazeris generuojantis $\lambda_p=1064$ nm $E_p=50$ μ J $\tau=300$ ps impulsus 1 kHz pasikartojimo dažniu. Kai atliekami eksperimentai su antrąja harmonika, dalis kaupinimo spindulių nuvedama į 12 mm storio kalio titanil fosfato (KTP) kristalą, išpjautą $\theta=90^\circ$ and $\phi=23.5^\circ$ kampais II tipo faziniam sinchronizmui ir padengtam skaidrinančia danga 1064 nm ir 532 nm bangos ilgiams. Superkontinuumo generacijai naudotas tas pats PI FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais, tačiau naudota 15 m ilgio FKŠ: didelis netiesinės terpės ilgis šiuo atveju kompensuoja nedidelę smailinę kaupinimo impulsų galią, taip įgalindamas efektyvią superkontinuumo generaciją.

Labai svarbu paminėti, kad šiuo atveju maksimalią kaupinimo impulsų galią riboja FKŠ medžiagos optinis pažeidimas: R į 1 metodu pamatuoti vidutiniai lazerio indukuoto pažeidimo slenksčiai (LIDT) 1064 nm ir 532 nm bangos ilgiams buvo atitinkamai 4,5 μ J ir 3,5 μ J.

Antroji (b) schema buvo naudojama tiesioginiams superkontinuumo spektrogramų matavimams su fotoelektronų kamera (*Hamamatsu C5680*). Matavimuose buvo naudojamas greitaegis vienetinio nuskaitymo modulis (*Hamamatsu M5676*): vieno kadro metu buvo tik vienas nuskaitymas, o vieno matavimo metu buvo fiksuojama 15000 kadro. Vienetinio nuskaitymo modulio (angl. k single sweep unit) naudojimas lėmė, kad kaupinimo lazerio pasikartojimo dažnis turėjo būti sumažintas iki 30 Hz. Nd:YAG mikrolazerio veikiančio 30 Hz pasikartojimo dažniu generuojamų impulsų trukmė yra 170 ps. Laikinė fotoelektronų kameros skyra tokiaime veikimo režime yra 10 ps. Deja, fotoelektronų kameros fotokatodo spektrinio jautrio sritis buvo 200 nm – 900 nm srityje, taigi teisingi matavimai galėjo būti atlikti tik superkontinuumui



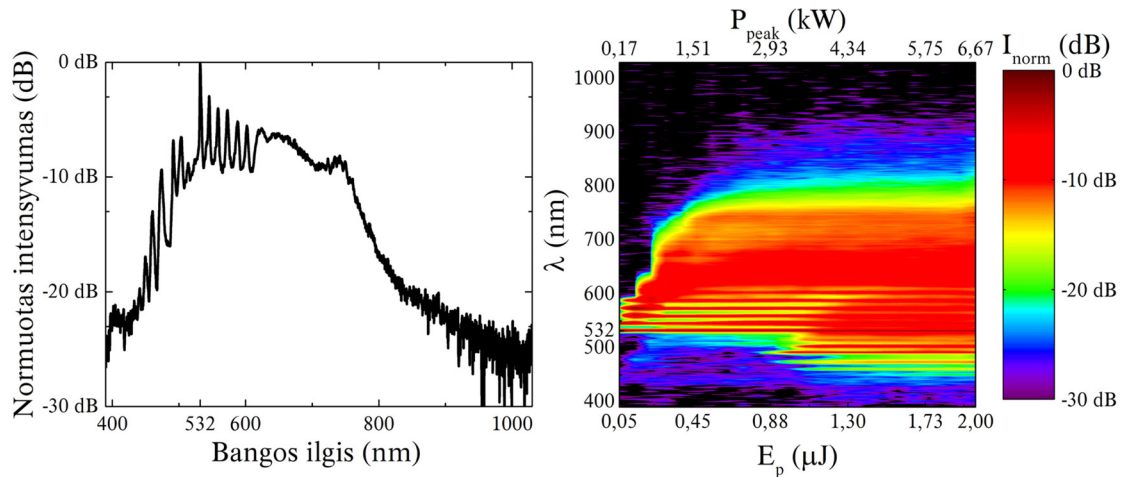
4.1 pav.: Superkontinuumo tyrimo naudojant subnanosekundinius kaupinimo impulsus schemas: (a) – schema spektrų matavimui; (b) – fotoelektronų kameros matavimų schema.

Papildomi žymėjimai: W – pleištas; PD – fotodiodas; M1 – didelio atspindžio 1064 nm bangos ilgiui 45° kampu dielektrinis veidrodis; M2 – didelio atspindžio 532 nm ir didelio pralaidumo 1064 nm bangos ilgiui 45° kampu dielektrinis veidrodis; L₁, L₂, L₃ – lęšiai; λ/2, λ/2' – pusbangės plokštelės atitinkamai 1064 nm bei 532 nm bangos ilgiams, BrPol, BrPol' – Briusterio tipo poliarizatoriai atitinkamai 1064 nm bei 532 nm bangos ilgiams, KTP – kalio titanil fosfato kristalas.

generuotam kaupinant antrąją Nd:YAG mikrolazerio harmoniką (532 nm). Taip pat reikia paminėti, kad, siekiant apsaugoti fotoelektronų kamerą nuo per didelio spinduliuotės intensyvumo, buvo naudojamas HC13 tipo filtras.

4.2 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas

Superkontinuumas kaupinant 532 nm bangos ilgio spinduliuote. Superkontinuumo generacijai kaupinimo antrąją Nd:YAG harmoniką atveju buvo naudojama maksimaliai 2 μJ energijos impulsai. Generuoto superkontinuumo spektras pavaizduotas 4.2 pav. (kairėje). Spektras išplinta nuo maždaug 400 nm iki 900 nm. Trumpabangėje superkontinuumo spektro dalyje aiškiai matomos smailės, generuojamos dėl priverstinės Ramano sklaidos: smailės atitinka Stoksinį bei anti-Stoksinį

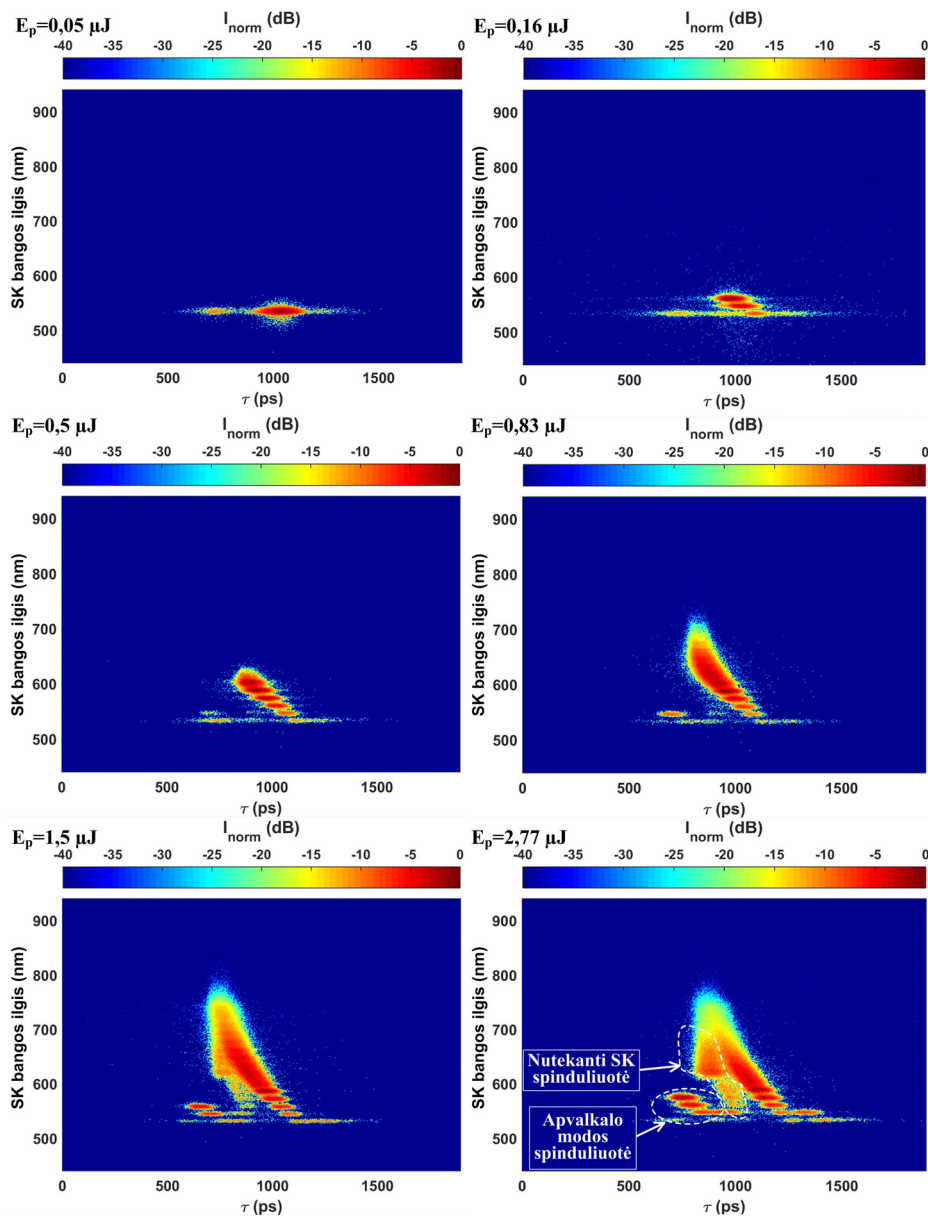


4.2 pav.: Kairėje – superkontinuomo spektras generuotas mūsų FKŠ esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai ($2 \mu\text{J}$), kai $\lambda_p=532 \text{ nm}$, $\tau=300 \text{ ps}$; dešinėje – jo priklausomybė nuo kaupinimo impulsų energijos.

poslinkius iki penktos eilės. Santykinai glotnus spektras ilgesnių bangos ilgių dalyje yra generuojamas dėl keturbangio dažnių maišymosi proceso, kuris santykinai ilgų kaupinimo impulsų (kelių pikosekundžių ir didesnės trukmės) atveju tampa dominuojančiu procesu superkontinuomo spektro plitimo metu [16, 31, 73, 74].

Daugiau informacijos apie superkontinuomo generacijos ypatumus atskleidžia spektro priklausomybė nuo kaupinimo impulsų energijos (4.2 pav. dešinėje). Esant mažoms kaupinimo energijoms ($0,05 \mu\text{J} - 0,14 \mu\text{J}$) pirmiausia paeiliui generuojamos atskiros Ramano Stokso smailės. Didinant energiją toliau ($0,14 \mu\text{J} - 0,8 \mu\text{J}$) spektro ilgabangėje dalyje dėl keturbangio dažnių maišymosi proceso atsiranda ištisinė sritis. Toliau didinant kaupinimo impulsų energiją ($0,8 \mu\text{J} - 2 \mu\text{J}$) vyksta tolesnis superkontinuomo spektro plitimas dėl didesnio keturbangio dažnių maišymosi proceso efektyvumo ir matoma Ramano anti-Stokso smailių generacija – visa tai lemia superkontinuomo trumpabangės spektro dalies išplitimą iki 400 nm. Spektro išplitimą riboja grupinių greičių nederinimas tarp kaupinimo spinduliuotės ir kitų spektro komponentų.

Matavimai su fotoelektronų kamera. Išmatuotos superkontinuomo, generuoto kai $\lambda_p=532 \text{ nm}$, spektrogramos, esant įvairioms kaupinimo galioms, pateiktos 4.3 pav. Rezultatų analizė atskleidžia įdomių dalykų. Esant minimaliai kaupinimo impulsų energijai ($0,05 \mu\text{J}$), superkontinuumas laike yra išplitęs per 900 ps: smailė, kurios plotis (FWHM) atitinka pradinę kaupinimo impulsų trukmę, yra ant plataus laikinio pjedestalo, kurio dalis formuoja atskirą mažos amplitudės smailę, esančią priekyje pagrindinės smailės atžvilgiu. Tokių rezultatų negalima paaiškinti nei dispersiniu pradinio impulso plitimu, nei statmenų poliarizacinių modų formavimusi. Mūsų manymu, išmatuota spektrograma rodo, kad dalis spinduliuotės nesklinda fundamentinėje FKŠ modoje – nuteka iš fundamentinės modos. Per FKŠ apvaskalo mikrostruktūrų dalį, kurioje efektinis lūžio rodiklis šviesai dėl oro mikrostruktūrų yra mažesnis, sklindanti nutekanti spinduliuotė turi didesnę grupinį greitį, todėl laike yra

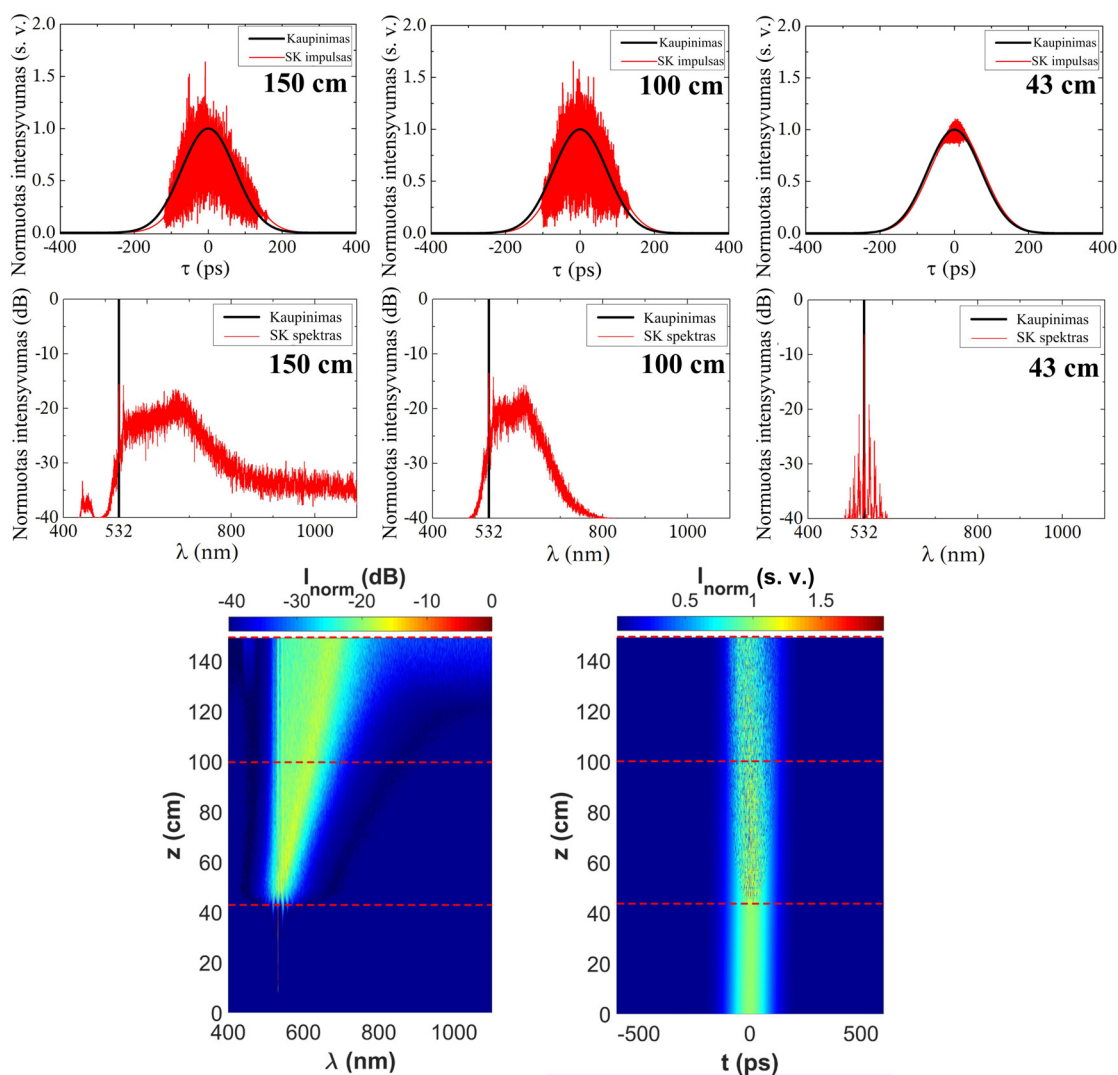


4.3 pav.: Išmatuotos superkontinuumo spektrogramos esant įvairioms kaupinimo impulsų energijoms. Laikinės ašies nulinė padėtis šiuo atveju nėra svarbi – svarbios tik spektro komponentų tarpusavio laikinės padėtys.

priekyje (ateina anksčiau) nei fundamentinės modos spinduliuotė. Dalis šviesos, kuri ateina vėliau nei fundamentinės modos spinduliuotė, sklinda tik FKŠ apvaskalo dalyje už mikrostruktūrų srities, todėl jai lūžio rodiklis yra didesnis. Mažos amplitudės smailė greičiausiai yra apvaskalo erdvinė FKŠ moda (angl. k. cladding mode). Bendru atveju, aukštesnė eilės erdvinės modos gali formuotis bet kuriame šviesolaidyje, bet nuostoliai joms yra daug didesni nei fundamentinei modai [75]. Teorinio modeliavimo rezultatai mūsų FKŠ taip pat rodo, kad aukštesnė eilės modos neturėtų egzistuoti bangos ilgiams didesniems nei 500 nm. Neįprasto rezultato paaiškinimas galėtų būti

susijęs su nutekančia iš fundamentinės FKŠ modos spinduliuote: manome, kad dalis iš fundamentinės modos nutekančios spinduliuotės nuteka būtent į FKŠ apvalkalo modą ir tokiu būdu įgalina jos susiformavimą. Didinant kaupinimo impulsų energiją, matomas superkontinuumo spinduliuotės nutekėjimas ir dėl priverstinės Ramano sklaidos atsirandantys papildomi apvalkalo modos spinduliuotės dažniai. Iš fundamentinės FKŠ modos nutekančios spinduliuotės bei formuojamos apvalkalo erdvinės modos faktą patvirtina ir superkontinuumo spektrogramų matavimai keičiant kaupinimo spinduliuotės poliarizaciją (žr. disertacijos tekstą).

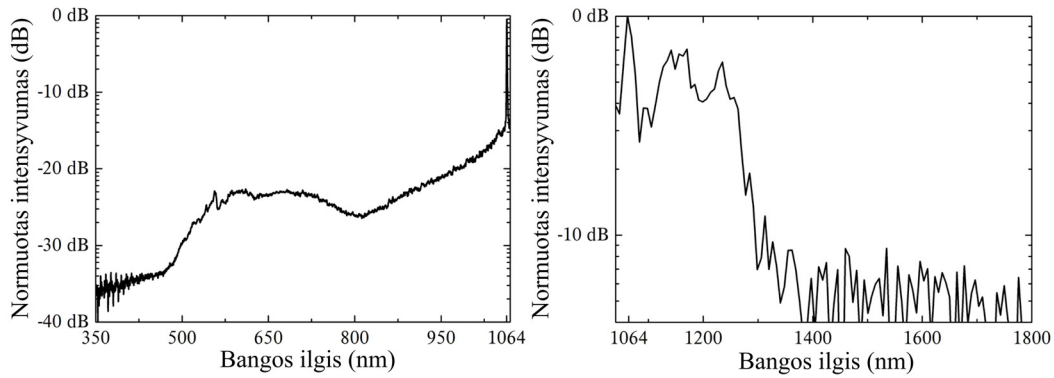
Skaitinio modeliavimo rezultatai. Superkontinuumo generacijos subnanosekundinių kaupinimo impulsų atveju taip pat buvo atliktas teorinis modeliavimas panaudojant ankstesniame skyriuje pristatytą modelį. Šiuo atveju skaičiavimo trukmė smarkiai išauga dėl labai plataus superkontinuumo spektro išplitimo lyginant su pradinio kaupinimo impulso pločiu (5 pm), labai mažo integravimo žingsnio (tai lemia santykinai didelis FKŠ grupinių greičių dispersijos kitimas, dėl kurio žingsnis buvo nuo 2 μm iki kelių dešimčių mikrometrų) ir dėl reikalingos didelio skaičiavimo taškų skaičiaus (10 taškų 5 pm spektro intervale). Skaičiuojant sklidimą vienam FKŠ centimetrui skaičiavimai užtrunka daugiau nei 1 valandą. Dėl šios priežasties teko apriboti skaičiavimus iki 150 cm FKŠ ilgio. Kaupinimo poliarizacija buvo orientuota tarpinėje padėtyje abejoms poliarizacinėms modoms, o energija kiekvienai iš jų buvo nustatyta 1,38 μJ . Apskaičiuota spektro ir laikinės charakteristikos evoliucija sklindant 150 cm ilgio FK parodyta 4.4 pav. Nors parodyta sujungto abejoms poliarizacinėms modoms superkontinuumo evoliucija, galima parodyti, kad statmenoms modoms ji šiek tiek skiriasi (žr. disertacijos tekstą). Per pirmus 30 cm sklidimo FKŠ sunku pastebėti spektro plitimą. Jis yra labai nežymus ir šiame etape vyksta tik dėl fazės moduliavimosi. Žymesnis spektro plitimas prasideda nusklidus 30 cm ir ryškiausiai vyksta maždaug po 45 cm sklidimo FKŠ. Pažvelgus į impulso evoliuciją, staigaus spektro plitimo momentas atitinka impulso gaubtinės moduliacijų atsiradimą dėl moduliacinio nestabilumo reiškinių, kuris iš esmės yra keturbangio dažnių maišymosi reiškinių laikinis analogas [16, 31]. Kitaip nei femtosekundinio superkontinuumo atveju, spektro plitimas, nors ir ne toks stiprus, vyksta ir tolesniuose sklidimo etapuose. Taip pat verta pažymėti, kad spektro evoliucijoje nėra spektrinių komponentų atsirandančių dėl priverstinės Ramano sklaidos. Tai galima paaiškinti tuo, kad pradiniam evoliucijos etape vyraujantis netiesinis procesas yra keturbangis dažnių maišymasis, todėl dėl priverstinės Ramano sklaidos atsirandančios smailės yra per mažo intensyvumo ir dėl to išilieja į spektrą ir nėra matomos: tik nusklidus ilgesnį atstumą FKŠ dėl sumažėjusio keturbangio dažnių maišymosi efektyvumo, priverstinės Ramano sklaidos efektyvumas tampa panašaus eilės dydžiu ir spektre išsiskiria smailės, susijusios su Ramano efektais [16, 74]. Laikinė superkontinuumo evoliucija atskleidžia, kad impulso laikinis išplitimas (nuo 170 ps pradžioje iki 204 ps) yra nedidelis ir iš esmės nulemtas atskirų spektro komponentų grupinių greičių dispersijos. Taigi, fotoelektronų kamera fiksuojamas laikinis išplitimas yra susijęs su spinduliuotės nutekėjimu iš fundamentinės modos, nes šiame modelyje įskaitytas tik fundamentinių poliarizacinių modų sklidimas



4.4 pav.: Sumodeliuota subnanosekundinio superkontinuumo evoliucija sklindant FKŠ ($\lambda_p=532$ nm, $\tau=170$ ps): viršutinė eilė - laikinė charakteristika pasirinktuose sklidimo atstumuose, vidurinė eilė – spektras pasirinktuose sklidimo atstumuose, apatinė eilė kairėje – pilna spektro evoliucija, apatinė eilė dešinėje – laikinės charakteristikos evoliucija.

FKŠ.

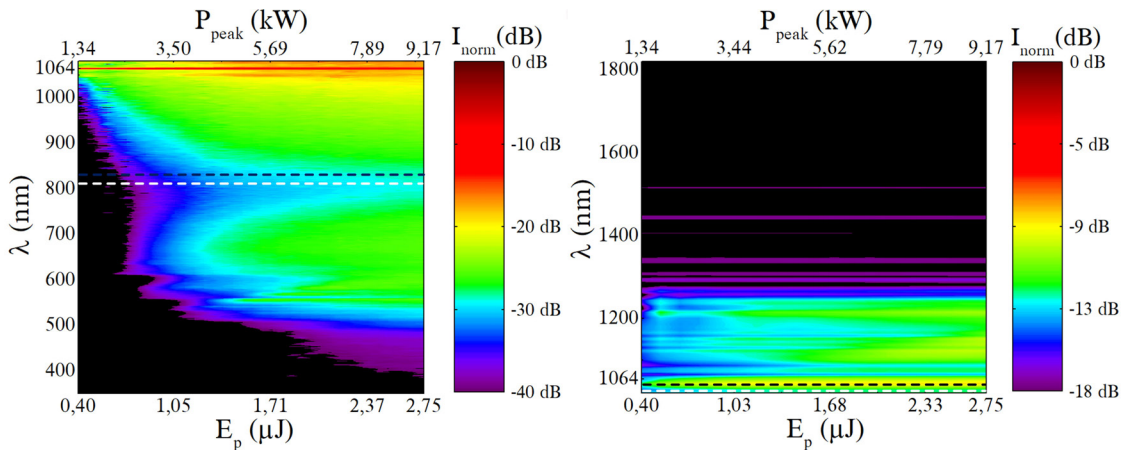
Superkontinuumas kaupinant 1064 nm bangos ilgio spinduliute. Superkontinuumo generacijai kaupinimo pirmąją Nd:YAG harmoniką atveju buvo naudojami maksimaliai $2,75 \mu\text{J}$ energijos impulsai. Generuoto superkontinuumo spektrai pateikti 4.5 pav. Spektras yra išplitęs nuo 400 nm iki maždaug 1300 nm. Lyginant su femtosekundinio superkontinuumo atveju (3.2 pav. a), matosi ryškių skirtumų: trumpabangėje superkontinuumo srityje šiuo atveju nėra didesnio intensyvumo smailių, o ilgabangėje srityje galima išvelgti kelias smailes ties 1116 nm, 1173 nm bei 1237 nm. Kaip ir antrosios harmonikos atveju, pagrindinė skirtumų priežastis yra tai, kad subnanosekundinių impulsų atveju superkontinuumo spektro formavime dominuoja kiti netiesiniai procesai – keturbangis dažnių maišymasis ir priverstinė Ramano sklaida



4.5 pav.: Superkontinuumo spektrai generuoti FKŠ esant maksimaliai kaupinimo impulsų energijai ($2,75 \mu\text{J}$), kai $\lambda_p=1064 \text{ nm}$.

[16, 31, 73, 74]. Išvardintos smailės ilgabangėje spektro srityje generuojamos būtent dėl priverstinės Ramano sklaidos.

Superkontinuumo spektro priklausomybė nuo kaupinimo impulsų energijos (4.6 pav.) taip pat yra kitokio pobūdžio nei femtosekundinių impulsų atveju. Esant

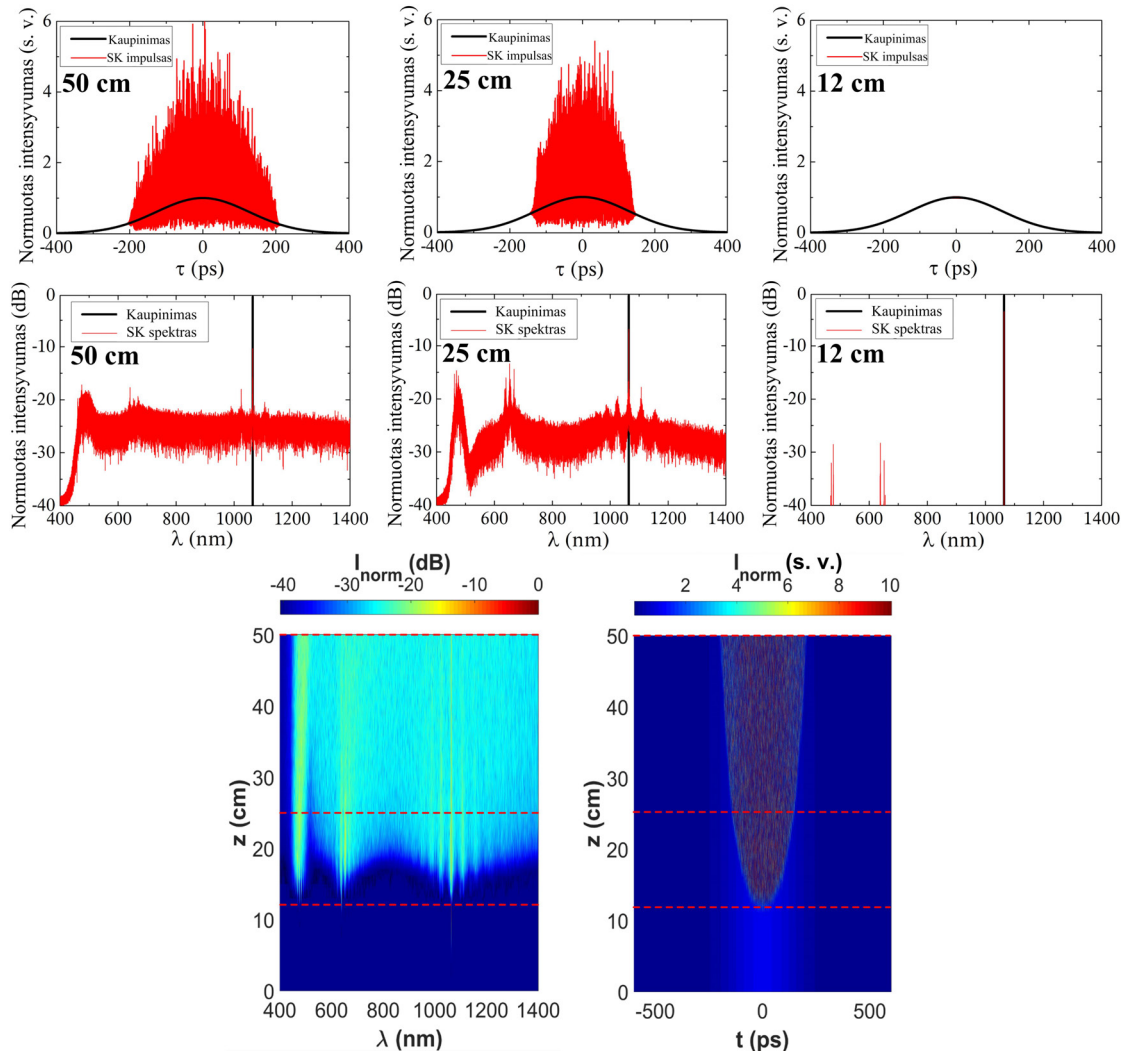


4.6 pav.: Superkontinuumo spektro priklausomybė nuo kaupinimo impulsų energijos, kai $\lambda_p=1064 \text{ nm}$, $\tau=300 \text{ ps}$: kairėje – užregistruota VIS/NIR spektrometru, dešinėje – IR spektrometru. Punktyrinės baltos linijos žymi ZDW lėtajai poliarizacinei modai, o juodos punktyrinės linijos – ZDW greitajai poliarizacinei modai.

mažiausioms kaupinimo energijos ($0,4 \mu\text{J} - 0,6 \mu\text{J}$) ilgabangėje superkontinuumo spektro srityje generuojamos mažo intensyvumo smailės (ties minėtais bangos ilgiais) dėl priverstinės Ramano sklaidos, o trumpesnių už kaupinimą bangos ilgių srityje dėl keturbangio dažnių maišymosi matomas ištisinio spektro formavimasis. Didinant kaupinimo energiją ($0,6 \mu\text{J} - 2 \mu\text{J}$) regimojoje spektro srityje viena po kitos generuojamos atskiros mažo intensyvumo smailės ties 619 nm , 562 nm ir 540 nm bangos ilgiais. Kiekviena iš šių smailių tampa kaupinimu priverstinės Ramano sklaidos procesui, dėl kurio generuojamos dar kelios smailės. Visgi, truputį pakėlus kaupinimo energiją dėl keturbangio dažnių maišymosi, priverstinės Ramano sklaidos bei kryžminės fazės moduliacijos procesų aplink šias smailės formuojasi ištisinis spektras. Galiausiai

(2 μJ) visos smailės regimojoje spektro srityje susilieja į kontinuumą. Situacija panaši ir ilgabangėje srityje, kurioje aplink prie mažesnių energijų generuotas smailės dėl minėtų procesų taip pat susiformuoja kontinuumas. Esant didžiausioms kaupinimo energijoms (2 μJ – 2,75 μJ) stebimas papildomas spektro plitimas regimojoje srityje iki 400 nm, tačiau šių spektro komponentų intensyvumas yra daugiau nei eile mažesnis negu esančių arčiau kaupinimo. Kaip ir antros harmonikos kaupinimo atveju, superkontinuumo spektro išplitimo ribas lemia grupinių greičių nederinimas tarp superkontinuumo spektro komponentų ir kaupinimo.

Skaitinio modeliavimo rezultatai. Sumodeliuota superkontinuumo evoliucija parodyta 4.7 pav. Anksčiau aptarta labai ilgos skaitinio modeliavimo trukmės



4.7 pav.: Sumodeliuota subnanosekundinio superkontinuumo evoliucija sklaidant FKŠ ($\lambda_p=1064$ nm, $\tau=300$ ps): viršutinė eilė - laikinė charakteristika pasirinktuose sklaidimo atstumuose, vidurinė eilė – spektras pasirinktuose sklaidimo atstumuose, apatinė eilė kairėje – pilna spektro evoliucija, apatinė eilė dešinėje – laikinės charakteristikos evoliucija.

problema aktuali ir šiuo atveju: skaičiuojant sklaidimą vienam FKŠ centimetrui skaičiavimai užtrunka daugiau nei 3 valandas. Dėl to teko apriboti skaičiavimus iki 50 cm.

Kaupinimo poliarizacija buvo orientuota tarpinėje padėtyje abejoms poliarizacinėms modoms, o energija kiekvienai iš jų buvo nustatyta $1,5 \mu\text{J}$. Nors, kaip ir antros harmonikos atveju, parodyta sujungto abejoms poliarizacinėms modoms superkontinuumo evoliucija, galima parodyti, kad statmenoms modoms ji šiek tiek skiriasi (žr. disertacijos tekstą). Iš modeliavimo rezultatų matyti, kad per pirmus 12 cm sklidimo spektro plitimas yra labai nedidelis ir vyksta tik dėl fazės moduliavimosi reiškinio. Po 12 cm sklidimo prasideda aiškiai matomi pokyčiai: regimojoje spektro srityje generuojamos dvi smailės ir aplink jas bei kaupinimą iškyla simetriškai išsidėstę spektro komponentai ir po dar kelių sklidimo centimetrų viskas susilieja į vientisą spektrą. Simetriškas aplink minėtas smailes generuojamų spektro komponentų išsidėstymas rodo, kad pagrindinis už spektro plitimą atsakingas netiesinis procesas yra keturbangis dažnių maišymasis, kuris kartu su kryžminės fazės moduliacijos ir fazės moduliavimosi reiškiniais lemia vientiso spektro generaciją. Dėl tų pačių priežasčių, kaip ir kaupinimo antrąja harmonika atveju, nėra matoma dėl priverstinės Ramano sklaidos atsirandančių spektro komponentų. Laikinė evoliucija yra panaši į kaupinimo antrąja harmonika atvejį: ryškių impulso gaubtinės moduliacijų atsiradimas dėl moduliacinio nestabilumo reiškinio atitinka sklidimo atstumą kai prasideda aiškiai matomas spektro plitimas. Visgi, šiuo atveju moduliacijų amplitudės yra gerokai didesnės dėl solitoninio tipo subimpulsų formavimosi ant kaupinimo impulso gaubtinės [16, 31, 74]. Neatitiktimai tarp eksperimentinių matavimų ir modeliavimo rezultatų yra gana ryškūs mažesnių nei 500 nm bangos ilgių srityje. Tai lėmė faktas, kad FKŠ grupinių greičių dispersijos matavimas buvo atliktas spektro srityje virš 500 nm (mažesniems bangos ilgiams GVD buvo nustatyta ekstrapoliuojant kreivę) bei jau anksčiau minėtas faktas, kad nebuvo įmanoma patikimai nustatyti FKŠ nuostolių.

4.3 Išvados

Pristatyti superkontinuumo generacijos PI FKŠ su dviem ZDW kaupinant subnanosekundiniais Nd:YAG mikrolazerio impulsais (pirmąja arba antrąja harmonika) tyrimo rezultatai. Superkontinuumo, kuris abiem atvejais apėmė visą regimąją spektro sritį ir daugiau (400 nm – 1300 nm, kai $\lambda_p=1064$ nm, ir 400 nm – 900 nm, kai $\lambda_p=532$ nm), generacija realizuota be jokių sudėtingų technologinių FKŠ modifikacijų naudojant gana paprastą eksperimento schemą. Spektro išplitimą abiem atvejais iš esmės ribojo grupinių greičių nederinimas tarp kaupinimo ir superkontinuumo spektrinių komponentų. Rezultatai patvirtino, kad subnanosekundinių kaupinimo impulsų atveju pagrindiniai netiesiniai reiškiniai, atsakingi už spektro plitimą, yra kiti nei femtosekundinio superkontinuumo atveju: čia svarbiausi yra keturbangio dažnių maišymosi ir priverstinės Ramano sklaidos efektai.

Eksperimentų su fotoelektronų kamera metu buvo galima tiesiogiai stebėti, kad dalis superkontinuumo spinduliuotės sklinda ne fundamentinėje FKŠ modoje: dalis spinduliuotės nuolat nuteka į FKŠ apvaskalą, o kita dalis gali sklisti FKŠ apvaskalo erdvinėje modoje.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Buvo pademonstruotas naujas eksperimentinis metodas FKŠ grupinių greičių dispersijos (GVD) matavimui, kuris remiasi kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės (XFROG) metodu gautos femtosekundinio superkontinuumo spektrogramos analize. Eksperimentų rezultatai su dviem skirtingais FKŠ parodė, kad pakankamai tikslus GVD matavimas yra galimas, kai superkontinuumo kaupinimo bangos ilgis yra anomalios GVD srityje arba arti FKŠ nulinės dispersijos bangos ilgio normalios GVD srityje. Tai rodo, kad pasirinkus tokias sąlygas atitinkantį kaupinimo bangos ilgį, iš esmės visi femtosekundinio superkontinuumo spektriniai komponentai yra generuojami tuo pačiu momentu nusklidus labai trumpą atstumą FKŠ ir tai leidžia taikyti pristatytą metodą GVD matavimui.
2. Atlikti GVD matavimai 540 nm – 1400 nm spektro srityje PI FKŠ ir 710 nm – 1450 nm spektro srityje antrajam (nedvejopalaužiam) FKŠ. Matavimų rezultatai rodo, kad matavimo diapazonas yra apibrėžtas XFROG pėdsako spektrinio išplitimo, kuris iš esmės gali sutapti su superkontinuumo spektro plociu. Poliarizaciją išlaikančio FKŠ atveju, naujoji metodika įgalina išskirti statmenų poliarizacinių modų GVD, tai leido nustatyti grupinio lūžio rodiklio skirtumą tarp jų bei efektyves FKŠ dvejojpalaužiškumo ribas. Kitaip nei kitos eksperimentinės šviesolaidžių GVD matavimo metodikos, mūsų metodas gali matuoti statmenų poliarizacinių modų GVD vienu metu.
3. Buvo pademonstruotas eksperimentinis metodas FKŠ modos faziniam lūžio rodikliui matuoti, paremtas fazės poslinkio tarp gretimų interferuojančių nuolatinės veikos lazerio išilginių modų, atitinkančio perėjimą nuo konstruktyvios į destruktivią interferenciją, analize. Teisingas matavimas atliekamas tada, kai analizuojami fazės poslinkiai yra toje pačioje interferencinėje eilėje. Išmatuoti faziniai lūžio rodikliai He-Ne lazerio bangos ilgiui abiem FKŠ labai gerai atitinka teoriškai apskaičiuotas vertes.
4. Buvo atliktas eksperimentinis ir teorinis femtosekundinio superkontinuumo generacijos tyrimas didelio netiesiškumo PI FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais, jis atskleidė, kad statmenos poliarizacinės modos kuria šiek tiek skirtingus superkontinuumus.
5. Superkontinuumo generacijos didelio netiesiškumo FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais eksperimentinis tyrimas naudojant faziškai moduluotus femtosekundinius kaupinimo impulsus, kurių bangos ilgis yra FKŠ anomalios GVD srityje, parodė, kad faziškai moduluoto kaupinimo superkontinuumas turi šiek tiek platesnį spektrą palyginus su spektriškai riboto kaupinimo atveju esant tai pačiai smailinei galiai. Tai, kartu su XFROG analizės rezultatais rodo, kad kaupinimo impulso fazinė moduliacija turi įtakos ne tik pradinei solitono formavimosi stadijai, bet ir vėlesniems solitono skilimo ir dispersinių bangų generacijos procesams. Skaitinis modeliavimas parodė kokybiškai panašius rezultatus, tokiu

būdu paremdamas mūsų prielaidas apie kaupinimo impulsų fazinio moduliavimo įtaką superkontinuumo formavimuisi.

6. Buvo atliktas superkontinuumo generacijos didelio netiesiškumo FKŠ su dviem nulinės dispersijos bangos ilgiais eksperimentinis bei teorinis tyrimas kaupinant pirmąją arba antrąją subnanosekundinio Nd:IAG mikrolazerio harmonikomis ir buvo pasiektas spektro išplitimas per visą regimąją spektro sritį ir daugiau nenaudojant jokių įmantrių technologinių FKŠ modifikacijų ar sudėtingų eksperimento schemų. Atliekant superkontinuumo tyrimus su fotoelektronų kamera galėjome tiesiogiai stebėti, kad dalis superkontinuumo spinduliuotės sklinda ne fundamentinėje erdvinėje FKŠ modoje: tokia spinduliuotė yra atskirta laike dėl skirtingo patiriamo efektinio FKŠ lūžio rodiklio, todėl gali būti tiesiogiai aptinkama.

Literatūra

- [1] J. Tyndall, *Notes of a course of nine lectures of light* (Longmans, Green and CO., 1870).
- [2] J. Tyndall, *Six lectures on light* (D. Appleton and Company, 1873).
- [3] R. J. Bates, *Optical switching and networking handbook* (McGraw-Hill, 2001).
- [4] F. P. Kapron, D. B. Keck, R. D. Maurer, Radiation losses in glass optical waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **17**(10), 423–425 (1970).
- [5] C. K. Jonathan, Photonic crystal fibres, *Nature* **424**, 847 (2003).
- [6] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* **58**(20), 2059–2062 (1987).
- [7] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **58**(23), 2486–2489 (1987).
- [8] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* **386**, 143–149 (1997).
- [9] P. S. Russell, Photonic-Crystal Fibers, *J. Lightwave Technol.* **24**(12), 4729–4749 (2006).
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding, in *Optical Fiber Communication Conference 1996* (San Jose, 1996), 339–342.
- [11] 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).
- [12] R. Buczynski, Photonic crystal fibers, *Acta Phys. Pol. A* **106**(2), 141–167 (2004).
- [13] 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).
- [14] 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).
- [15] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, *Photonic crystal fibers. Properties and applications* (Springer, 2007).
- [16] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135–1184 (2006).
- [17] I. Babushkin, A. Tajalli, H. Sayinc, U. Morgner, G. Steinmayer, A. Demircan, Simple route toward efficient frequency conversion for generation of fully coherent supercontinua in the mid-IR and UV range, *Light Sci. Appl.* **6**, 1–8 (2017).
- [18] L. Froehly, J. Météau, Supercontinuum sources in optical coherence tomography: a state of the art and the application to scan-free time domain correlation techniques and depth dependant dispersion compensation, *Opt. Fiber Technol.* **18**, 411–419 (2012).
- [19] B. Heise, S. E. Schausberger, S. Häuser, B. Plank, D. Salaberger, E. Leiss-Holzinger, D. Stifter, Full-field optical coherence microscopy with a subnanosecond supercontinuum light source for material research, *Opt. Fiber Technol.*

- 18**, 403–410 (2012).
- [20] J. Clowes, Next generation light sources for biomedical applications, *Optik & Photonik* **3**(1), 36–38 (2008).
- [21] 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).
- [22] R. R. Alfano, S. L. Shapiro, Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses, *Phys. Rev. Lett.* **24**(11), 592–594 (1970).
- [23] J. K. Ranka, R. S. Windeler, A. J. Stentz, Visible continuum generation in air–silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm, in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) 1999* (Baltimore, 1999).
- [24] 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 (2000).
- [25] J. C. Travers, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, S. V. Popov, J. R. Taylor, Visible supercontinuum generation in photonic crystal fibers with a 400 W continuous wave fiber laser, *Opt. Express* **16**(19), 14435–14447 (2008).
- [26] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, P. S. J. Russell, Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres, *Opt. Express* **12**(2), 299 (2004).
- [27] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton, S. Coen, Supercontinuum generation in air–silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 765 (2002).
- [28] S. Coen, A. Hing Lun Chau, R. Leonhardt, J. D. Harvey, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(4), 753–764 (2002).
- [29] S. G. Leon-Saval, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, M. W. Mason, Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides, *Opt. Express* **12**(13), 2864–2869 (2004).
- [30] C. Xiong, A. Witkowska, T. A. Birks, W. J. Wadsworth, Enhanced visible continuum generation from a microchip 1064 nm laser, *Opt. Express* **14**(13), 6188–6193 (2006).
- [31] J. Dudley, R. Taylor, *Supercontinuum generation in optical fibers* (Cambridge University press, 2010).
- [32] X. Zhu, X. Zhang, J. Peng, X. , J. Li, Photonic crystal fibers for supercontinuum generation, *Front. Optoelectron. China* **4**(4), 415–419 (2012).
- [33] J. M. Dudley, G. Genty, Supercontinuum light, *Physics Today* **66**, 29–34 (2013).
- [34] R. Driben, N. Zhavoronkov, Supercontinuum spectrum control in microstructure fibers by initial chirp management, *Opt. Express* **18**(16), 16733–16738 (2010).
- [35] H. Zhang, S. Yu, J. Zhang, W. Gu, Effect of frequency chirp on supercontinuum generation in photonic crystal fibers with two zero-dispersion wavelengths, *Opt.*

- Express **15**(3), 1147–1154 (2007).
- [36] A. Fuerbach, C. Miese, W. Koehler, M. Geissler, Supercontinuum generation with a chirped-pulse oscillator, *Opt. Express* **17**(7), 5905–5911 (2009).
- [37] X. Fu, L. Qian, S. Wen, D. Fan, Nonlinear chirped pulse propagation and supercontinuum generation in microstructured optical fibre, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **6**, 1012–1016 (2004).
- [38] X. Hu, Y. Wang, W. Zhao, Z. Yang, W. Zhang, C. Li, H. Wang, Nonlinear chirped-pulse propagation and supercontinuum generation in photonic crystal fibers, *Appl. Opt.* **49**(26), 4984–4989 (2010).
- [39] Z. Zhu, T. G. Brown, Effect of frequency chirping on supercontinuum generation in photonic crystal fibers, *Opt. Express* **12**(4), 689–694 (2004).
- [40] K. L. Corwin, N. R. Newbury, J. M. Dudley, S. Coen, S. A. Diddams, K. Weber, R. S. Windeler, Fundamental noise limitations to supercontinuum generation in microstructure fiber, *Phys. Rev. Lett.* **90**(11), 113904–1–4 (2003).
- [41] M. Tianprateep, J. Tada, F. Kannari, Influence of polarization and pulse shape of femtosecond initial laser pulses on spectral broadening in microstructure fibers, *Opt. Rev.* **12**(3), 179–189 (2005).
- [42] Y. Li, J. Hou, Z. Jiang, Chirped-pulse propagation and spectral compression in all-normal dispersion photonic crystal fibers, *Proc. SPIE* **8419**, 84190K–1–6 (2012).
- [43] C. Cheng, Y. Wang, Q. Lv, Effect of initial chirp on supercontinuum generation in dispersion decreasing fibers, *Proc. SPIE* **8331**, 83310O–1–8 (2016).
- [44] J. C. Travers, Blue extension of optical fibre supercontinuum generation, *J. Opt.* **12**(11), 1–19 (2010).
- [45] P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, P. Nerin, White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system, *Opt. Express* **12**(19), 4366–4371 (2004).
- [46] E. Rääkkönen, G. Genty, O. Kimmelma, M. Kaivola, K. P. Hansen, S. C. Buchter, Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers, *Opt. Express* **14**(17), 7914–7923 (2006).
- [47] V. Couderc, P. Leproux, V. Tombelaine, L. Grossard, A. Barthélémy, Raman cascade suppression by using wide band parametric conversion in large normal dispersion regime, *Opt. Express* **13**(21), 8584–8590 (2005).
- [48] A. Čiburys, R. Gadonas, D. Jokšas, Continuum generation in photonic crystal fibres by multi-wavelength amplified sub-nanosecond light pulses, *Lith. J. Phys.* **50**(1), 83–88 (2010).
- [49] J. Travers, S. V. Popov, J. Taylor, Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers, *Opt. Lett.* **30**(23), 3132–3134 (2005).
- [50] X. Zhang, X. Zhu, R. Xing, X. Yang, F. Jiang, H. Li, J. Peng, N. Dai, J. Li, Microstructure core photonic crystal fiber for blue extension of supercontinuum generation, *Opt. Commun.* **298-299**, 191–195 (2013).

- [51] C. M. B. Cordeiro, W. J. Wadsworth, T. a. Birks, P. S. J. Russell, Engineering the dispersion of tapered fibers for supercontinuum generation with a 1064 nm pump laser, *Opt. Lett.* **30**(15), 1980–1982 (2005).
- [52] S. P. Stark, A. Podlipensky, N. Y. Joly, P. S. J. Russell, Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation in tapered photonic crystal fiber, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**(3), 592–598 (2010).
- [53] A. Kudlinski, a. K. George, J. C. Knight, J. Travers, A. Rulkov, S. V. Popov, J. Taylor, Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation, *Opt. Express* **14**(12), 5715–5722 (2006).
- [54] J. M. Stone, J. C. Knight, Visibly white light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser, *Opt. Express* **16**(4), 2670–2675 (2008).
- [55] L. G. Cohen, C. Lin, Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers, *Appl. Opt.* **16**(12), 3136–3139 (1977).
- [56] L. Cohen, C. Lin, A universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near-IR fiber Raman laser, *IEEE J. Quantum Electron.* **14**(11), 855–859 (1978).
- [57] B. Luther-Davies, D. Payne, W. Gambling, Evaluation of material dispersion in low loss phosphosilicate core optical fibres, *Opt. Commun.* **13**(1), 84–88 (1975).
- [58] V. Pagé, L. R. Chen, Measuring chromatic dispersion of optical fiber using time-of-flight and a tunable multi-wavelength semiconductor fiber laser, *Opt. Commun.* **265**, 161–170 (2006).
- [59] B. Costa, D. Mazzoni, M. Puleo, E. Vezzoni, Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using LED's, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**(10), 1497–1503 (1982).
- [60] B. Christensen, J. Mark, G. Jacobsen, E. Bødtker, Simple dispersion measurement technique with high resolution, *Electron. Lett.* **29**(1), 132–134 (1993).
- [61] L. Cohen, Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques, *J. Lightwave Technol.* **3**(5), 958–966 (1985).
- [62] M. Tateda, N. Shibata, S. Seikai, Interferometric method for chromatic dispersion measurement in a singlemode optical fiber, *IEEE J. Quantum Electron.* **17**(3), 404–407 (1981).
- [63] H.-T. Shang, Chromatic dispersion measurement by white-light interferometry on metre-length single-mode optical fibres, *Electron. Lett.* **17**, 603–605 (1981).
- [64] P. L. Francois, M. Monerie, C. Vassallo, Y. Durteste, F. R. Alard, Three ways to implement interferencial techniques: application to measurements of chromatic dispersion, birefringence, and nonlinear susceptibilities, *J. Lightwave Technol.* **7**(3), 500–513 (1989).
- [65] S. Diddams, J.-C. Diels, Dispersion measurements with white-light interferometry, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**(6), 1120 (1996).
- [66] M. J. Saunders, W. B. Gardner, Interferometric determination of dispersion variations in single-mode fibers, *J. Lightwave Technol.* **5**(12), 1701–1705 (1987).
- [67] G. Genty, H. Ludvigsen, M. Kaivola, K. Hansen, Measurement of anomalous

- dispersion in microstructured fibers using spectral modulation, *Opt. Express* **12**(5), 929–934 (2004).
- [68] T. M. Kardaś, C. Radzewicz, Broadband near-infrared fibers dispersion measurement using white-light spectral interferometry, *Opt. Commun.* **282**(22), 4361–4365 (2009).
- [69] R. R. Cordero, P. Roth, On two methods to evaluate the uncertainty of derivatives calculated from polynomials fitted to experimental data, *Metrologia* **42**, 39–44 (2005).
- [70] J. C. Knight, R. P. S. J. Birks, T. A., J. P. de Sandro, Properties of photonic crystal fiber and the effective index model, *J. Opt. Soc. Am. A* **15**(3), 748–752 (1998).
- [71] X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O’Shea, A. P. Shreenath, R. Trebino, R. S. Windeler, Frequency-resolved optical gating and single-shot spectral measurements reveal fine structure in microstructure-fiber continuum, *Opt. Lett.* **27**(13), 1174–1176 (2002).
- [72] 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).
- [73] G. Agrawal, Nonlinear fiber optics: its history and recent progress, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**(12), 1–10 (2011).
- [74] P. L. Kelley, I. P. Kaminow, G. G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics* (Academic Press, 2001).
- [75] F. Mitschke, *Fiber optics. Physics and technology* (Springer, 2010).

Summary

Photonic crystal fibers (PCFs) are unique media for supercontinuum generation: the ability to engineer PCF dispersion, nonlinearity, birefringence, etc. by changing structural parameters of the microstructure region has given a significant impulse to supercontinuum generation research as it became possible to investigate strength of various nonlinear processes occurring during supercontinuum formation in medium with unconventional dispersive and nonlinear properties.

This doctoral dissertation aims at developing novel photonic crystal fiber dispersion characterization methods and investigation of supercontinuum generation in highly nonlinear polarization-maintaining PCF with two zero dispersion wavelengths using chirped femtosecond or subnanosecond pulses. Various investigation methods were employed: spectrum measurements, cross-correlation frequency-resolved optical gating (XFROG), spectrogram measurements with streak camera and numerical simulations using full-vector model.

The first two chapters of this doctoral dissertation address the important issue of PCF dispersion characterization. Novel experimental method for PCF group velocity dispersion (GVD) characterization is demonstrated. Moreover, to the best of our knowledge, the first experimental method for PCF fundamental mode phase refractive index is demonstrated and the combination of data obtained with the new techniques is used to obtain PCF fundamental mode phase refractive index dispersion – a quantity that can be used to fully characterize dispersive properties of PCF.

The third chapter of this doctoral dissertation presents a comparative study of supercontinuum generated in highly nonlinear polarization-maintaining PCF with two zero dispersion wavelengths using chirped pump pulses and bandwidth-limited pump pulses at the same peak power. Results showed that in such PCF orthogonal polarization modes produce slightly different supercontinua which can interact during formation and that pump chirp has influence on supercontinuum generation.

In the final chapter, supercontinuum extension in the whole visible range and beyond using subnanosecond pump pulses was demonstrated in highly nonlinear polarization-maintaining PCF with two zero dispersion wavelengths without any sophisticated technological PCF modifications or complicated experimental setups. Another important finding is that using streak camera we observed how a portion of supercontinuum radiation propagates not in the fundamental PCF spatial mode.

Trumpos žinios apie doktorantą

Asmeninė informacija

Vardas, Pavardė:	Julius Vengelis
Gimimo data:	1989 08 12
Gimimo vieta:	Vilnius, Lietuva
E-mail:	julius.vengelis@gmail.com

Išsilavinimas

2014 - 2018	Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Lazerinių tyrimų centras. <i>Fizikos doktorantūros studijos</i>
2012 - 2014	Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas. <i>Lazerių fizika ir optinės technologijos Magistrantūros studijos</i>
2008 - 2012	Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas. <i>Taikomosios fizikos bakalauro studijos</i>
2008	Vilniaus Karoliniškių gimnazija. <i>Vidurinis išsilavinimas</i>
2006 - 2008	Vilniaus universitetas, Matematikos ir informatikos fakultetas. <i>Lietuvos jaunųjų matematikų mokykla</i>

Darbo patirtis

2011 - dabar	Laborantas, inžinierius, jaunesnysis mokslinis darbuotojas Vilniaus universiteto, Fizikos fakulteto, Lazerinių tyrimų centre.
--------------	---

Apdovanojimai ir pagyrimai

2017	SPIE stipendija studento išvykai
2016	EUCALL tyrėjo stipendija išvykai
2014	Magna Cum Laude pagyrimas. Magistro studijos baigtos su Magna Cum Laude diplomu