

VILNIAUS UNIVERSITETAS  
IR  
FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Donatas Majus

**DINAMINIAI REIŠKINIAI  
FEMTOSEKUNDINĖSE ŠVIESOS GIJOSE**

Daktaro disertacijos santrauka  
Fiziniai mokslai, fizika (02P)

Vilnius, 2014

Disertacija rengta 2010-2014 metais Vilniaus universitete.

**Mokslinis vadovas:**

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

**Disertacija ginama Vilniaus universiteto Fizikos mokslo krypties taryboje:**

**Pirmininkas:** prof. habil. dr. Valerijus Smilgevičius (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

**Nariai:**

prof. habil. dr. Gediminas Juzeliūnas (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

doc. dr. Andrius Melninkaitis (Vilniaus universitetas, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

prof. habil. dr. Gintaras Valušis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, fiziniai mokslai, fizika - 02P);

prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas (Universitat Politecnica de Catalunya, fiziniai mokslai, fizika - 02P).

Disertacija bus ginama viešame Fizikos mokslo krypties tarybos posėdyje 2014 m. rugsėjo mėn. 19 d. 14 val. Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centre, 306 auditorijoje. Adresas: Saulėtekio al. 10, LT-10223, Vilnius, Lietuva.

Disertacijos santrauka išsiuntinėta 2014 m. rugpjūčio mėn. 18 d.

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto bibliotekoje ir Fizinių ir technologijos mokslų centro bibliotekoje.

VILNIUS UNIVERSITY  
AND  
CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND  
TECHNOLOGY

Donatas Majus

**TRANSIENT PHENOMENA IN  
FEMTOSECOND FILAMENTATION**

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

Vilnius, 2014

The research was performed in 2010-2014 at Vilnius University.

**Scientific supervisor:**

prof. habil. dr. Audrius Dubietis (Vilnius university, physical sciences, physics - 02P).

**Doctoral committee:**

**Chairman:**

prof. habil. dr. Valerijus Smilgevičius (Vilnius university, physical sciences, physics - 02P).

**Members:**

prof. habil. dr. Gediminas Juzeliūnas (Vilnius university, physical sciences, physics - 02P);

doc. dr. Andrius Melninkaitis (Vilnius university, physical sciences, physics - 02P);

prof. habil. dr. Gintaras Valušis (Center for Physical Sciences and Technology, physical sciences, physics - 02P);

prof. habil. dr. Kęstutis Staliūnas (Universitat Politecnica de Catalunya, physical sciences, physics - 02P).

The dissertation will be defended under open consideration in the Council of physics on the 19th of September, 2014, 2 p. m. at the Vilnius University Laser Research Center, room 306. Address: Saulėtekio ave. 10, LT-10223, Vilnius, Lithuania.

The Summary of the dissertation was distributed on 7th of July, 2014.

The dissertation is available at the Vilnius University Library and at the Center for Physical Sciences and Technology Library.

# Turinys

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Įvadas</b>   | <b>2</b>  |
| <b>1 Ultratrumpieji lazeriniai impulsai dielektrinėse terpėse: teorinis modelis, skaitmeninis modeliavimas ir eksperimentinės metodikos</b> | <b>12</b> |
| 1.1 Vienkryptė impulsų sklidimo lygtis . . . . .  | 12        |
| 1.2 Supaprastintas modelis ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai   | 13        |
| 1.3 Trimatė lazerinė sudėtingų šviesos paketų tomografija . . . . .   | 15        |
| <b>2 Šviesos gijų dinamika normalios ir anomalios GGD atvejais</b>  | <b>17</b> |
| 2.1 UV šviesos gijų evoliucijos ciklas . . . . .  | 17        |
| 2.2 Šviesos kulčių generavimas šviesos gijomis anomalios GGD režime . . . . .   | 19        |
| <b>3 Superkontinuumo generavimas</b>  | <b>24</b> |
| 3.1 Ekstremaliųjų verčių statistika femtosekundinio baltos šviesos kontinuumo generavime . . . . .  | 25        |
| 3.2 Erdvėlaikiniai ekstremalieji įvykiai: ekstremaliosios X-bangos  | 27        |
| 3.3 Ultraspartaus superkontinuumo statistinės savybės . . . . .   | 29        |
| 3.4 NIR kaupinamo superkontinuumo ilgabangis plitimas . . . . .   | 34        |
| <b>4 Daugiagijų pluoštų žadinimas aukšto elipsiškumo pluoštais</b>  | <b>37</b> |
| 4.1 Daugiagijų periodinių pluoštų generacija . . . . .  | 38        |
| 4.2 Erdvėlaikinė daugiagijų pluoštų struktūra . . . . .   | 41        |
| <b>Pagrindiniai rezultatai ir išvados</b>   | <b>44</b> |
| <b>Literatūra</b>   | <b>46</b> |

# Įvadas

1995 metais Braunas su bendradarbiais paskelbė apie intensyvių femtosekundinių lazerio impulsų savaiminės kanalizacijos daugiau nei 20 metrų atstumu reiškinio atradimą [1]. Eksperimentas buvo visiškai paprastas: pradinis lazerio pluoštas buvo tiesiog kolimuotas ir paleistas sklįsti laisvoje erdvėje (ore). Didinant energiją, buvo stebėta kaip pluošto matmenys ėmė mažėti, kol pasiekė minimalų maždaug 100  $\mu\text{m}$  diametrą, kuris toliau išliko pastovus pluoštui sklindant didelį atstumą. Toks pluoštas buvo pavadintas šviesos gija, kuri kartu sukūrė nuostabią skirtingais kampais sklindančių spalvų gamą - kūginę spinduliuotę. Šis atradimas davė pradžią femtosekundinių šviesos gijų tyrimams, kurių metu buvo atskleista nepaprastai turtinga ultratrumpųjų šviesos impulsų ir skaidrių dielektrinių medžiagų sąveikos fizika [2–5].

Vienok tiksliai apibrėžti, kas yra šviesos gija, yra gana sudėtinga. Pavyzdžiui, dujose šviesos gija apibrėžiama kaip didelio intensyvumo ir labai mažų matmenų šviesos pluoštas gebantis išlaikyti savo mažus matmenis atstumais žymiai didesniais nei difrakcinis (Relėjaus) ilgis. Šviesos gijos ilgis vertinamas pagal dėl daugiafotonio sužadavimo atsirandančios azoto molekulių fluorescencijos kanalo arba jonizuotų dujų pėdsako ilgį. Kietuosiuose kūnuose ir skysčiuose šviesos gijos atsiradimas identifikuojamas pagal kūginę spinduliuotę ir superkontinuumo atsiradimą. Dažniausiai šviesos gija yra apibrėžiama kaip *dinaminis* darinys, turintis siaurą intensyvią centrinę smaile, gebančią nuklįsti atstumus, daug didesnius nei tipiškas tokių matmenų pluošto difrakcinis ilgis, be jokio išorinio nukreipiančiojo poveikio [3]. Šviesos gija nėra stacionarus, į erdvinį solitoną panašus darinys; šviesos gija atsiranda dėl lokalsios dinaminės sąveikos tarp pluošto fokusavimo ir tam tikro defokusavimo mechanizmo. Tuomet šviesos gijos sklidimas apibūdinamas kaip besikaitantys pluošto fokusavimo ir defokusavimo ciklai, sukuriantys stacionaraus sklidimo regimybę. Pradiniu momentu šviesos pluoštas fokusuojasi dėl netiesinio Kero reiškinio, lemiančio nuo intensyvumo priklausantį fazės pokytį, dėl kurio terpė tampa lęšiška aplinka. Pasiekus tam tikrą intensyvumą, įsijungia fokusavimąsi apribojantys reiškiniai – daugiafotonė sugertis ir jonizacija, lemiantys laisvųjų elektronų plazmos atsiradimą, kurioje sklįdamas pluoštas yra defokusuojamas. Sumažėjus intensyvumui, smarkiai sumažėja ir plazmos tankis, tad pluoštas vėl ima fokusuotis. Tokie fokusavimo ir defokusavimo ciklai kartojasi, kol galiausiai pluošto energija yra išsikvojama ir ima dominuoti difrakcija. Tuo pat metu vyksta ir impulso saviveika laike, kuri lemia sudėtingas laikines impulso transformacijas.

Žvelgiant iš eksperimentinio taško, šviesos gijos pasižymi daugeliu įdomių savybių, kurios yra labai patrauklios praktiniams taikymams. Svarbu tai, kad šios savybės yra universalios, jos pasireiškia visose skaidriose medžiagose ir esant labai įvairioms pradinėms eksperimento sąlygoms.

Kritinė fokusavimo galia. Pluošto fokusavimasis vyksta tuomet, kai pluošto

galia viršija tam tikrą slenkstinę vertę, vadinamą kritine fokusavimo galia:

$$P_{\text{cr}} = 3.77 \frac{\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}, \quad (0.0.1)$$

čia  $\lambda$  yra lazerinės spinduliuotės bangos ilgis,  $n_0$  ir  $n_2$  - atitinkamai tiesinis ir netiesinis terpės lūžio rodikliai.

*Superkontinuumo generavimas.* Susidarant šviesos gijai, generuojama koherentinė baltos šviesos spinduliuotė – superkontinuumas. Plataus spektro spinduliuotė atsiranda dėl sudėtingos erdvėlaikinės bangų paketo saviveikos, o spektro išplitimas priklauso nuo žadinančiojo bangos ilgio ir medžiagos savybių [6] ir gali pasiekti kelias oktavas, žadinant vidurinėsios IR srities impulsais [7, 8]. Superkontinuumo spinduliuotė plačiai naudojama ultraspačiojoje spektroskopijoje ir kaip pagrindinis užkrato signalas plačiai derinamo dažnio optiniams parametriniams stiprintuvams.

*Kūginė spinduliuotė.* Kartu su superkontinuumu atsirandančios daugiaspalvės kūginės spinduliuotės kampus apsprendžia erdvėlaikinio nestabilumo stiprinimo kontūro forma, kuri priklauso nuo medžiagos grupinių greičių dispersijos ženklą [9]. Kūginė spinduliuotė yra skiriamasis vadinamųjų netiesinių X arba O bangų formavimosi bruožas.

*Impulso skilimas ir savispūda.* Normalios grupinių greičių dispersijos atveju, šviesos gijos susidarymo metu impulsas skyla į du sub-impulsus, judančius skirtingais grupiniais greičiais [10]. Vienas iš sub-impulsų, priklausomai nuo sąveikos ypatumų, tam tikroje sklidimo stadijoje gali smarkiai sutrumpėti [11]. Anomalios grupinių greičių dispersijos atveju, visas bangų paketas vienu metu spaudžiasi erdvėje ir laike, ir susidaro šviesos kulkos – kvazistacionarūs trimačiai dariniai, kurie sklinda nepatirdami dispersijos ir difrakcijos [12]. Tokiu būdu šviesos gijų žadinimas yra vienas būdų gauti ekstremaliai trumpus šviesos impulsus ir šviesos kulkas.

*Intensyvumo ribojimas.* Pluoštui fokusuojantis, impulso smailinis intensyvumas išauga keliomis eilėmis. Maksimalus pasiekiamas intensyvumas priklauso nuo medžiagos ir yra apribojamas daugiafotonės sugerties, plazmos defokusavimo ir dispersijos, ir kondensuotose terpėse yra kelių dešimčių TW/cm<sup>2</sup> eilės [13]. Intensyvumo ribojimas pasiekimas visose medžiagose, nepriklausomai nuo jų fizinio būvio; jis taip pat lemia tai, kad medžiaga nėra optiškai pažeidžiama.

*Erdvinis stabilumas.* Intensyvi centrinė šviesos gijos smailė yra smarkiai lokalizuota erdvėje, o jos skersmuo kondensuotose terpėse siekia 10-40 μm. Smailę supa mažo intensyvumo, bet didelės energijos rezervuaras, kuris kompensuoja smailės patiriamus netiesinius nuostolius ir palaiko jos sklidimą [14, 15]. Netgi pilnai užblokuota smailė, rezervuaro dėka sklidimo metu pilnai atsistato [16–18]. Tai iš esmės reiškia, kad šviesos gija turi Beselio pluošto, kuris taip pat pasižymi rekonstrukcija, savybių ir geba sklisti šviesą sklaidančiose terpėse.

*X bangų generavimas.* X bangos yra specifiniai stacionarūs bangų paketai turintys X formos erdvėlaikinį ir spektrinį kampinį intensyvumo skirstinį medžiagoje su normalia grupinių greičių dispersija [19]. X bangos stacionarumas pasiekiamas dėka tam tikro (kūginio) bangų vektorių išsidėstymo erdvėje. Šis išsidėstymas užtikrina tai, kad intensyvi šviesos gijos smailė gimsta dėl ant kūgio paviršiaus iš-

sidėsčiusių bangų interferencijos. Yra parodyta, kad skylant impulsui, formuojasi sąveikaujančių X bangų pora [20, 21].

*Subdifraccinis sklidimas.* Sub-difraccinis šviesos gijų sklidimas netiesinėje medžiagoje yra jų skiriamasis bruožas, atskleidžiantis tiesioginį ryšį su Beselio pluoštais ir X bangomis. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai atskleidė, kad dėl kūginių savybių šviesos gijos difrakcija laisvoje erdvėje (nesant netiesiškumo) taip pat yra stipriai slopinama [22, 23].

Šios unikalios šviesos gijų savybės lemia platų jų taikymų ratą daugelyje fotonikos, netiesinės optikos ir medžiagų apdirbimo sričių, tokių kaip atmosferos analizė, teršalų aptikimas ir žaibų valdymas [24, 25], skaidrių medžiagų struktūros modifikavimas [26], lazerinis mikroapdirbimas [27], superkontinuumo generavimas ir impulsų spūda iki ekstremalių trukmių [28] bei atveria kelius naujiems fundamentiniams šviesos ir medžiagos sąveikų, pvz., įvykių horizontų optikoje [29, 30], tyrimams. Tačiau nepaisant per pastaruosius 20 metų sukauptų žinių ir supratimo apie femtosekundines šviesos gijas skaidriuose dielektrikuose ir sparčiai besiplečiančio taikymų rato, išlieka daug dar neatsakytų aktualių klausimų, turinčių pirmąją fundamentinę ir praktinę svarbą. Šioje disertacijoje pateikiami tyrimų rezultatai, atskleidžiantys pilną šviesos gijų evoliucijos ciklo normalios grupinių greičių dispersijos atveju fizikinį poveiklį, šviesos kulkų generuojamų anomalios grupinių greičių dispersijos atveju fizikinę prigimtį, statistinius superkontinuumo generavimo aspektus bei ypatumus ir erdvėlaikinę reguliarių šviesos gijų masyvų sandarą.

## Darbo tikslas

Šios disertacijos tikslas – išsamiai ištirti dinامينius erdvėlaikinius reiškinius (šviesos gijų sklidimą, erdvėlaikines transformacijas, impulsų skilimą ir spūdą, superkontinuumo generavimą ir daugelio šviesos gijų atsiradimą) įvairiuose intensyvių femtosekundinių lazerio impulsų saviveikos režimuose skaidriose dielektrinėse terpėse su momentiniu Kero netiesiškumu.

## Sprendžiami uždaviniai

- Keturmatis ultravioletinių šviesos gijų, susidarančių vandenyje normalios grupinių greičių dispersijos režime, evoliucijos ciklo charakterizavimas.
- Pilnutinis šviesos kulkų, generuojamų fokusuojantis vidurinėsios infraraudonosios spektro srities femtosekundiniams impulsams safyro kristale anomalios grupinių greičių dispersijos režime, charakterizavimas.
- Spektrinis, statistinis ir koreliacinis ultraspartaus superkontinuumo, žadinaimo artimosios infraraudonosios srities femtosekundiniais impulsais skaidriuose dielektrikuose tyrimas, esant įvairioms veikos sąlygoms.
- Erdvėlaikinis šviesos gijų masyvų, generuojamų fokusuojantis elipsiniams šviesos pluoštams lydytame kvarce, charakterizavimas.



## Mokslinis darbo naujumas

- Pirmą kartą išmatuota ultravioletinių šviesos gijų evoliucija vandenyje keturiuose matavimuose  $(x, y, z, t)$  atskleidė trūkstantus esminius ryšius tarp pagrindinių fizikinių vyksmų: pluošto fokusavimo ir defokusavimo ciklą, impulso skilimo ir atsistatymo, superkontinuumo ir kūginės spinduliuotės generavimo bei netiesinės sugerties smailių, sukuriant pilnutinį fizikinį šviesos gijos sklidimo ir energijos perdavimo skaidriai medžiagai dinamikos paveikslą normalios grupinių greičių dispersijos atveju.
- Atlikus vienalaikius didelio dinaminio diapazono erdvėlaikinių intensyvumo skirstinių, spektrų su kampine skyra, energijos srautų ir sklidimo laisvoje erdvėje matavimus, atskleista fizikinė šviesos kulkų, susidarančių fokusuojantis vidurinėsios infraraudonosios spektro srities impulsams plačios apertūros dielektrinėje terpėje su anomalia grupinių greičių dispersija, prigimtis. Parodyta, kad šios šviesos kulkos yra daugiaspalviai (polichromatiniai) Bessel'io pluoštai, turintys netiesinių O bangų savybių, o ne solitoniniai bangų paketai, kaip buvo manyta iki šiol.
- Eksperimentiškai ir skaitmeniškai parodyta, kad spektrinio intensyvumo fliktuacijos mėlynajame superkontinuumo spektro krašte, kurios stebimos tarpiniame superkontinuumo generavimo režime, pasižymi ekstremaliųjų verčių (ilgų uodegų) statistiniu skirstiniu. Pademonstruojant, kad intensyvumo fliktuacijos pasireiškia vienu metu erdvėje ir laike, atrasta nauja optinių ekstremaliųjų bangų klasė – ekstremaliosios X bangos.
- Atliktas lyginamasis superkontinuumo generavimo tyrimas žadinant Gauss'o ir Bessel'io impulsiniais pluoštais parodė, kad abiem atvejais generuojamas itin stabilus (su vidutiniu kvadratinu nuokrypiu  $< 1\%$ ), plataus ir tolygaus spektro superkontinuumas, nors Bessel'io pluošto atveju reikalinga 10 kartų didesnė kaupinimo energija. Atrastos tam tikros charakteringos superkontinuumo spektrinio intensyvumo stabilumo ir nestabilumo zonos, kurios susietos su spektro plitimu dėl keturbangio dažnių maišymo ir specifinėmis intensyvumo fliktuacijų koreliacijomis ties tam tikrais bangos ilgiais.
- Atliktas išsamus eksperimentinis superkontinuumo generavimo safyro kristale tyrimas, žadinant artimosios infraraudonosios srities impulsais ir esant įvairioms pradinio pluošto fokusavimo sąlygoms, kuris atskleidė, kad esant silpnam fokusavimui smarkiai plinta raudonasis superkontinuumo spektro kraštas. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai parodė, kad šis plitimas yra nulemtas pailgėjusio priekinio subimpulso netiesinio sklidimo, išlaikant statų priekinį frontą.
- Pademonstruotas gerai atsikartojančių periodinių vienmačių ir dvimačių šviesos gijų masyvų žadinimas, fokusuojantis elipsiniams šviesos pluoštams lydytame kvarce. Parodyta, kad šviesos gijos yra išsidėsčiusios išilgai ilgosios elipsės ašies, o atstumas tarp jų gali būti lengvai keičiamas, keičiant pradinio impulso energiją. Erdvėlaikinių skirstinių matavimai atskleidė sudėtingą atskirų šviesos gijų dinamiką, tokią kaip itin trumpų ( $< 5$  fs trukmės) impulsų

susiformavimą priekiniame masyvo fronte ir kreivas gijų sklidimo trajektorijas, nepaisant vizualiai tvarkaus šviesos gijų išsidėstymo erdvėje.

## Ginamieji teiginiai

- Normalios grupinių greičių dispersijos atveju, atsikartojantys šviesos gijos fokusavimosi ir defokusavimo ciklai yra vienareikšmiškai susiję atitinkamai su laikiniu impulso skilimu ir atsistatymu.
- Terpėje su anomalia grupinių greičių dispersija dėl impulsinių šviesos pluoštų saviveikos generuojamos silpnai lokalizuotos erdvėlaikinės šviesos kulkos, kurios yra daugiaspalviai Bessel'io pluoštai ir pasižymi netiesinių O bangų savybėmis.
- Superkontinuumo spektro komponentų su mėlynuoju poslinkiu intensyvumo fliktuacijos atitinka ekstremaliųjų verčių statistiką, kurią lemia ekstremaliųjų X bangų susidarymas.
- Gauss'o ir Bessel'io impulsinių pluoštų saviveikos dinamika yra iš esmės panaši ir sąlygoja itin stabilaus, plataus bei tolygaus spektro superkontinuumo generavimą.
- Parinkus švelnias pradinio pluošto fokusavimo sąlygas, galima pasiekti smarkų superkontinuumo spektro plitimą į raudonąją pusę, žadinant superkontinuumą artimosios infraraudonosios srities femtosekundiniais impulsais skaidriose dielektrinėse terpėse.
- Smarkiai elipsinių šviesos pluoštų fokusavimasis lemia reguliarių ir gerai atsikartojančių vienmačių ir dvimačių šviesos gijų masyvų generavimą.

## Darbo aprobacija

### Mokslinės publikacijos disertacijos tema

- [A1] **D. Majus**, V. Jukna, G. Valiulis, and A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, *Phys. Rev. A* **79**, 033843 (2009).
- [A2] **D. Majus**, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, and A. Dubietis, Three-dimensional mapping of multiple filament arrays, *Phys. Rev. A* **81**, 043811 (2010).
- [A3] **D. Majus**, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, and A. Dubietis, Spatio-temporal Rogue Events in Femtosecond Filamentation, *Phys. Rev. A* **83**, 025802 (2011).
- [A4] **D. Majus**, V. Jukna, E. Pileckis, G. Valiulis, and A. Dubietis, Rogue-wave-like statistics in ultrafast white-light continuum generation in sapphire, *Opt. Express* **19**, 16317 – 16323 (2011).

- [A5] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, **D. Majus**, O. de J. Ramírez-Gongora, and M. Kolesik, Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**, 5 – 76 (2011).
- [A6] **D. Majus** and A. Dubietis, Statistical properties of ultrafast supercontinuum generated by femtosecond Gaussian and Bessel beams: a comparative study, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 994 – 999 (2013).
- [A7] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamošauskas, **D. Majus**, and A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, accepted to *Appl. Phys. B.*, DOI 10.1007/s00340-013-5723-8.
- [A8] A. Jarnac, G. Tamosauskas, **D. Majus**, A. Houard, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and A. Dubietis, Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water, *Phys. Rev. A* **89**, 033809 (2014).
- [A9] **D. Majus**, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, and A. Dubietis, Nature of Spatiotemporal Light Bullets in Bulk Kerr Media, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 193901 (2014).

### **Kitos mokslinės publikacijos**

- [A10] P. Bogdanovich, **D. Majus**, and T. Pakhomova, Investigation of accuracy of configuration interaction for the oxygen isoelectronic sequence, *Phys. Scr.* **74**, 558–562 (2006).
- [A11] V. Kudriasov, **D. Majus**, V. Sirutkaitis, S. A. Slattery, and D. N. Nikogosyan, Comparative study of UV absorption changes induced in germanosilicate glass by high-intensity femtosecond pulses at 267, 400 and 800 nm, *Opt. Commun.* **271**, 408–412 (2007).
- [A12] H. Valtna, A. Dubietis, G. Tamošauskas, P. Polesana, J. Galinis, **D. Majus**, G. Valiulis, D. Faccio, P. Di Trapani, and A. Piskarskas, Efficient four-wave parametric amplification and spatial soliton generation in transparent isotropic medium with kerr nonlinearity, *Lithuanian J. Phys.* **47**, 403–410 (2007).
- [A13] J. Darginavičius, **D. Majus**, G. Tamošauskas, and A. Dubietis, Highly efficient third harmonic generation by means of four-wave difference-frequency mixing in fused silica, *Lithuanian J. Phys.* **49**, 171 – 174 (2009).
- [A14] **D. Majus**, O. Jedrkiewicz, M. Molteni, P. Ragazzi, P. Di Trapani, and G. Tamošauskas, Spatio-temporal characterization of self-formed hollow light pulses in the pump depletion regime of second harmonic generation, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**, 77 – 87 (2011).

- [A15] V. Jukna, **D. Majus**, G. Valiulis, A. Dubietis, Transformation of the probability density function in an optical parametric amplifier: application to rogue-wave-like statistics, *Opt. Commun.* **285**, 3654 – 3658 (2012).
- [A16] J. Darginavičius, **D. Majus**, V. Jukna, N. Garejev, G. Valiulis, A. Couairon, and A. Dubietis, Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2  $\mu\text{m}$ , *Opt. Express* **21**, 25211 (2013).
- [A17] N. Garejev, I. Gražulevičiūtė, **D. Majus**, G. Tamošauskas, V. Jukna, A. Couairon, and A. Dubietis, Third- and fifth-harmonic generation in transparent solids with few-optical-cycle midinfrared pulses, *Phys. Rev. A* **89**, 033846 (2014).
- [A18] S. Minardi, D. Majus, A. Gopal, G. Tamošauskas, C. Miliàn, A. Couairon, T. Pertsch, and A. Dubietis, Energy deposition dynamics of femtosecond pulses propagating in water, submitted to *Appl. Phys. Lett.*
- [A19] T. Roger, D. Majus, G. Tamošauskas, P. Panagiotopoulos, M. Kolesik, G. Genty, A. Dubietis and D. Faccio, Extreme Events in Resonant Radiation from Three-dimensional Light Bullets, submitted to *Phys. Rev. Lett.*

## Pranešimai konferencijose

### Pristatyti Donato Majaus

- [C1] D. Majus, A. Dubietis, V. Jukna, G. Valiulis, G. Tamošauskas, A. Piskarskas, Highly efficient four-wave parametric amplification in condensed bulk media without filamentation, 2nd International Symposium on Filamentation, Paris, France (2008).
- [C2] V. Jukna, D. Majus, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, Northern Optics, Vilnius, Lithuania (2009).
- [C3] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Three-Dimensional Mapping of Multiple Filament Arrays, tarptautinis forumas „Mokslas ir visuomenė modernioje Europoje“, Vilnius, Lithuania (2010).
- [C4] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, A. Dubietis, Spatio-temporal Rogue Events in Femtosecond, CLEO/EUROPE – EQEC 2011, Munich, Germany (2011).
- [C5] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, A. Dubietis, Rogue-wave-like statistics in femtosecond filamentation and white-light continuum generation in transparent dielectrics, International Workshop on Rogue Waves, Dresden, Germany (2011).

- [C6] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, A. Dubietis, Statistical properties of supercontinuum spectra in femtosecond filaments, 4th International Symposium on Filamentation COFIL 2012, Book of abstracts 140-141, Tucson, USA (2012).
- [C7] D. Majus, V. Jukna, J. Galinis, G. Tamošauskas, and A. Dubietis, Ultrafast supercontinuum in solid media: statistical properties and infrared extension, 2nd TLL-COLIMA\_FOTONIKA Joint Workshop, Vilnius, Lithuania (2013).
- [C8] D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio and A. Dubietis, Spatiotemporal light bullets as polychromatic Bessel beams, Photonics North 2014, Montreal, Canada (May 2014).
- [C9] D. Majus, N. Garejev, I. Gražulevičiūtė, G. Tamošauskas, V. Jukna, A. Couairon, A. Dubietis, Third and fifth harmonic generation in transparent solids with few optical cycle mid-infrared pulses, CLEO:2014, San Jose, USA (June 2014).
- [C10] D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, D. Faccio, A. Dubietis, Observation of non-solitary spatiotemporal light bullets in bulk dielectric media with Kerr nonlinearity, CLEO:2014, San Jose, USA (June 2014).

### **Pranešimų bendraautorius**

- [C11] P. Bogdanovich and D. Majus, Investigation of accuracy of configuration interaction for the oxygen isoelectronic sequence, 36-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lithuania (2005).
- [C12] H. Valtna, A. Dubietis, G. Tamošauskas, P. Polesana, J. Galinis, D. Majus, G. Valiulis, D. Faccio, P. Trapani, and A. Piskarskas, Efficient four-wave parametric amplification and spatial soliton generation in transparent isotropic medium with kerr nonlinearity, 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lithuania (2007).
- [C13] V. Jukna, D. Majus, G. Valiulis, A. Dubietis, Periodinio šviesos gižu skirstinio generavimas impulsiniu elipsiniu pluoštu, 38-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lithuania (2009).
- [C14] V. Jukna, D. Majus, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Munich, Germany (2009).
- [C15] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Three-Dimensional Mapping of Multiple Filament Arrays, 3rd International Symposium on Filamentation, Crete, Greece (2010).

- [C16] A. Dubietis, D. Majus, V. Jukna, E. Pileckis, G. Valiulis, Ekstremaliųjų bangų statistika femtosekundinėse baltos šviesos gijos, 39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lithuania (2011).
- [C17] A. Jarnac, D. Majus, G. Tamošauskas, A. Couairon, A. Houard, A. Mysyrowicz, A. Dubietis, Four-dimensional imaging of ultraviolet filaments in water, 4th International Symposium on Filamentation COFIL 2012, Tucson, USA (2012).
- [C18] A. Couairon, A. Jarnac, G. Tamošauskas, D. Majus, A. Houard, A. Mysyrowicz, A. Dubietis, The whole life cycle of femtosecond filaments in water at 400 nm, , 4th International Symposium on Filamentation COFIL 2012, Tucson, USA (2012).
- [C19] J. Darginavičius, D. Majus, V. Jukna, N. Garejev, T. Vasiliauskas, A. Dubietis, Ultrabroadband supercontinuum generation in bulk solids with few-optical-cycle CEP-stable pulses at 2  $\mu\text{m}$ , Norhtern Optics 2012, Snekkersten, Denmark (2012).
- [C20] A. Dubietis, J. Darginavičius, D. Majus, N. Garejev, V. Jukna, G. Valiulis, Supercontinuum generation in wide bandgap dielectrics with two optical-cycle infrared pulses, Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija LNFK 40, Vilnius, Lithuania (2013).
- [C21] A.Couairon, G.Tamosauskas, D.Majus, A.Dubietis, A.Jarnac, A.Houard, A.Mysyrowicz, Femtosecond ultraviolet filamentation in water, ICONO/LAT:2013, Moscow, Russia (2013).
- [C22] A. Couairon, V. Jukna, F. Silva, D.R. Austin, M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, J. Biegert, D. Faccio, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz, S. Grabielle, N. Forget, A. Durecu, M. Durand, K. Lim, E. McKee, M. Baudelet, M. Richardson, Filamentation third harmonic and supercontinuum generation, conical emission in the anomalous dispersion region of transparent solids, Workshop on “Mathematical Methods and Models in Laser Filamentation”, Montreal, Canada (2014)
- [C23] A. Dubietis, N. Garejev, V. Jukna, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, D. Majus, G. Valiulis, A. Couairon, Nonlinear optical phenomena in bulk dielectric media with few optical cycle mid-IR pulses, Nonlinear Photonics 2014, Barcelona, Spain (2014).
- [C24] S. Minardi, D. Majus, A. Gopal, G. Tamošauskas, C. Miliàn, A. Couairon, T. Pertsch, A. Dubietis, Imaging Ultrafast Light-Matter Interaction with Inverse Raman Scattering, Nonlinear Photonics 2014, Barcelona, Spain (2014).
- [C25] D. Faccio, T. Roger, F. Biancalana, M. Petev, M. Clerici, R. Morandotti, F. Legare, D. Majus, G. Tamošauskas, A. Dubietis, A. Couairon, P. Panagiotopoulos, M. Kolesik, G. Genty, Resonant Radiation Physics in Collapsing Light Pulses, Advanced Laser Technologies ALT14, Cassis, France (October 2014).

## Bendraautorių įnašas

Šioje disertacijoje aprašyti moksliniai tyrimai buvo atlikti 2010-2014 metais Vilniaus universitete, Kvantinės elektronikos katedroje, išskyrus [A5] publikaciją, kuri buvo parengta stažuotės „Stella 2011“ metu. Eksperimentinius tyrimus bei dalį [A5] kompiuterinio modeliavimo atliko pats autorius, tačiau labai svarbu paminėti šių bendraautorių įnašą:

- Prof. **A. Dubietis** [A1-A4, A5-A9] suformulavo vykdomų eksperimentų uždutis bei vadovavo tiriamojo darbo procesui. Inicialavo daugiagijų pluoštų, superkontinuumo statistikos ir šviesos kulkų anomalios grupinių greičių dispersijos terpėje tyrimus. Taip pat padėjo interpretuoti gautus rezultatus ir parengti mokslines publikacijas.
- Dr. **G. Tamošauskas** [A2, A7, A8, A9] kartu atliko trimatės lazerinės tomografijos eksperimentus, davė daugybę patarimų ir idėjų eksperimentinės lazerių fizikos klausimais.
- Magistrantė **I. Gražulevičiūtė** [A9] padėjo trimatės lazerinės tomografijos matavimuose ir duomenų apdorojime.
- Magistrantas **N. Garejev** [A9] padėjo trimatės lazerinės tomografijos matavimuose.
- Ph. D. **A. Lotti** [A9] atliko energijos srauto skaičiavimus, padėjo interpretuoti gautus rezultatus ir parengti mokslinę publikaciją.
- Prof. **A. Couairon** inicialavo „Praktinio vadovo lazerinių impulsų sklidimo modeliams“ sudarymą [A5], šviesos gijų ultravioletinėje srityje tyrimą [A8], padėjo interpretuoti gautus rezultatus ir parengti mokslinę publikaciją [A9].
- Prof. **D. Faccio** [A3, A9] padėjo interpretuoti gautus rezultatus ir parengti mokslines publikacijas.
- Dr. **V. Jukna** [A1-A4, A7] atliko skaitmeninį modeliavimą, padėjo interpretuoti rezultatus ir parengti mokslines publikacijas.
- Prof. **G. Valiulis** [A1-A4] suformulavo daugiagijų pluoštų susidarymo dėl keturbangio maišymosi idėją, paaiškino daugelį eksperimentiškai stebimų netiesinės optikos reiškinių.
- Doktorantas **J. Galinis** [A7] atliko superkontinuumo infraraudonojo plitimo matavimus.
- Ph. D. **A. Jarnac** [A8] dalyvavo šviesos gijų ultravioletinėje srityje tyrime.

# 1 Ultratrumpieji lazeriniai impulsai dielektrinėse terpėse: teorinis modelis, skaitmeninis modeliavimas ir eksperimentinės metodikos

Šiuolaikiniai ultratrumpųjų impulsų ir skaidrių dielektrinių terpių sąveikos tyrimai yra sunkiai įmanomi be skaitmeninio modeliavimo, kuris padeda suprasti ir interpretuoti gaunamus rezultatus, ypač kai netiesinė optika skverbiasi į vis ekstremalesnius režimus. Ultratrumpųjų impulsų sklidimo modeliavimas pasiekė aukštą lygį, kai kurie naudojami artiniai tampa standartiniais įrankiais tyrėjams dirbantiems šioje srityje. Itin išsamus ultratrumpųjų impulsų sklidimo modeliavimo aprašymas pateiktas [31] darbe, kuriame pradedant nuo Maxwell'o lygčių yra išvedamos bangų paketų sklidimo lygtys, pateikiama taikomų supaprastinimų įtaka, aptariami praktiniai klausimai.

## 1.1 Vienkryptė impulsų sklidimo lygtis

Visas šiame darbe aprašytas skaitmeninis modeliavimas, išskyrus UV šviesos gijų modeliavimą 2.1 skyriuje, buvo atliktas remiantis žemiau aprašytu modeliu. Ultratrumpųjų tiesiškai poliarizuotų impulsų sklidimas kubinio netiesiškumo terpėje buvo modeliuotas pagal šia lygtį [32]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \int \int \int_{+\infty}^{-\infty} T(t', x', y') \\ A(t - t', x - x', y - y', z) dx' dy' dt' = \\ \frac{i\omega_0 n_2}{c} |A|^2 A - \frac{\beta^{(K)}}{2} |A|^{2K-2} A - \frac{\sigma}{2} (1 - i\omega_0 \tau_c) \rho A, \end{aligned} \quad (1.1.1)$$

čia  $A(t, x, y, z)$  yra kompleksinė amplitudė,  $z$  - sklidimo koordinatė,  $t$  - laikinė koordinatė koordinatinių sistemos, susietos su impulsu, judančių greičiu  $v_g = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_0}$ , atžvilgiu,  $\omega_0$  - nešantysis dažnis,  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  bangos skaičius,  $k_0 = k(\omega_0)$ ,  $n$  ir  $n_2$  yra atitinkamai tiesinis ir netiesinis lūžio rodikliai,  $c$  - šviesos greitis vakuume,  $K$  - daugiafotonės sugerties eilė,  $\beta^{(K)}$  - daugiafotonės sugerties koeficientas,  $\rho$  laisvųjų elektronų tankis,  $\sigma$  - elektrono - neutralaus atomo inversinės bremsstrahlung (sklaidos) skerspjūvis ir  $\tau_c$  yra trukmė tarp elektronų susidūrimų laidumo juostoje. Bangos gaubtinės kitimas dėl difrakcijos ir medžiagos dispersijos įskaitytas



"medžiagos atsako" funkcija:

$$T(t, x, y) = \int \int \int_{+\infty}^{-\infty} D(\Omega, k_x, k_y) \exp \left[ -i(\Omega t - k_x x - k_y y) \right] d\Omega dk_x dk_y, \quad (1.1.2)$$

čia  $\Omega = \omega - \omega_0$  yra dažnio nuokrypis nuo centrinio dažnio,  $k_x$  ir  $k_y$  - skersinės bangų vektorius dedamosios. Lygtis spęsta išskaidymo pagal fizikinius faktorius metodu, įskaitant medžiagos dispersiją ir difrakciją neparaksialiniu artiniu per parametą

$$D(\Omega, k_x, k_y) = \sqrt{k(\omega_0 + \Omega)^2 - k_x^2 - k_y^2} - k_0 - \frac{\Omega}{v_g}, \quad (1.1.3)$$

apibūdinantį spektrinį fazės pokytį. Laisvųjų elektronų generavimas įskaitytas tik dėl daugiafotonės ir griūtinės jonizacijos. Į elektronų rekombinaciją buvo atsižvelgta tais atvejais, kai elektronų plazmos gyvavimo trukmė buvo palyginama su impulso trukme.

## 1.2 Supaprastintas modelis ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai

*Šio skyriaus medžiaga publikuota straipsnyje [A5]*

Išsamūs skaitmeniniai modeliavimai ne visada yra būtini siekiant suprasti eksperimentuose stebimus reiškinius, kartais pagrindinius efektus galima atskleisti taikant supaprastintus modelius.

Marburger'io dėsnis [33] gerai aprašo pluoštų su didesne nei kritinė galia fokusavimąsi, jei impulsas neturi fazinės moduliacijos ir sklinda terpėje su Kerr'o netiesišku. Šiame skyrelyje parodyta, kaip Marburger'io dėsnis gali būti pritaikytas impulsams judančio židinio modelio [34] rėmuose ir, pasitelkiant skaitmeninį modeliavimą, nustatyti reikalingi empiriniai parametrai.

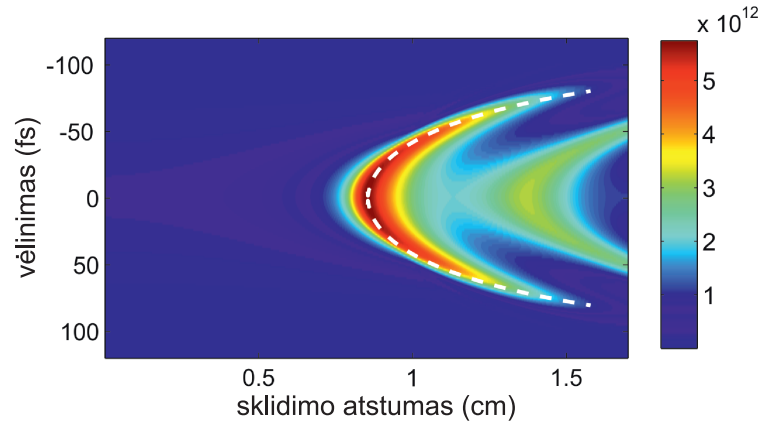
Skaitmeninis modeliavimas atliktas sprendžiant netiesinę Schroedinger'io lygtį, kuri įskaito difrakciją, dispersiją (iki antros eilės), fokusavimąsi ir daugiafotonę sugertį, ir palyginus su anksčiau aprašytu pilnu modeliu, neatsižvelgia į neparaksialinius efektus bei generuojamą plazmą:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} \mathcal{E} - i \frac{k_0''}{2} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t^2} + i \frac{\omega_0}{c} n_2 \mathcal{I} \mathcal{E} - \frac{\beta_K}{2} \mathcal{I}^{K-1} \mathcal{E}, \quad (1.2.1)$$

kur  $\mathcal{I}$  žymi impulso intensyvumą.

Judančio židinio modelis aprašo šviesos gijos susidarymą kaip atskirtų nepriklausomų impulso dalių fokusavimąsi skirtinguose taškuose, kurie visi bendrai sudaro šviesos giją [35, 36]. Šis artėjimas tinkamas tol, kol impulso dalys tarpusavyje nesąveikauja. Idealizuotoje Kerr'o terpėje, centrinės impulso dalys su aukštesne galia fokusuosis arčiau, periferinės impulso dalys - toliau. Impulso da-

lys, kurių galia mažesnė nei kritinė - difraguos nesusifokusuodamos. Terpėje esant netiesiniams nuostoliams, intensyviausios impulso dalys greičiausiai susifokusuoja ir dėl netiesinių nuostolių prarandą dalį galios, taip suformuodamos impulso skilimą už netiesinio židinio. Impulso skilimas stebimas kaip dviejų intensyvumo smaalių atsiradimas ir tolimas viena nuo kitos [37]. Dispersinėje terpėje prielaida, kad impulso dalys yra nepriklausomos, nebegalioja, tačiau judančio židinio modelis vis dar gali nurodyti netiesinio židinio padėtį ir impulso skilimą atstumuose, mažesniuose nei būdingas dispersinis ilgis. Jei netiesinio židinio nuotolis ir dispersinis ilgis tampa palyginami, Marburger'io dėsnis gali būti išplėstas, kaip tai parodyta šiame darbe.



**1.2.1 pav.:** Impulso intensyvumo profilio priklausomybė nuo sklidimo nuotolio. Pradinė impulso galia  $P_0 = 10P_{cr}$ , fazinės moduliacijos koeficientas  $C = -1$ . Intensyvumo spalvinė juosta  $W/cm^2$  vienetais. Balta brūkšninė linija rodo impulso skilimo artinį naudojant modifikuotą Marburger'io dėsnį.

Skaitmeninis modeliavimas atliktas laikant, kad pradinis impulsas turi Gauss'o intensyvumo skirstinį tiek laike, tiek erdvėje. Impulso trukmė 50 fs pusės maksimalaus intensyvumo aukštyje (angl. full width at half maximum - FWHM), pluošto plotis  $\omega_0 = 100 \mu m$ , centrinis bangos ilgis 800 nm. Terpės parametrai pasirinkti pagal vandens optines savybes. Tirta pradinės galios ir impulso fazinės moduliacijos įtaka impulso skilimui: pradinė galia keistuo nuo  $1.5P_{cr}$  iki  $50P_{cr}$ , fazinės moduliacijos koeficientas nuo  $-10$  iki  $10$ . 1.2.1 pav. pavaizduoti vieno iš modeliavimų rezultatai: ties sklidimo nuotoliu  $z = 0.8$  cm, intensyvumas pradeda augti ir už netiesinio židinio  $z \sim 0.9$  cm prasideda impulso skilimas, susidaro du subimpulsai, priekinėje ir galinėje pradinio impulso dalyje. Subimpulsų greičiai gali būti suskaičiuoti iš balta brūkšnine linija pavaizduotos kreivės:  $v_p = (v_g^{-1} + dt/dz)^{-1}$ , kur  $v_g$  yra impulso grupinis greitis, o  $dz/dt$  yra subimpulso tolumo nuo centrinės dalies greitis.

Marburger'io dėsniai, kuris buvo išvestas nuostovių bangų artiniui remiantis skaitmeniniu modeliavimu, reikalingos tam tikros modifikacijos pritaikant fiziškai moduluotų impulsų fokusavimuisi. Šio tyrimo skaitmeninio modeliavimo rezultatai bus lyginami su skirtingoms impulso dalims pritaikomu modifikuotu

Marburger'io dėsniau:

$$z_c(t) = \Delta z_c + \frac{b_M z_R}{\sqrt{[(P_{in}(t)/P_{cr})^{1/2} - a_M]^2 - (1 - a_M)^2}} \quad (1.2.2)$$

$$P_{in}(t) = P_0 \exp(-2t^2/r^2 t_p^2) \quad (1.2.3)$$

čia  $a_M$ ,  $b_M$ ,  $\Delta z_c$ , ir  $r$  yra laisvai parenkami parametrai suderinant juos su skaitmeninio modeliavimo rezultatais.  $\Delta z_c$  atitinka netiesinio židinio poslinkį intensyviausios impulso dalies atžvilgiu, parametras  $r$  įskaito impulso plitimą arba spūdą dėl dispersijos iki netiesinio židinio. Geriausias atitikimas daugeliu atveju buvo gautas parametras  $a_M = 0.7823$  ir  $b_M = 0.405$  išlaikant originalioms artimas vertes, todėl buvo nuspręsta  $a_M$  ir  $b_M$  laikyti konstantomis ir ieškoti  $\Delta z_c$  ir  $r$  priklausomybių nuo  $P_0$  ir  $C$ . Susiteminus visus skaitmeninio modeliavimo rezultatus, gautos šios parametru priklausomybės ( $p \equiv P/P_{cr}$ ):

$$r = 1.58 + 0.0188(p - 1) + \frac{3.94 - 0.348C}{\sqrt{p - 1}} \quad (1.2.4)$$

$$\Delta z_c = -0.0259 + 4.14 \times 10^{-5}(p - 1)^5 + \frac{5.49}{p^3} + \frac{0.536C}{(p - 1)^{1.63}} \quad (1.2.5)$$

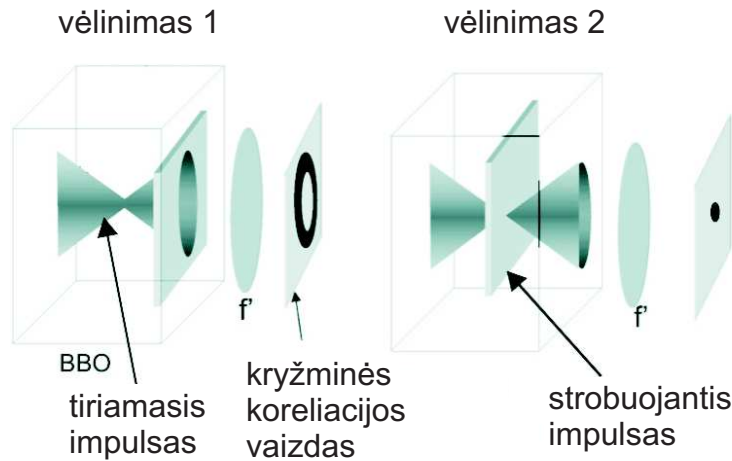
Šios aproksimacijos leidžia aprašyti impulso skilimą itin tiksliai: daugeliu atveju determinacijos koeficientas (R kvadratas)  $> 0.9998$ , didžiausia paklaida neviršijo 10%.

Tikėtina, kad Marburger'io dėsnio modifikacija įtraukiant du papildomus parametrus ir pritaikant jundačio židinio modeliui galioja ir kitoms terpėms bei žadinančios spinduliuotės bangos ilgiams, o aprašytos parametru priklausomybės (1.2.4) ir (1.2.5) turėtų būti pritaikomos pagal terpės parametrus ir žadinančios spinduliuotės bangos ilgį. Aprašytas metodas leidžia nuspėti šviesos gijų pradinę dinamiką plačiame pradinių parametru (galios ir fazinės impulso moduliacijos) intervale. Siekiant išplėsti šį metodą reikėtų atsisakyti nekintamo Gauss'io impulso intensyvumo profilio, įtraukti aukštesnės eilės dispersijos, plazmos generavimo ir Raman-Kerr'o efektų įtaką, kaip siūloma [3, 37].

### 1.3 Trimatė lazerinė sudėtingų šviesos paketų tomografija

Trimatė lazerinė tomografija [38, 39], naudota penkiuose šioje disertacijoje aprašytuose eksperimentuose, leidžia atlikti tikslų trimatį sudėtingų šviesos paketų intensyvumo skirstinių atkūrimą. Trimatė lazerinė tomografija remiasi tiriamojo bangų paketo ir zonduojančio impulso sąveika netiesinės sklendės funkciją atliekančiame kristale (Fig. 1.3.1). Tiriamasis bangų paketas į netiesinę sklendę turi būti atvaizduotas nepakitęs  $4f$  optinės sistemos pagalba, tačiau galimas ir holo-

grafinis atvaizdavimas, kai registravimo sistemoje yra įskaitomas tiriamojo bangų paketo sklidimas po netiesinės sąveikos iki netiesinės sklendės. Būtent holografinis atvaizdavimas leidžia išvengti  $4f$  optinės atvaizdavimo sistemos naudojimo, kuri galėtų įnešti nepageidaujamą dispersiją, tačiau tokiu atveju būtina netiesinę sklendę pastatyti kaip įmanoma arčiau tiriamojo bangų paketo (BP) kilmės vietos. Praktiškai dažniausiai tai susiveda į nekolinearią tiriamojo BP ir zondojuojančio impulso sąveiką, kuri įneša papildomų apribojimų netiesinės sklendės parinkimui norint išlaikyti aukštą erdvinę ir laikinę skyrą.



**1.3.1 pav.:** Trimatės lazerinės tomografijos principas. Trumpas strobuojantis impulsas ir tiriamasis bangų paketas sąveikauja netiesinėje terpėje, registruojamas jų kryžminės koreliacijos intensyvumo pasiskirstymas. Pakeitus vieno iš impulsu vėlinimą kito atžvilgiu, kryžminės koreliacijos vaizdas suteiks informacija apie kitą tiriamojo bangų paketo dali. Paveikslas pagal [40].

Kryžminės koreliacijos signalas yra tiesiškai proporcingas bangų paketo dalies intensyvumui tuo atveju, jei galioja šios sąlygos: (i) tiriamojo BP ir zondojuojančio impulsų nuskurdimas mažas, (ii) difrakcija ir dispersija netiesinės sklendės kristale yra maža, (iii) tiriamojo BP, zondojuojančio impulso ir kryžminės koreliacijos signalo grupinių greičių nederinimas nepasireiškia. Šios sąlygos išpildomos kaip parenkamas netiesinės sklendės kristalo storis mažesnis palyginus su charakteringais sistemos parametrais: netiesinės sąveikos ilgiu, dispersijos ir difrakcijos ilgiu, pluoštų išsiskyrimo ilgiu. Keičiant vėlinimą tarp tiriamojo BP ir zondojuojančio impulso, registruojama eilė kryžminės koreliacijos signalų, kuriuos sujungus galima atkurti trimatį tiriamojo BP intensyvumo skirstinį.

## 2 Šviesos gijų dinamika normalios ir anomalous GGD atvejais

*Šios dalies medžiaga publikuota straipsniuose [A8,A9]*

Femtosekundinių šviesos gijų erdvėlaikinė lokalizacija leidžia efektyviai perduoti energiją į skaidrias ar pusiau skaidrias terpes. Itin naudinga būtų turėti sklidimui invariantiškus elektromagnetinių bangų paketus - šviesos kulkas, kurios seniai traukia fundamentinių ir taikomųjų tyrimų dėmesį [41]. Trimačių šviesos kulkų, kurios sklįstų terpėje per natūralaus dispersinio ir difrakcinio plitimo, generavimas yra ne tokia paprasta užduotis analitiškai ar skaitmeniškai, ir dar sunkiau įgyvendinama eksperimentiškai [42].

Be invariantinio sklidimo siekio, femtosekundinių gijų dinamikos tyrimai ir taip yra aktualūs. Šiame skyriuje pristatomas šviesos gijų, besiformuojančių vandenyje žadinant 400 nm bangos ilgio spinduliuote, evoliucijos ciklas ir šviesos kulkų, sugeneruotų šviesos gijai formuojantis anomalous GGD terpėje, tyrimas.

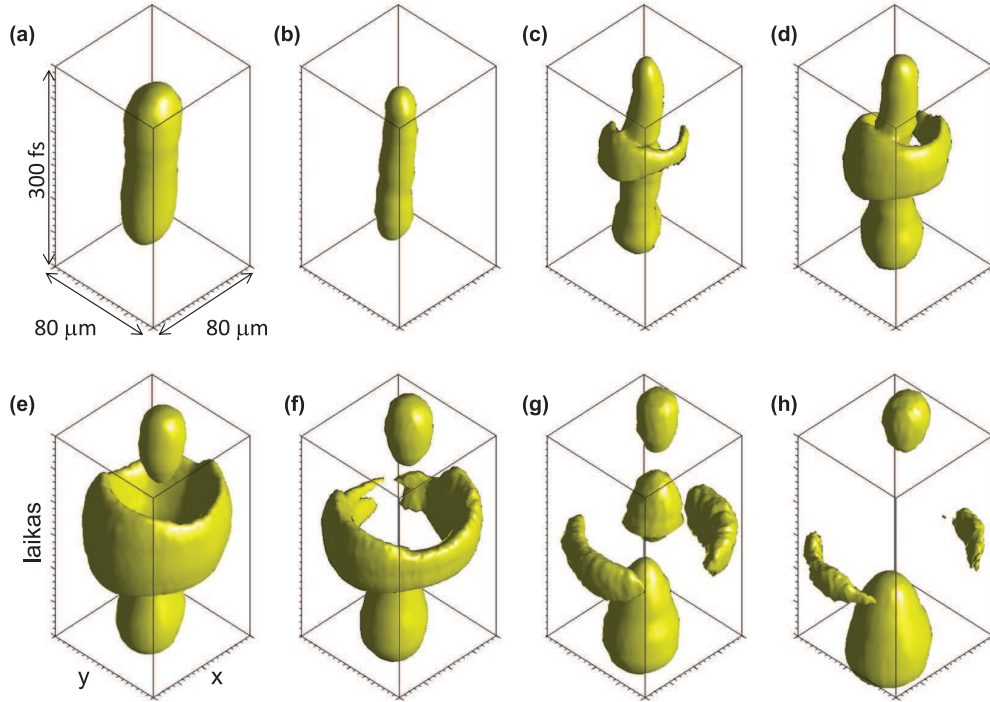
### 2.1 UV šviesos gijų evoliucijos ciklas

Lazerinės spinduliuotės energijos perdavimas skysčiuose svarbus daugeliui taikymų, nuo ryšių suardymo cheminėje sintezėje iki daugiafotonės sugerties inicijuojamų pokyčių biomedicinos moksluose [43], pvz saugi neinvazinė akių ar smegenų chirurgija, vėžio radioterapija reikalauja energijos perdavimo į mažą erdvės tūrį nepažeidžiant aplinkinių audinių [44–46]. Buvo atlikta keletas tyrimų, kaip panaudoti šviesos gijas [47, 48], tačiau jas lydi ir kiti nepageidaujami efektai - jonizacija, vienšūvis ir kaupiamasis kaitinimas, smūginių bangų generavimas ir kavitacinių burbulų susidarymas. Lazerio parametrai, tokie kaip centrinis bangos ilgis, impulso trukmė ir energija gali leisti valdyti šiuos efektus, tačiau tam reikalingas gilus supratimas apie šviesos gijų dinamiką. UV ultratrumpųjų impulsų ir medžiagos sąveika skaidriose terpėse parodė netikėtų šviesos gijoms rezultatų [49], įskaitant efektyvų energijos perdavimą iš šviesos gijos į terpę, ir nors galimų taikymų ratas platus, intensyvių UV (arti vandens minimalios sugerties spektrinės linijos) impulsinių pluoštų sklidimas nebuvo detalai tyrinėtas.

Šiame skyriuje aprašomas femtosekundinių UV lazerinių impulsų sklidimas vandenyje: registruojant trimatį intensyvumo skirstinį, spektrą ir sugertį ir taip užregistruojant visą šviesos gijos evoliucijos ciklą.

Šviesos gijos buvo žadinamos antrąja Ti:safyro lazerinės sistemos (Spitfire PRO; Newport-Spectra Physics) harmonika kintamo ilgio vandens kiuvetėje. Šviesos gijos intensyvumo skirstinys, po sklidimo vandens kiuvetėje, buvo matuojamas trimatės lazerinės tomografijos metodu (žr. 1.3 skyrių).

2.1.1 pav. pavaizduota impulso dinamika ir šviesos gijos formavimasis švelnaus fokusavimo sąlygomis (fokusuojant 300 mm židinio nuotolio lęšiu). Pradi-



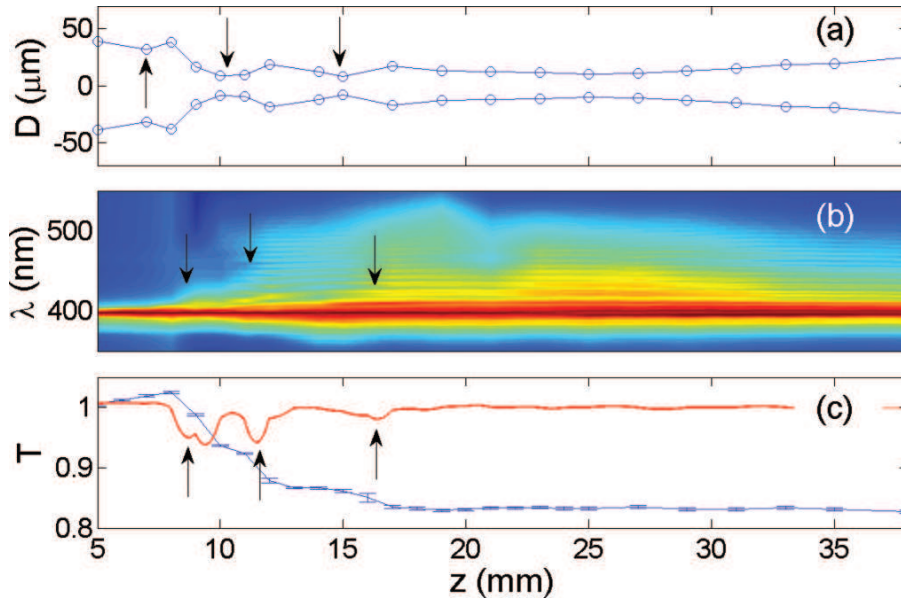
**2.1.1 pav.:** Išmatuota 100 fs trukmės 400 nm centrinio bangos ilgio impulso transformacija į šviesos giją sklindant vandeniui. Pradinė energija  $E_{in} = 100$  nJ, fokusuojama 300 mm židinio nuotolio lęšiu. Izointensyvumo paviršiai nubrėžti ties 20% maksimalaus intensyvumo atstumams (a) 19 mm, (b) 21 mm, (c) 23 mm, (d) 24 mm, (e) 26 mm, (f) 28 mm, (g) 30 mm ir (h) 32 mm. Rėmelio dydis:  $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m} \times 300$  fs. Sklidimo kryptis - iš viršaus į apačią.

nis ovalus bangų paketas skyla laike po 23–24 mm sklidimo vandenyje. Impulso skilimo metu formuojasi žiedas impulso centre. Susidarę subimpulsai tolsta nuo impulso centro, o žiedas atstato centrinę impulso dalį ties  $t = 0$  [ 2.1.1(e)–(g) pav.]. Po to visas erdvėlaikinis darinys plečiasi dėl difrakcijos.

Padidinus pradinę impulso energiją buvo stebima keletas skilimo ir refokusavimosi etapų. Pavyzdžiui 400 nJ impulsai tokiomis pat fokusavimo sąlygomis skyla laike ties  $z \sim 8$  mm,  $z \sim 11$  mm ir  $z \sim 16$  mm. Tokia laikinė dinamika yra susijusia su ašine superkontinuumo spinduliute. Po pirmojo impulso skilimo stebėtas spektro plitimas į ilgabangę pusę nuo žadinančio bangos ilgio, po antrojo skilimo atsirasdavo superkontinuumo moduliacija, po trečio - SK moduliacija įgudavo mušimus.

Keturmatis intensyvumo skirstinio matavimas leido atkurti pluošto diametro dinamiką - 2.1.2 pav. vaizduoja pluošto diametro kitimą, šviesos gijos spektrą ir perduotą (nesugertą) energiją priklausomai nuo sklidimo vandenyje atstumo. Šie rezultatai rodo itin gerą sutapimą, tarp fokusavimosi ir defokusavimo ciklų, spektrinio plitimo ir pralaidumo kitimo.

Su UV šviesos gijų evoliucijos ciklų susiję skaitmeninio modeliavimo rezultatai ir modelio aprašymas išsamiai pateikti [50] straipsnyje. Skaitmeninis modeliavimas atskleidė, kad kiekvienas impulso skilimas yra artimas simetriniam ir skilimas visada vyksta į du subimpulsus. Impulso priekyje susiformuojantis subimpulsas greičiau nei impulso grupinis greitis, gale - mažesniu. Skilimo simetrija rodo, kad



**2.1.2 pav.:** Tipiški šviesos gijos impulso skilimo požymiai švelnaus fokusavimo sąlygomis,  $E_{in} = 400$  nJ. (a) Pluošto diametras, (b) superkontinuumo spektras, (c) pralaidumo funkcija (mėlyna linija) ir netiesinių nuostolių pokytis (raudona linija).

lemiantis skilimą veiksnys yra daugiafotonė sugertis. Jei skilimo procese didesnę įtaką turėtų plazmos defokusavimas, skilimas būtų asimetrinis, pirmasis atskiltų priekinis subimpulsas ir nutoltų didesniu greičiu nuo impulso centro. Galinis subimpulsas atsiskirtų vėliau, kai priekinis subimpulsas būtų sugertas daugiafotonės sugerties. Daugiafotonės sugerties įtaką patvirtina ir stipresnis spektro plitimas į raudonąją pusę - plazmos defokusavimas atsakingas už naujos, didesnio nei žadinantis dažnio, spinduliuotės generavimą.

Siekiant įsitikinti išvados teisingumu, buvo atlikti modeliavimai parenkant kitus terpės parametrus, kad plazmos defokusavimas darytų didesnę įtaką. Impulso skilimui pasiekti reikalinga energija buvo žymiai didesnė nei eksperimente. Taip pat stebėtas skilimo asimetriškumas.

Impulsų skilimas buvo stebėtas ir aštresnio fokusavimo sąlygoms (50 mm židinio nuotoliu lęšiu), erdvėlaikinė dinamika išlaikoma panaši kaip ir švelnaus fokusavimo atveju.

## 2.2 Šviesos kulkų generavimas šviesos gijomis anomalios GGD režime

Siekis sugeneruoti trimates šviesos kulkas remiasi dviem fizikinėmis koncepcijomis. Pirmoji pagrįsta erdvėlaikinių solitonų generavimu, kuriuos būtų galima laikyti idealiomis šviesos kulkomis greitai (eksponentiškai) gėstančia periferija ir aukštu lokalizacijos lygiu. Erdvėlaikinių solitonų formavimas remiasi nuolatinio difrakcijos ir dispersijos balansavimu netiesiniais efektais, tokiais kaip fokusavimas ir fazės moduliavimas [51]. Pirmuoju artiniu šios sąlygos gali būti išpildytos terpėje su Kerr'o netiesiškumu ir anomalios grupinių greičių dispersijos režime

[51], tačiau šiuo atveju šviesos kulka susiformuoja tik netiesiniame židinyje [52] ir yra nestabili moduliacijai [53]. Todėl siekiant invariantinio erdvėlaikinio sklidimo, būtina tinkamai parinkti ir paruošti tiesines ir netiesines terpės savybes [54], kas sukelia didelių technologinių sunkumų. Iki šiol tikros trimatės šviesos kulkos eksperimentiškai buvo stebėtos tik dvimačiame susietų bangolaidžių masyve, turinčiame kvazi-momentinį kubinį netiesiškumą ir skersinę periodinę lūžio rodiklio moduliaciją [55].

Antroji remiasi šviesos kulku generavimu tiksliai parenkant pradinio pluošto savybes pagal terpės parametrus, kad šios kompensuotų natūralią difrakciją ir dispersiją be netiesinių efektų t.y. tiesiniame sklidimo režime. Tiesinės šviesos kulkos yra silpnai lokalizuoti bangų paketai, kurių stacionarius sklidimas užtikrinamas dėl jų profilio panašumo į Bessel'io pluoštą, spektrinėms komponentėms sklandant kūgio paviršiumi ir nuolatos papildant centrinę dalį sudarant ultratrumpą impulsą. Šis metodas vienodai efektyvus terpėse tiek su normalia, tiek su anomalia grupinių greičių dispersija. Iki šiol silpnai lokalizuotos šviesos kulkos buvo eksperimentiškai stebėtos kaip X-bangos [56], Airy kulkos [57, 58] ir ultratrumpieji Bessel'io pluoštai [59]. Praktinis tokių kulku sukūrimas reikalauja tikslaus spektrinių komponentių sklidimo kampų suderinimo pagal medžiagos dispersines savybes, todėl apsunkina galimus taikymus.

Kur kas paprastesnis būdas generuoti silpnai lokalizuotas šviesos kulkas yra leisti netiesinių sąveikų metu transformuotis visam bangų paketui, taip leidžiant susidaryti netiesiniams X-bangų analogams [19, 60] ir Airy kulkoms [61]. Dar tiksliau, spontaninis netiesinių X-bangų susidarymas buvo stebėtas formuojantis šviesos gijoms skaidriose dielektrinėse terpėse, kai pradinis Gauss'o skirstinio impulsas dėl netiesinių sąveikų keičia savo erdvėlaikinę struktūrą į X formą ir ją tokią išlaiko net esant netiesiniams nuostoliams [20, 21, 62]. Vienintelis trūkumas yra tas, kad šviesos gijoms formuojantis normalios dispersijos terpėse, dėl impulso skilimo [3] negalima gauti pavienės X-bangos.

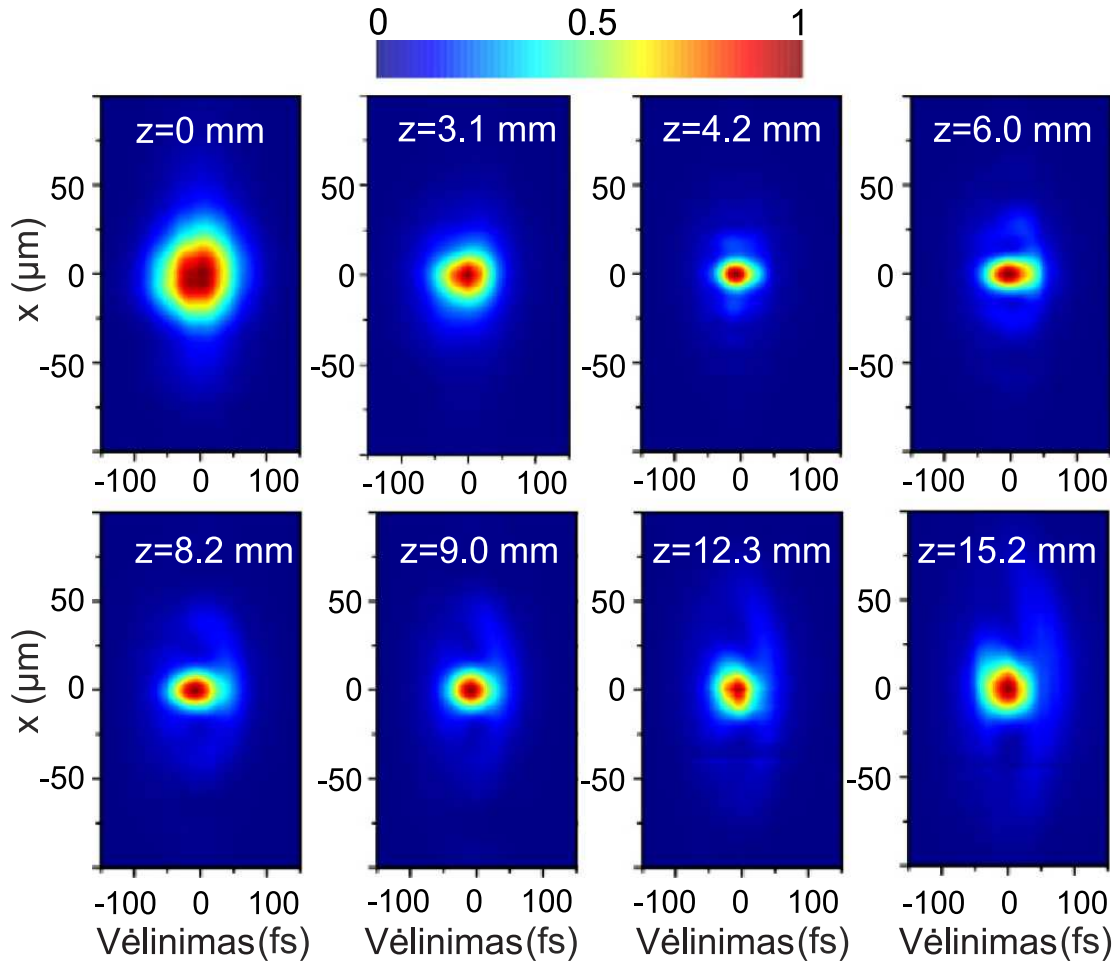
Pirmieji šviesos gijų susidarymo tyrimai anomalios GGD terpėse parodė, kad galimas erdviškai izoliuoto ir laike susispaudusio impulso formavimasis [63–65]. Neseniai buvo stebėtas šviesos gijų susidarymo režimas, kai buvo generuojamas trimatis neplintantis impulsas [66], tačiau iki šiol išlieka neatsakytas klausimas, kaip šios šviesos kulkos turėtų būti paaiškinamos.

Eksperimentas buvo atliktas 90 fs, 1.8  $\mu\text{m}$  centrinio bangos ilgio impulsus fokusuojant  $f = +100\text{ mm}$  lęšiu į 45- $\mu\text{m}$  (FWHM) diametro dėmę ant netiesinės terpės (safyro) įėjimo plokštumos.

Bangų paketo kitimas priklausomai nuo sklidimo nuotolio buvo išmatuotas panaudojant kelis skirtingo ilgio safyro bandinius. 2.2.1 pav. apibendrinti erdvėlaikiniai intensyvumo profiliai. Per pirmus kelis sklidimo mm, pradinis pluoštas susitraukia dėl fokusavimosi ir susispaudžia laike dėl fazės moduliavimosi ir terpės anomalios GGD. Už netiesinio židinio ( $z = 4.2\text{ mm}$ ), bangų paketas transformuojasi į erdviškai ir laikiškai suspaustą trimatę šviesos kulka, kurios skersmuo (FWHM) 15  $\mu\text{m}$ , o trukmė 40 fs. Didelis matavimų dinaminis diapazonas atskleidė, kad šviesos kulka sudaryta iš stipriai lokalizuotos centrinės dalies, kurią sudaro susispaudęs impulsas, ir žemo intensyvumo žiedo formos periferinės dalies, ir sklinda nekeisdama savo formos. Sklidimo dinamika apibendrinta 2.2.2 pav., kur skrituliais pažymėtas pluošto diametro ir trukmės kitimas priklausomai nuo sklidimo nuotolio. Matoma, kad aukšto intensyvumo centrinė dalis išlaiko lokali-



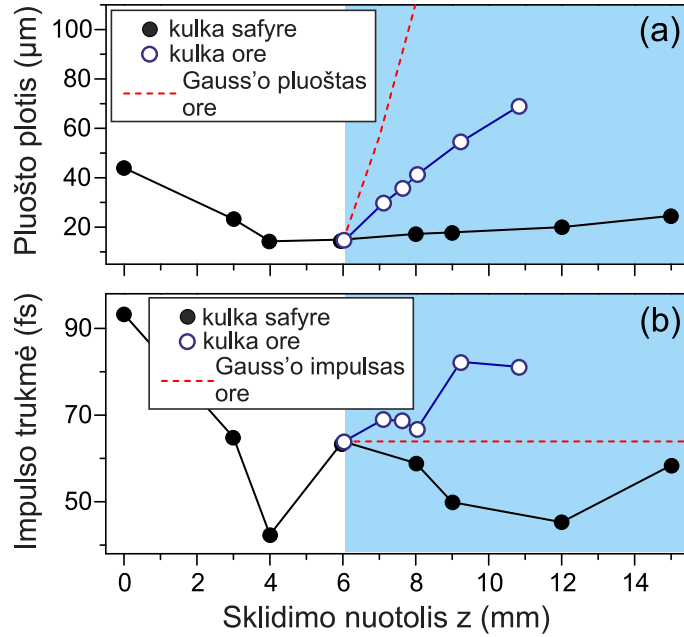
zacią sklisdama daugiau kaip 10 mm, tai viršija 25 Rayleigh'aus ilgius, įvertintus atitinkamų matmenų Gauss'o pluoštui.



**2.2.1 pav.:** Gauss'o bangų paketo erdvėlaikiniai intensyvumo profiliai jam transformuojantis sklindant safyre : (a)  $z = 0$  mm, (b)  $z = 3.1$  mm, (c)  $z = 4.2$  mm, (d)  $z = 6.0$  mm, (e)  $z = 8.2$  mm, (f)  $z = 9.0$  mm, (g)  $z = 12.3$  mm, (h)  $z = 15.2$  mm.

Šviesos kulkai nusklidus 6 mm ir toliau leidus sklisti ore (laisvoje erdvėje), buvo išmatuotos įdomios ir labai svarbios jos savybės. Stebėtas tolygus erdvinių, ir kas keisčiausia, laikinių matmenų plitimas, žr. 2.2.2 pav. Šie duomenys buvo palyginti su tiesiškai sklindančio panašių matmenų Gauss'o bangų paketo difrakcija ir dispersija (pavaizduota brūkšnine linija), kuri atitinka į solitoną panašaus objekto sklidimą laisvoje erdvėje. Šie rezultatai parodo, kad šviesos kulka, išėjusi iš netiesinės terpės, pasižymi subdifrakciniu ir dispersiniu sklidimu laisvoje erdvėje, kas yra nesuderinama su stipriai lokalizuoto solitoninio objekto sklidimu. Tiesinio ir netiesinio šviesos kulkos sklidimo savybės kyla iš stipraus pradinio Gauss'o bangų paketo erdvėlaikinio performavimo, kuris yra būdingas kūginiams bangų paketams [22].

Sujungus tolimojo lauko (kampinės skyros spektrų) ir artimojo lauko (erdvėlaikinių intensyvumo profilių) matavimus, iteracinio Gerchberg-Saxton algoritmo pagalba buvo atkurtas bangų paketo erdvėlaikinį fazinį skirstinį, žr. [67]. Su-

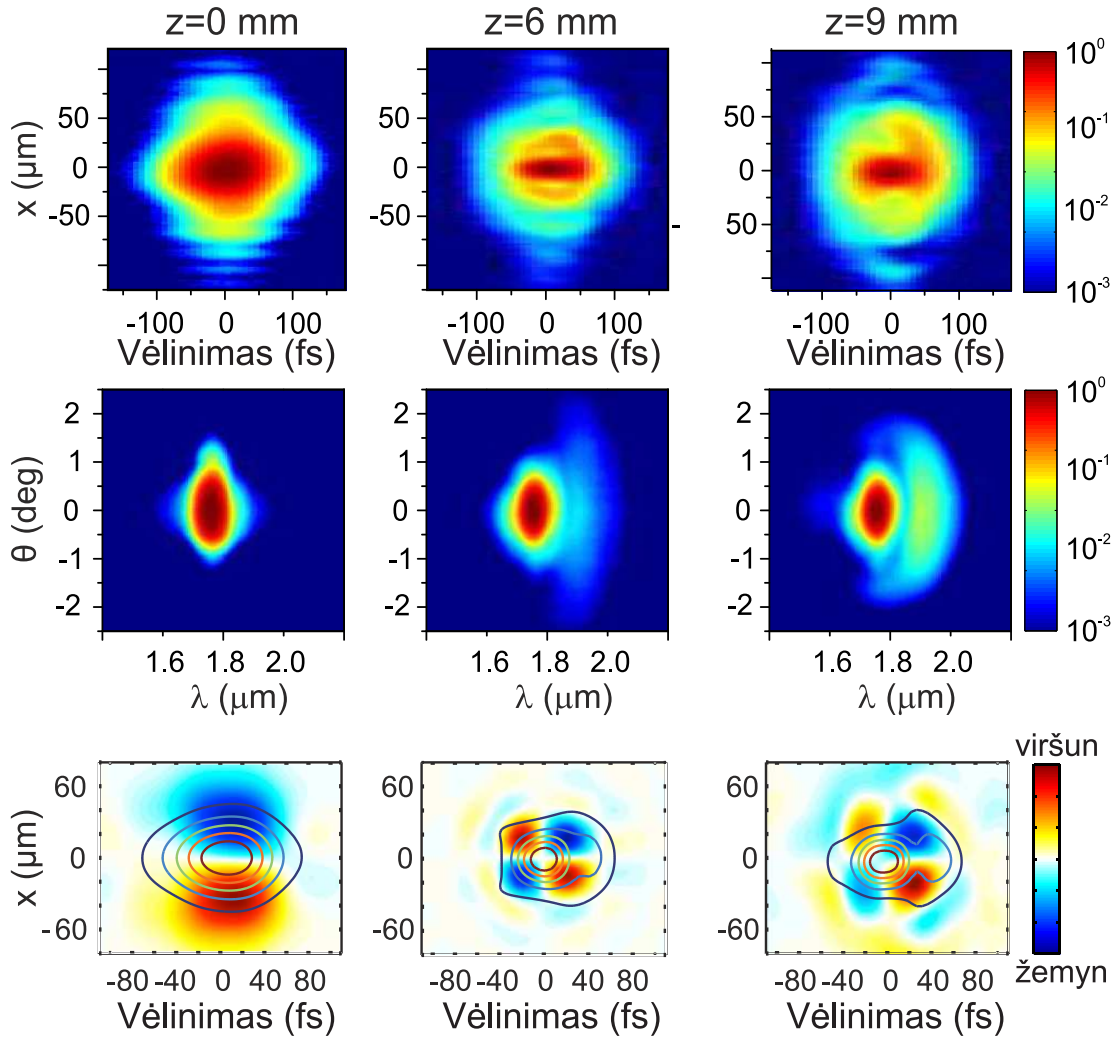


**2.2.2 pav.:** (a) Pluošto diametro (FWHM) ir (b) trukmės priklausomybė nuo sklidimo nuotolio. Skrituliai rodo šviesos gijos susidarymą ir sklidimo dinamiką safyre. Apskritimai rodo šviesos kulkos sklidimą ore, kuris prasideda nuo  $z = 6$  mm. Brūkšnine linija pažymėtas Gauss'inio bangų paketo, kurio matmenys atitinka šviesos kulka, sklidimas ore.

skaičiuoto fazinio skirstinio gradientas vaizduoja skersinį energijos srautą, kaip parodyta normuotose skalėse 2.2.3(g), (h) ir (i) pav.

Skersiniai energijos srautai šviesos kulkoje [2.2.3(h), (i) pav.] rodo radialinės simetrijos impulso pokrypį, atsirandantį iš stiprios erdvėlaikinės bangų paketo dalių sąsajos. Energijos srautų diagrama praktiškai identiška stacionaraus polichromatinio Bessel'io pluošto srautų diagramai [68]. Tokio impulsinio pluošto centrinė smailė dėl pakreiptų pluošto dedamųjų interferencijos sklinda lėčiau nei bangų paketo grupinis greitis ir sutinka su skaitmeniniais modeliavimais lydytame kvarce [12]. Radialinės simetrijos impulso pokrypis paaiškina šviesos kulkos tiesinį ir netiesinį sklidimo režimus: dėl pokrypio, šviesos spektrinės komponentės sklindančios skirtingais kampais kompensuoja medžiagos dispersiją, tačiau šviesos kulakai perėjus į orą lemia jos plitimą laike. Pažymėtina, kad solitoninis ar į jį panašus bangų paketas turėtų plokščią fazę ir neturėtų skersinių energijos srautų, tuo tarpu kūginis srautas yra būdingas polichromatiniams Bessel'io tipo pluoštams.

Apibendrinant, buvo atskleista trimačių šviesos kulku, susidarančių intensyviems femtosekundiniams impulsams fokusuojantis dielektrinėje terpėje su anomalia grupinių greičių dispersija, prigimtis. Parodyta, kad susidarančios šviesos kulkos sudarytos iš stipriai lokalizuotos intensyvios centrinės dalies, kurią sudaro susispaudęs impulsas, ir silpnos, delokaluotos periferinės dalies, sudarytos iš į Bessel'io pluoštą panašios struktūros. Nors periferinė dalis atrodo mažo intensyvumo, ypač tiesinėje skalėje, ji yra itin svarbi, nes nuolatos papildo centrinę dalį ir išlaiko jos lokalizaciją sklindant tiek tiesiškai tiek netiesiškai. Pradinio Gauss'inio skirstinio bangų paketo virtimo į šviesos kulka energijos srautų pasiskirstymas



**2.2.3 pav.:** Erdvėlaikiniai intensyvumo profiliai (logaritminėje skalėje) (a) pradinio bangų paketo ir šviesos kulkos prie (b)  $z = 6.0$  mm, (c)  $z = 9.0$  mm. (d), (e) ir (f) - atitinkami kampinės skyros spektrai. (g), (h) ir (i) - atitinkami skersiniai energijos srautai.

įrodo, kad šviesos kulkos susidarymas nėra suderinamas su erdvėlaikinio solitono sąvoka, ir turėtų būti aiškinamas polichromatinio Bessel'io pluošto formavimusi. Dėl šios savybės, šviesos kulkos, išėjusios iš netiesinės terpės ir sklisdamos laisvoje erdvėje, plinta laike, bet sklinda be žymios difrakcijos. Tikėtina, kad šios savybės yra būdingos visai erdvėlaikinių šviesos kulkų šeimai, kurios generuojamos femtosekundinių šviesos gijų susidarymo metu skaidriuose dielektrikuose su anomalia GGD.

## 3 Superkontinuumo generavimas

*Šios dalies medžiaga publikuota straipsniuose [A3, A4, A6, A7]*

Nuo pirmojo stebėjimo 1970 m. [69], superkontinuumo (SK) generavimas kondensuotoje dielektrinėse terpėse buvo tyrinėjamas ir naudojamas kaip nepakeičiamas įrankis ultrasparčiojoje spektroskopijoje, lazerių fizikoje ir netiesinėje optikoje [70, 71]. Itin platus spektras ir aukštas erdvinis ir laikinis koherentiškumas (taigi ir spūdimas) yra svarbiausios ultraspartaus SK savybės. Šios savybės, kartu su geru atsikartojamumu skirtingiems lazerio impulsams (jei parinktos teisingos kaupinimo sąlygos), lemia SK kaip užkrato naudojimą ultratrumpųjų impulsų optiniuose parametriniuose stiprintuvuose [72, 73], mažos ir vidutinės galios OPCPA sistemose [74]. Po femtosekundinių lazerių atsiradimo, išsamūs skaitmeniniai ir eksperimentiniai SK generavimo tyrimai atlikti skystosiose ir kietosiose terpėse [6, 75, 76]. Nepaisant eksperimentinio paprastumo, SK generavimą lemia didelė fizikinių reiškinių įvairovė. Superkontinuumo generavimo slenkstis beveik sutampa su fokusavimosi ir šviesos gijų susidarymo slenksčiu [3]; daugumoje atvejų vieno atsiradimas yra lydimas kito, ir atvirkščiai. Plataus spektro spinduliuotė atsiranda dėl sudėtingos sąveikos tarp susijusių fizikinių reiškinių: fazės moduliacijos [75], keturbangio maišymosi [77], impulsų skilimo [78, 79], impulso fronto statėjimo ir optinių smūginių bangų generavimo [10], daugiafotonės sugerties ir laisvų elektronų plazmos generavimo [6, 80].

Šviesos gijų ir SK stabilumas yra itin reikšmingas šviesos gijų pritaikymui. Tačiau SK ne visada pasižymi geru atsikartojamumu ir kai kuriais atvejais SK intensyvumo statistika paklūsta ekstremaliųjų verčių statistikai. Ekstremalieji įvykiai (dar vadinami ekstremaliosiomis bangomis) yra reti aukštos amplitudės įvykiai, stebimi įvairiose fizikinėse sistemose, kuriose vyksta netiesinė bangų sąveika, [81] darbe pateikta išsami apžvalga.

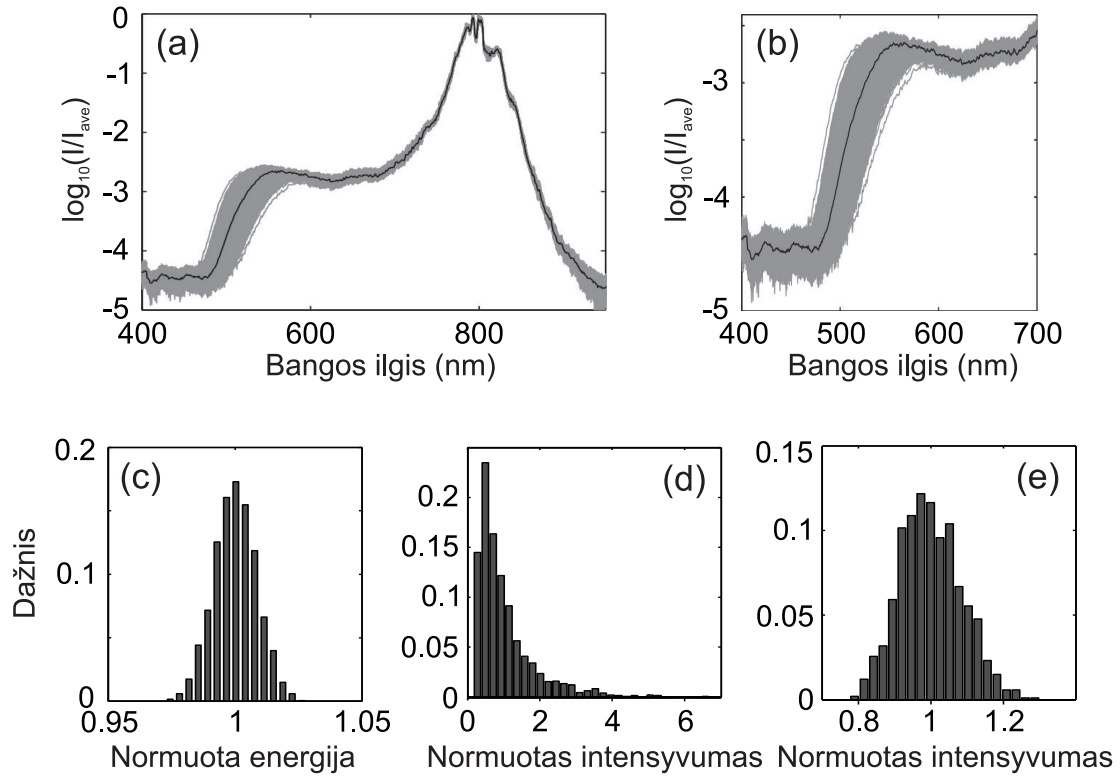
Optinės ekstremaliosios bangos [82] išsamiai tyrinėtos vienmatėse sistemose, t.y. fotoninių kristalų šviesolaidžiuose kur netiesinis šviesos sklidimas lemia sudėtingą laikinę impulso evoliuciją ir itin plataus SK generavimą. Šiose sistemose ekstremalieji įvykiai atsiranda kaip raudonojo poslinkio solitonai [82] ar mėlynojo poslinkio dispersinės bangos [83], kurie susidaro iš triukšmų sužadinto moduliacinio nestabilumo. Ekstremaliosios bangos šviesolaidžiuose stebėtos skirtingoms impulsų trukmėms [84, 85], ir prie įvairių veikimo režimų [86, 87].

Laikoma, kad ekstremaliosios optinės bangos atsiranda dėl netiesinės bangų sąveikos ir solitonų susidūrimų, nors tikslus jų formavimosi mechanizmas dar kelia diskusijų [88]. Neseniai ekstremaliosios optinės bangos stebėtos ir tūrinėse terpėse: susidarant šviesos gijoms ore [89] ir skysčiuose [90] ir numatytas jų atsiradimas dar sudėtingesnėmis sklidimo sąlygomis, pvz. susidarant daugiagijams pluoštams [21]. Skirtingai nuo optinių šviesolaidžių, kuriuose dinamika vyksta tik vienoje (laikinėje) koordinatėje, šviesos gijų sklidimo režime netiesinių bangų sąveika vyksta trimatėje erdvėje, todėl optinės ekstremaliosios bangos tūrinėse terpėse negali būti siejamos su solitonų dinamika ar specifinių solitoninių impulsų su ekstremaliosiomis

charakteristikomis formavimusi.

### 3.1 Ekstremaliųjų verčių statistika femtosekundinio baltos šviesos kontinuumo generavime

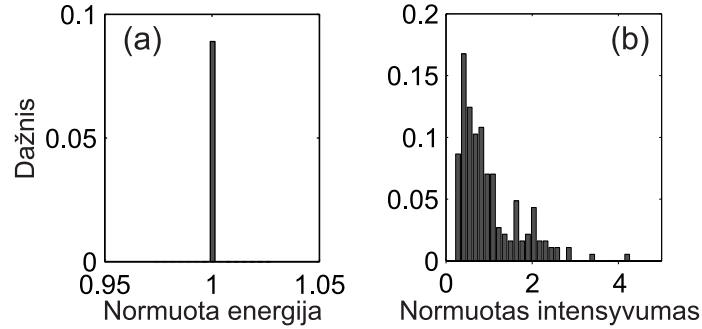
Baltos šviesos kontinuumas (BŠK) buvo generuojamas aštriai fokusuojant 130 fs, 800 nm centrinio bangos ilgio impulsus iš Ti:safyro lazerinės sistemos (Spitfire PRO, Newport-Spectra Physics) į 3 mm storio sintetinio safyro kristalą. Vienašūviai spektrai buvo registruojami su lazerine sistema sinchronizuotu spektrometru.



**3.1.1 pav.:** (a) 2000 vienašūvių BŠK spektrų (pilkos linijos), žadintų  $E_{in} = 0.44 \mu\text{J}$ . Vidutinis spektras pažymėtas juoda linija. (b) Padidintas mėlynojo BŠK krašto vaizdas. Statistiniai skirstiniai: (c) žadinančiojo impulso energijos, (d) ir (e) spektrinio intensyvumo atitinkamai ties 500 nm ir 650 nm (normuota į vidurkį).

Spektrinis plitimas stebėtas nuo žadinančio impulso energijos  $E_{in} = 0.3 \mu\text{J}$ , kuri atitinka  $\sim 1.3$  fokusavimo kritinės galios (1.8 MW safyru). Su didesne kauptinimo energija spektro plitimas tapo asimetrinis, dominavo plitimas į trumpabangę sritį. 3.1.1(a) pav. pavaizduoti 2000 BŠK spektrų, užfiksuotų su  $E_{in} = 0.44 \mu\text{J}$ . Šiomis sąlygomis spektrinio intensyvumo variacijos labai priklauso nuo spektrinio diapazono - mėlynojo krašto fliuktuacijos buvo nepalyginamai didesnės nei 550-700 nm srityje, variacijos paryškintos 3.1.1(b) pav: spektrinio intensyvumo skirstinys ties 650 nm yra simetrinis, artimo Gauss'o funkcijai skirstinio su  $\sim 8\%$  standartiniu nuokrypiu, tuo tarpu ties 500 nm skirstinys buvo išstėtas didesnių verčių link

(L-formos), kaip tai būdinga ekstremaliųjų verčių procesui. 3.1.1(c) pav. pavaizduotas lazerio impulsų energijos skirstinys, su vos 0.8% standartiniu nuokrypiu.

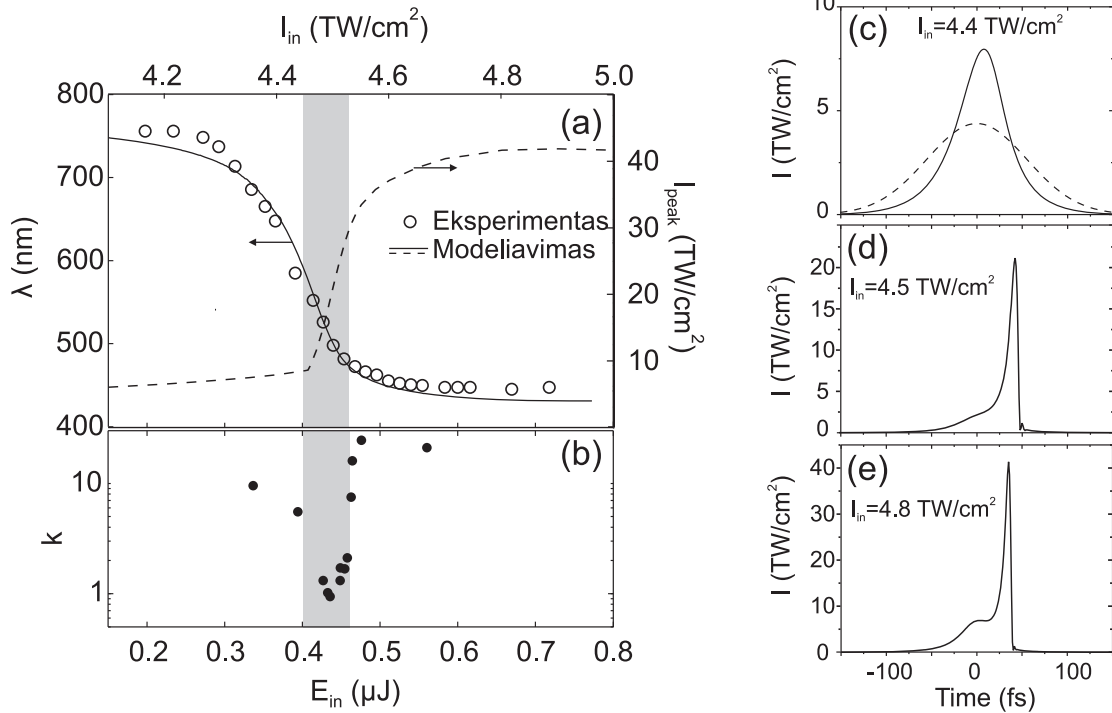


**3.1.2 pav.:** Statistiniai skirstiniai: (a) atrinktų žadinančiojo impulso energijos verčių ir (b) atitinkamų matavimų spektrinio intensyvumo ties 500 nm.

L-formos spektrinio intensyvumo skirstinys ties 500 nm nėra tik lazerio energijos fliktuacijos pasekmė - iš tų pačių duomenų atrinkus matavimus, kur lazerio energija stabili  $\pm 0.1\%$  lygyje nuo vidutinės, charakteringas spektrinio intensyvumo skirstinys išlieka, nepaisant mažesnio skaičiaus (apie 200) matavimų, 3.1.2 pav.

Padidinus pradinį impulsų energiją virš  $0.6 \mu\text{J}$ , spektro plitimas sustojo dėl intensyvumo įsisotinimo ir chromatinės medžiagos dispersijos [91], kuri sudaro tinkamas sąlygas faziškai suderintam keturbangiam maišymosi procesui [21]. Dar didesnės pradinės energijos impulsai generavo BŠK, kurio statistiniai skirstiniai buvo siauri - su  $E_{in} = 0.94 \mu\text{J}$  ties 650 nm standartinis nuokrypis sumažėjo iki 3%, galima teigti, kas BŠK generavimas įsisotino. Eksperimento rezultatai buvo sumodeliuoti skaitmeniškai sprendžiant netiesinę Schroedinger'io lygtį, įskaitančią difrakciją, dispersiją, momentinį Kerr'o atsaką, bangos fronto statėjimą, penkiafotonę sugertį ir laisvų elektronų plazmos generavimą [90]. Eksperimento ir skaitmeninio modeliavimo rezultatai susisteminti 3.1.3 pav. 3.1.3(a) pav. pavaizduota spektro mėlynojo krašto bangos ilgis priklausomai nuo kaupinimo impulso energijos. Spektrinio intensyvumo skirstiniai buvo aproksimuojami Weibull'io funkcija [92], formos parametro  $k$  vertės priklausomybė pavaizduota 3.1.3(a) pav. - didelis  $k$  rodo praktiškai simetrinį skirstinį, artimą Gauss'iniam, mažas - L-formos skirstinį. 3.1.3(c)-(e) pav. pavaizduoti skaitmeniškai sumodeliuoti impulso intensyvumo skirstiniai. Pateikti rezultatai rodo, kad BŠK generavime galima išskirti tris etapus. Pirmasis ( $E_{in} = 0.28 \div 0.40 \mu\text{J}$ ) yra susijęs su fazės moduliavimosi įtakotu simetriniu spektriniu plitimu, kuris nepasižymi ekstremaliųjų verčių statistika. Laikinėje skalėje impulsas persiformuoja, tačiau neskyja. Antrojo etapo ( $E_{in} = 0.40 \div 0.46 \mu\text{J}$ ) metu staigiai išauga maksimalus impulso intensyvumas - impulsas skyja. Spektrinis plitimas susijęs su asimetriniu impulso skilimu, impulso fronto statėjimu ir smūginės bangos generavimu galinėje impulso dalyje, žr. 3.1.3(d) pav. Tokia dinamika suderinama su BŠK aprašymu [10], kita vertus spektrinis plitimas taip pat gali būti aprašomas keturbangio maišymosi ir dviejų X-bangų generavimu trimatėje erdvėje [21], kurių tarpusavio sąveika sudaro tinkamas fazinio sinchronizmo sąlygas generuoti spektrines dedamasias su trumpabangiu poslinkiu. Šio etapo metu galinio subimpulso formavimasis labai priklauso nuo pradinės žadinančio impulso energijos, todėl net ir nedideli sis-

temos parametrų svyravimai sukelia stiprius pokyčius - mėlynasis BŠK kraštas itin nestabilus ir pasižymi ekstremaliųjų bangų statistika Trečiojo etapo metu ( $E_{in} > 0.46 \mu\text{J}$ ), spektrinis plitimas sustoja, galinio impulso intensyvumas įsistina iki  $\sim 41 \text{ TW}/\text{cm}^2$  dėl daugiafotonės sugerties, dingsta ekstremaliųjų verčių statistika



**3.1.3 pav.:** (a) Spektrinio plitimas kaip krašto bangos ilgio priklausomybė nuo kaupinimo energijos. Brūkšninė linija žymi maksimalų impulso intensyvumą safyre. (b) Weibull'io skirstinio funkcijos formos parametro priklausomybė nuo kaupinimo energijos. Paryškina zona, kurioje stebima ekstremaliųjų verčių statistika. (c)-(e) Skaitmeniškai sumodeliuoti impulso intensyvumo skirstiniai išilgai sklidimo ašies, brūkšninė linija vaizduoja pradinį impulsą.

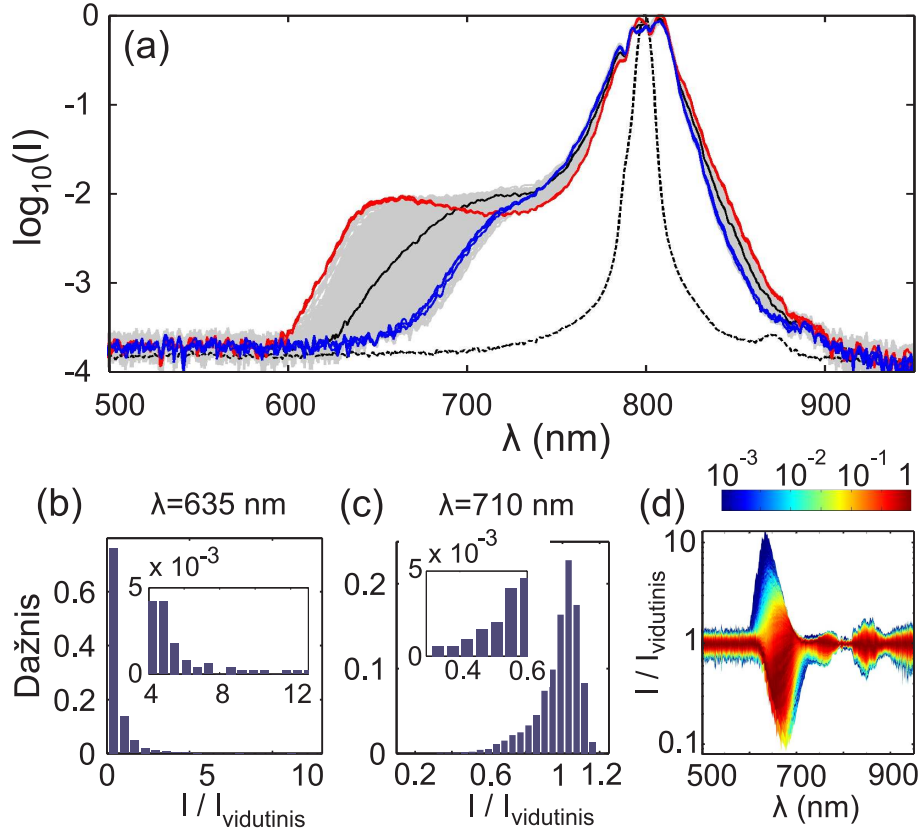
## 3.2 Erdvėlaikiniai ekstremalieji įvykiai: ekstremaliosios X-bangos

Ti:safyro lazerinės sistemos (Spitfire-PRO, Newport-Spectra Physics) 130-fs trukmės,  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$  centrinio bangos ilgio spinduliuotė buvo švelniai fokusuojama  $f = 500 \text{ mm}$  lęšiu į 43 mm ilgio vandens kiuvetės įėjimo langelį. Statistinis lazerio impulsų skirstinys buvo artimas Gauss'o, standartinis nuokrypis  $\leq 1\%$ .

Ekstremaliųjų įvykių atsiradimas šviesos gijos susidarymo režime stebimas iš spektrinio intensyvumo fluktuacijų. 3.2.1(a) pav. pavaizduota 5000 vienašūvių spektrų žadinant impulsais, kurių galia  $1.23P_{cr}$ . Plačiausias ir siauriausias spektrai pažymėti atitinkamai raudona ir mėlyna kreivėmis, pradinis impulso spektras - brūkšnine.

Detalesni spektrinio intensyvumo skirstiniai pavaizduoti 3.2.1 (b) ir (c) pav. Ties 635 nm spektrinio intensyvumo skirstinys yra išplitęs didesnių verčių link,





**3.2.1 pav.:** (a) Eksperimentiškai išmatuoti 5000 vienašūvių šviesos gijų spektrų (pilkos kreivės) žadinant  $1.23P_{cr}$  galios impulsais. Vidutinis spektras pavaizduotas juoda, plačiausias ir siauriausias - atitinkamai raudona ir mėlyna kreivėmis. (b) Spektrinio intensyvumo skirstinys ties 635 nm ir (c) 710 nm. Papildomuose paveikslėliuose padidinti itin nuo vidurkio nukrypusių verčių intervalai. (d) Spektrinio intensyvumo skirstiniai visame registruotame spektriniame diapazone.

maksimalios vertės vidutinę viršija daugiau nei 10 kartų, tuo tarpu ties 710 nm skirstinys yra išplitęs mažesnių verčių link - šiuo atveju stebimo ekstremaliai mažos vertės. Detalesnė analizė atskleidžia, kad šios vertės yra susijusios ir statistiniai skirstiniai tarp skirtingų spektro dalių yra susiję, kaip tai būna fazės moduliavimosi įtakoto spektrinio plitimo atveju [93]. 3.2.1(d) pav. pavaizduoti statistiniai skirstiniai visame registruotame spektre - didžiausios fliuktuacijos stebimo mėlynojoje spektro dalyje.

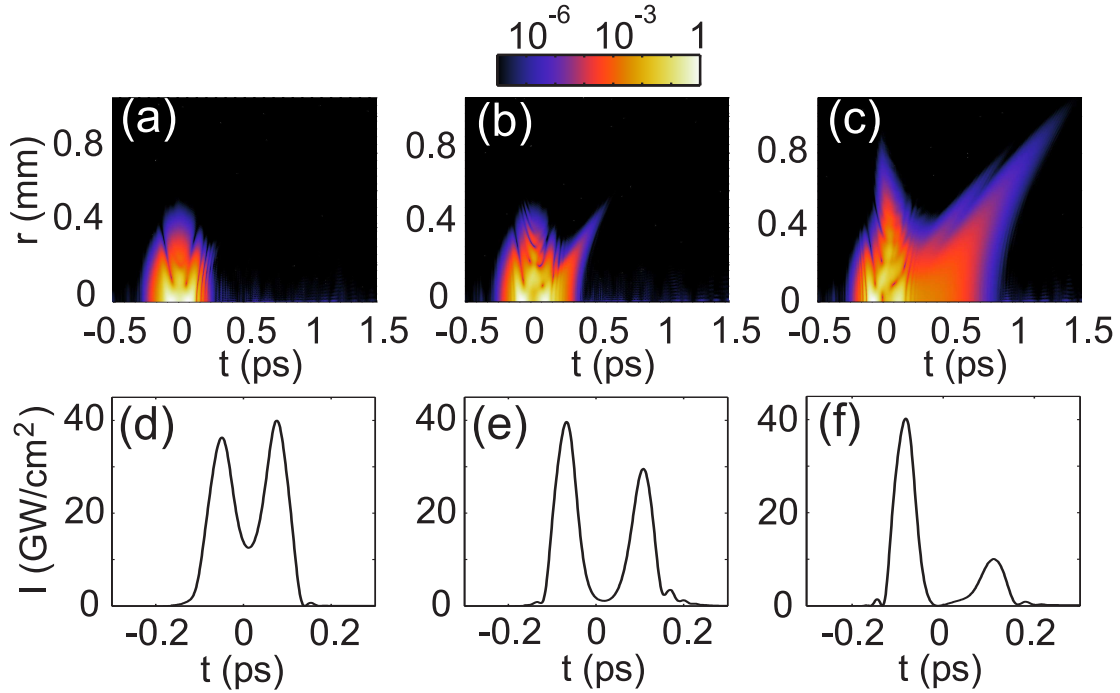
Skaitmeninis modeliavimas, atliktas sprendžiant netiesinę Schroedinger'io lygtį (žr. 1.1 skyrių), kiekybiškai atkartojo eksperimento rezultatus. Eksperimente stebėtos statistikos atkūrimui, pradiniam impulsui buvo pridėtas 2% intensyvumo profilio triukšmas, 0.1% fazinis triukšmas ir 1% energijos fliuktuacijos.

Skaitmeninio modeliavimo rezultatai tiksliai atkartojo eksperimente stebėtusius, tačiau išlieka klausimas, kaip spektriniai ekstremalieji įvykiai atsispindi erdvėlaikiniame intensyvumo skirstinyje. 3.2.2(a)-(c) pav. pavaizduoti skaitmeniškai sumodeliuoti erdvėlaikiniai intensyvumo skirstiniai, atitinkantys vidutinį ir labiausiai nuo vidurkio nukrypusius spektrus. Didžiausias skirtumas tarp šių impulsų yra galinėje impulso dalyje susiformavusioje X-bangoje, kurios erdvėlaikinis



išplitimas smarkiai svyruoja, palyginus su priekiniu subimpulsu.

Šis faktas taip pat buvo patvirtintas eksperimentiškai matuojant šviesos gijos ašinės dalies ( $40\text{-}\mu\text{m}$  diametro) kryžminės koreliacijos funkciją su 30 fs trukmės impulsu, 3.2.3 (a) pav. 3.2.3 (b) ir (c) pav. palyginti eksperimentinis ir skaitmeninio modeliavimo impulso kryžminės koreliacijos statistiniai skirstiniai ties vėlinimais  $-60$  ir  $+70$  fs, atitinkančiais priekinį ir galinį subimpulsus. Iš pateiktų rezultatų matyti, kad priekinis impulsas susidaro gana stabilus, tuo tarpu galinis - pasižymi ekstremaliųjų verčių statistika.

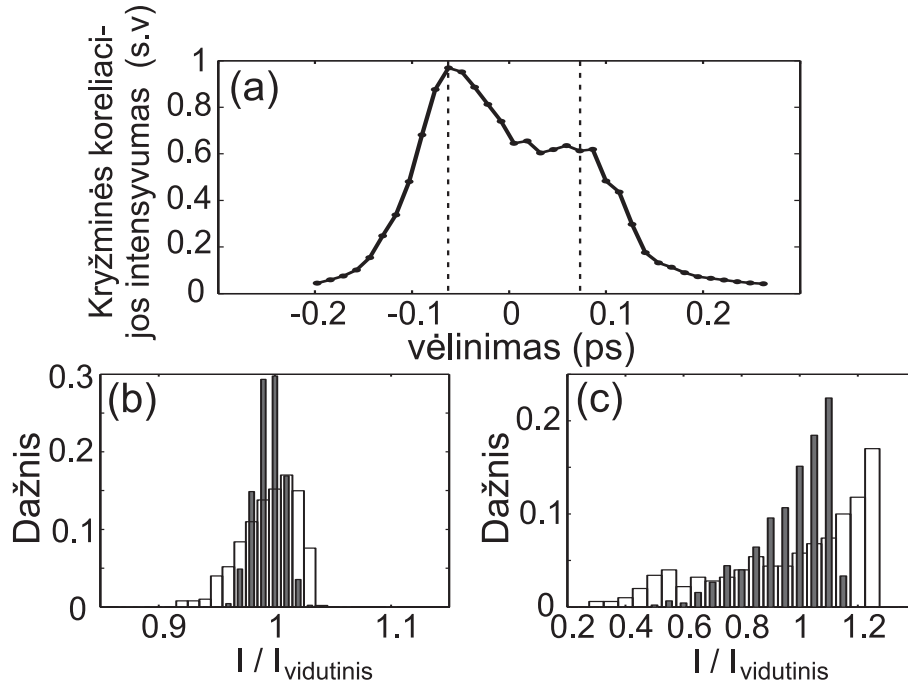


**3.2.2 pav.:** Skaitmeniškai sumodeliuoti (a)-(c) erdvėlaikiniai ir (d)-(f) ašinis intensyvumo profiliai, atitinkantys siauriausią, vidutinį ir plačiausią stebėtus spektrus.

Tirtomis eksperimento sąlygomis ekstremalieji įvykiai femtosekundinių šviesos gijų susidarymo režime yra didelės erdvėlaikyje susijusios intensyvumo fluktuacijos ir X-bangų formavimasis impulso galinėje dalyje. Šie rezultatai stipriai skiriasi nuo vienmačių ekstremaliųjų įvykių šviesolaidžiuose, kuriuose jie pasireiškia tik aukštesniu intensyvumu. Dėl erdvės ir laiko susieto poveikio trimatėse sistemose, panašių X-bangų ekstremaliųjų įvykių galima tikėtis ir kitose fizikinėse sistemose, pvz. akustinėse ar net seisminėse bangose.

### 3.3 Ultraspartaus superkontinuumo statistinės savybės

Pastaraisiais metais femtosekundiniai impulsiniai Bessel'io pluoštai (FBP) susilaukė nemažai dėmesio šviesos ir medžiagos sąveikų tyrimuose. Nedifraguojantys Bessel'io pluoštai užtikrina aukštą energijos lokalizaciją ilguose sklidimo nuotoliuose ir todėl yra patrauklūs įvairiuose moderniosios optikos ir ultrasparčiųjų



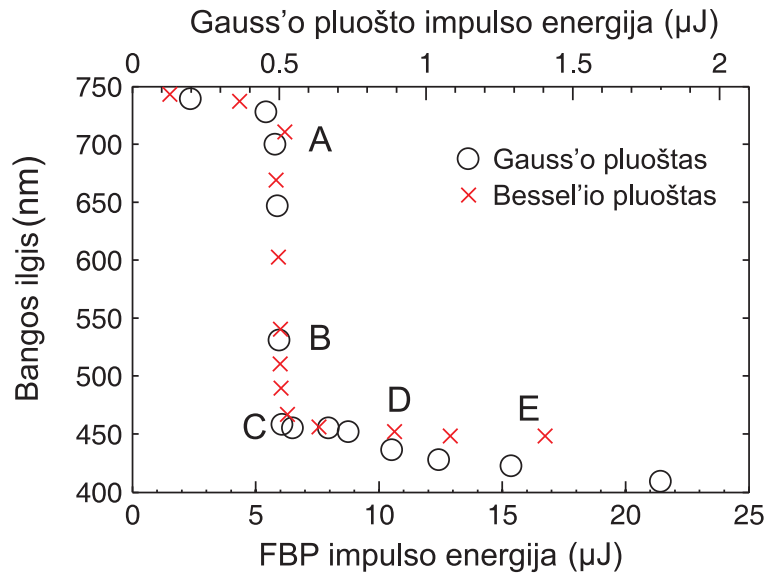
**3.2.3 pav.:** (a) Išmatuota šviesos gijos ašinės dalies kryžminės koreliacijos funkcija. (b) ir (c) - kryžminės koreliacijos funkcijos statistiniai skirstiniai, modeliuoti skaitmeniškai (balti stulpeliai) ir išmatuoti eksperimente (juodi stulpeliai), atitinkantys priekinį ir galinį subimpulsus.

technologijų taikymuose. Dėl savo kūginės prigimties FBP laikomi atsparūs savi-veikos efektams, nes tiek fokusavimasis, tiek fazės moduliavimasis pasireiškia tik prie žymiai didesnių galių, nei palyginus su Gauss'o pluoštais. Šviesos gijų susidarymas žadinant FBP taip pat turi keletą skirtumų palyginus su Gauss'o pluoštais [94], svarbiausias iš jų yra lėtas progresyvus artimojo lauko intensyvumo skirstinio kitimas, - prarandamas žiedų kontrastas, generuojami papildomi žiedai iš ašinė spinduliuotė tolimajame lauke. [95, 96]. Šie skirtumai taip pat stebimi ir superkontinuumo generavimo atveju, kuris iki šiol buvo tyrinėta vandenyje [96] ir bario fluoride [97].

Kita vertus, Bessel'io pluoštus galima formuoti įvairių parametrų: kūgio kampas, centrinės smailės diametras, energija, specifinė intensyvumo variacija išilgai sklidimo ašies ir Bessel'io zonos ilgis suteikia daug, tačiau dar neištirtų, galimybių generuoti superkontinuumo spinduliuotę. Be to, iki šios statistinės superkontinuumo, žadinamo Gauss'o ir Bessel'io pluoštais, savybės, kurios yra svarbios visiems praktiniams taikymams, išsamiai netyrinėtos.

Ti:safyro lazerinės sistemos (Spitfire-PRO, Newport-Spectra Physics, 130 fs impulsų trukmė, 800 nm centrinis bangos ilgis) spinduliuotė buvo lešiu arba kūgine prizme fokusuojama į 3 mm ilgio sintetinio safyro bandinį, abiem atvejais fokusuojamo pluošto skaitinė apertūra buvo panaši. Žadinant Gauss'o pluoštu impulso energija buvo keičiama  $0.2 \div 2 \mu\text{J}$  ribose, Bessel'io - tam pačiam spektriniam plitimui pasiekti buvo reikalinga apie 10 kartų didesnė impulsų energija  $1 \div 16 \mu\text{J}$ .

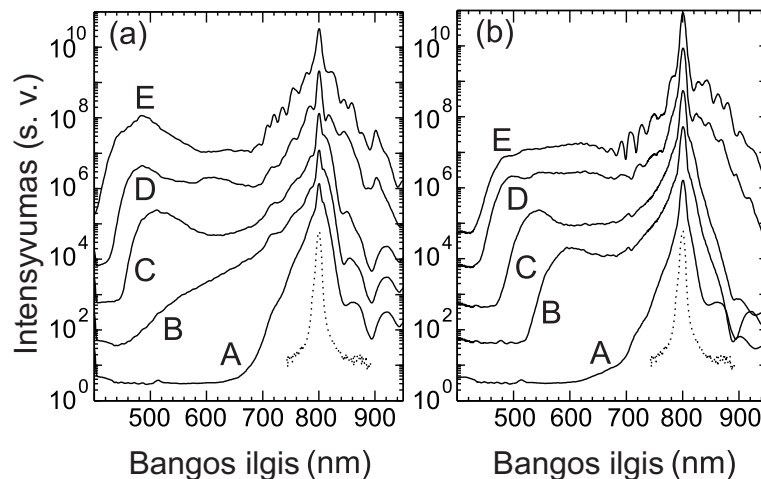
3.3.1 pav. palygintos spektro krašto ( $10^{-4}$  lygyje nuo maksimalaus intensyvumo) priklausomybės nuo kaupinimo impulso energijos. Nepaisant didelio skirtumo



**3.3.1 pav.:** Superkontinuumo, žadinamo Gauss'o ir Bessel'io pluoštais, trumpa-bangio krašto bangos ilgio priklausomybė nuo kaupinimo impulso energijos.

energijos absoliučioms vertėms, spektrinis plitimas labai panašus abiem atvejais: lėtą plitimą seką itin staigus išplitimas ir išsotinimas. Apytiksliai 10 kartų skirtumas tarp kaupinimo energijų gali būti paaiškintas tuo, kad dėl Bessel'io pluošto geometrijos reikalinga apytiksliai 10 kartų didesnė impulso energija tam pačiam intensyvumui pasiekti bandinyje, kiti skirtumai dėl netiesinio FBP sklidimo nagrinėjami [94, 97].

3.3.1 pav. raidėmis A, B, C, D, ir E pažymėti penki spektro plitimo etapai. Juos atitinkantys spektrai (2000 matavimų vidurkiai) pavaizduoti 3.3.2 pav.

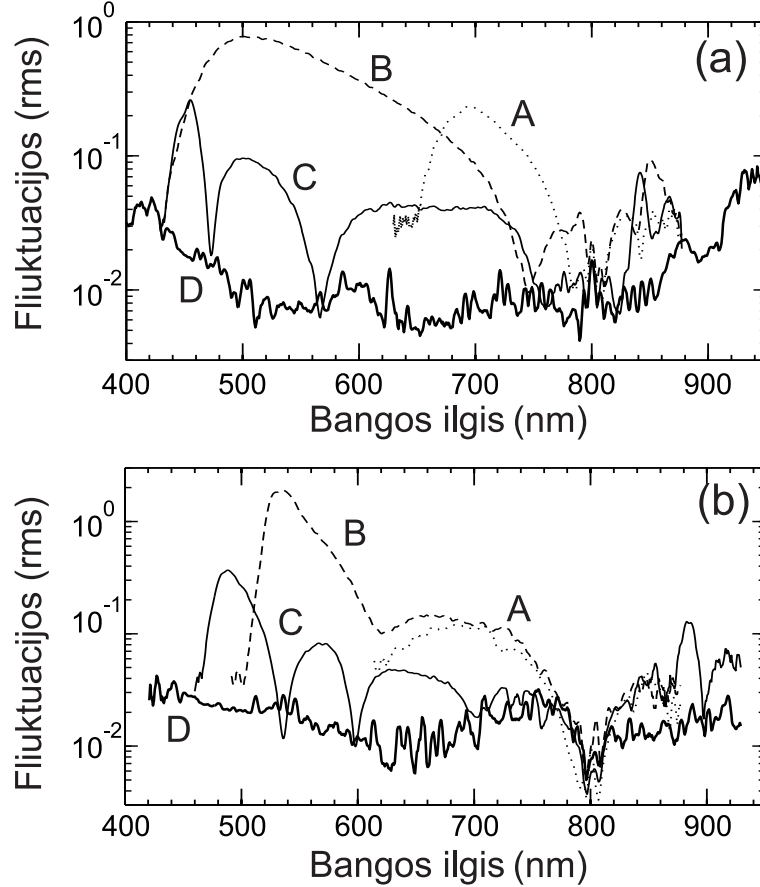


**3.3.2 pav.:** Superkontinuumo spektrai žadinti (a) Gauss'o pluoštu ir (b) FBP. Pažymėti spektrai atitinka atvejus, pažymėtus 3.3.1 pav. Pradinis impulso spektras pažymėtas brūkšnine linija. Visi spektrai normuoti į nešančiojo (800 nm) bangos ilgio maksimalų intensyvumą.

Statistinės superkontinuumo spektrų savybės apibendrintos 3.3.3 pav., kur kreivės vaizduoja spektrinio intensyvumo fluktuacijas priklausomai nuo bangos

ilgio minėtais penkiais atvejais. Mėlynojoje spektro dalyje padidėjusios fluktuacijos yra susijusios su ekstremaliųjų bangų atsiradimu - jos pasižymi stipriai asimetriniais skirstiniais. Įdomiausia stebėta savybė - itin stabilūs bangos ilgių intervalai, tiek Gauss'o tiek Bessel'io pluošto kaupinimo atvejais.

s



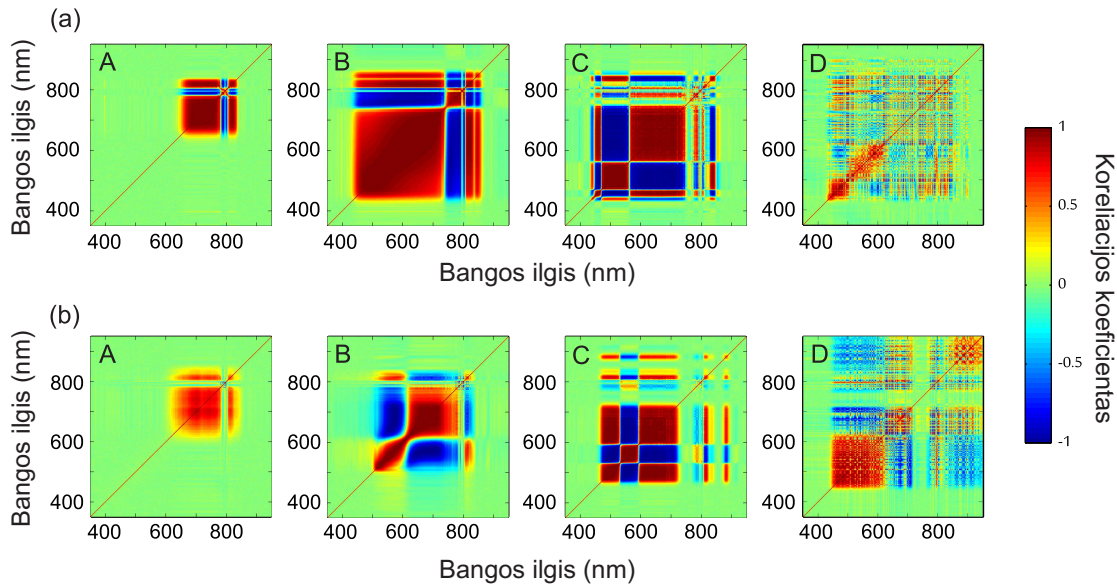
**3.3.3 pav.:** Superkontinuumo spektrinio intensyvumo fluktuacijų vidutinis kvadratinis nuokrypis (RMS) skirtingais superkontinuumo plitimo etapais: (a) žadinant Gauss'o pluoštų ir (b) FBP. Kreivės pažymėtos sutinkamai su 3.3.2 pav. ir pav.

Siekiant išsiaiškinti tokių stabilių zonų atsiradimo priežastį, buvo suskaičiuotas spektrinio intensyvumo koreliacijų koeficientas, apibrėžiamas kaip:

$$C(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{V(S_1 + S_2) - V(S_1) - V(S_2)}{2\sqrt{V(S_1)V(S_2)}} \quad (3.3.1)$$

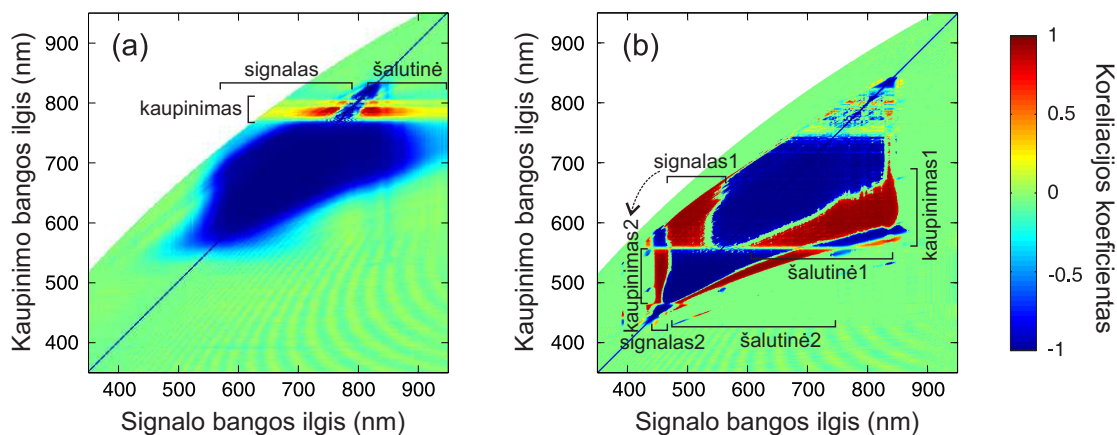
čia  $V$  yra spektrinio intensyvumo variacija,  $S$  - spektrinis intensyvumas. Keičiant abu bangos ilgius, suskaičiuojamas dvimatis koreliacijos koeficientas, pavaizduotas 3.3.4 pav. Sudėtingos koreliacijos koeficiento struktūros atsiranda iš pagrindinių spektrinio plitimo veiksnių (fazės moduliavimosi, keturbangio maišymosi) įtakos [93] ir tampa sudėtingesnės augant energijai.

Atlikus koreliacijos koeficiento „žemėlapių“ detalesnę analizę, galima teigti, kad egzistuoja tam tikri bangų ilgių intervalai, tarpusavyje antikoreliuojantys t.y.



**3.3.4 pav.:** Superkontinuumo spektrinio intensyvumo tiesinės koreliacijos koeficientas, kai superkontinuumas žadinamas (a) Gauss’o pluoštu ir (b) FBP. Žymėjimai atitinka 3.3.1 ir 3.3.2 pav. žymėjimus.

vieniems augant, kiti silpnėja. Itin stabilios zonos susijusios su ribomis tarp koreliuojančių ir antikoreliuojančių intervalų. Kadangi skirtingos spektrų realizacijos atsiranda dėl pradinių ir aplinkos parametrų triukšmo, spektrų fluktuacijas galima priimti kaip atsirandančias dėl didesnio ar trumpesnio sklidimo nuotolio, o koreliacijos koeficientas parodo spektro dinamiką ties fiksuota kaupinimo energija. Remiantis fazinio sinchronizmo sąlygomis ir padarius prielaidą, kad spektro plitimas yra susijęs su keturbangiu stiprinimu, kurio kaupinimo fotonai yra artimo bangos ilgio, galima suskaičiuoti keturbangio stiprinimo koreliacijos koeficientą tarp kaupinimo ir signalinės su šalutine bangų spektrinių intensyvumų, 3.3.5 pav.



**3.3.5 pav.:** Keturbangio maišymosi koreliacijos koeficientas Gauss’o pluoštu žadinamam superkontinuumui (a) A ir (b) C atvejais. Baltos zonos vaizduoja fazinio sinchronizmo sąlygų ribojimus dėl spektrometro registruojamo bangos ilgių intervalo.

Pradiniame spektrinio plitimo etape ( 3.3.5(a) pav. – A etapas Gauss’o pluoš-

to kaupinimui), yra dvi kaupinimo juostos ties 790 nm ir 800 nm, kurios generuoja signalinę (650 ÷ 790 nm) ir šalutinę bangas (800 ÷ 950 nm). Signalinė banga turėtų apimti intervalą iki 450 nm, tačiau tai atitiktų virš 3 μm šalutinę bangą, kuri išeina už spektrometro matavimo ribų. 3.3.5(b) pav. matyti pakopinis procesas: 570 ÷ 680 nm kaupinimas generuoja 470 ÷ 560 nm signalinę ir 620 ÷ 860 nm šalutinę bangas. Šio proceso signalinė banga 470 ÷ 560 nm veikia kaip kaupinimas kitam procesui: 450 ÷ 460 nm signalinės ir 480 ÷ 750 nm šalutinės generavimui (tolimesni pakopiniai procesai paveikslėlyje nepažymėti dėl mažo dydžio).

Priešingai nei ankstesni superkontinuumo generavimo žadinant femtosekundiniais Bessel'io pluoštais tyrimai [96, 97], mūsų gauto superkontinuumo spinduliuotės spektras yra tolydus ir be gilių moduliacijų, spektro savybės panašios į Gauss'o pluoštu žadinamo superkontinuumo. Stebėtas panašumas aiškinamas tuo, kad ašinė FBP dalis, susidaranti dėl nekolinearaus keturbangio maišymosi, pereina identišką laikines impulso transformacijas kaip ir mažos skaitinės apertūros Gauss'o impulsinis pluoštas. Spektrinio intensyvumo statistinė analizė atskleidė anksčiau neskelbtas superkontinuumo savybes - stiprių fliktuacijų ir aukšto stabilumo intervalai susiję su keturbangio maišymosi procesu, atsakingu už superkontinuumo spektrinį plitimą.

### 3.4 NIR kaupinamo superkontinuumo ilgabangis plitimas

Femtosekundinio superkontinuumo su išplėsta infraraudonąja dalimi poreikis išaugo atsiradus susidomėjimui kelių optinių ciklų artimojo infraraudonojo ir viduriniojo infraraudonojo spektro lazeriniais šaltiniais, kurie išimtinai pagrįsti optiniu parametriniu stiprinimu [98, 99]. Eksperimentiškai buvo parodyta, kad superkontinuumo spektras gali būti išstėtas į infraraudonąją pusę panaudojant pradinio impulsinio pluošto paruošimą [100–102] ar naudojant švelnų fokusavimą į superkontinuumo generavimo terpes [103, 104], tačiau nėra žinoma, kokie fizikiniai veiksniai riboja superkontinuumo plitimą į infraraudonąją sritį, ypač kietakūnėse terpėse.

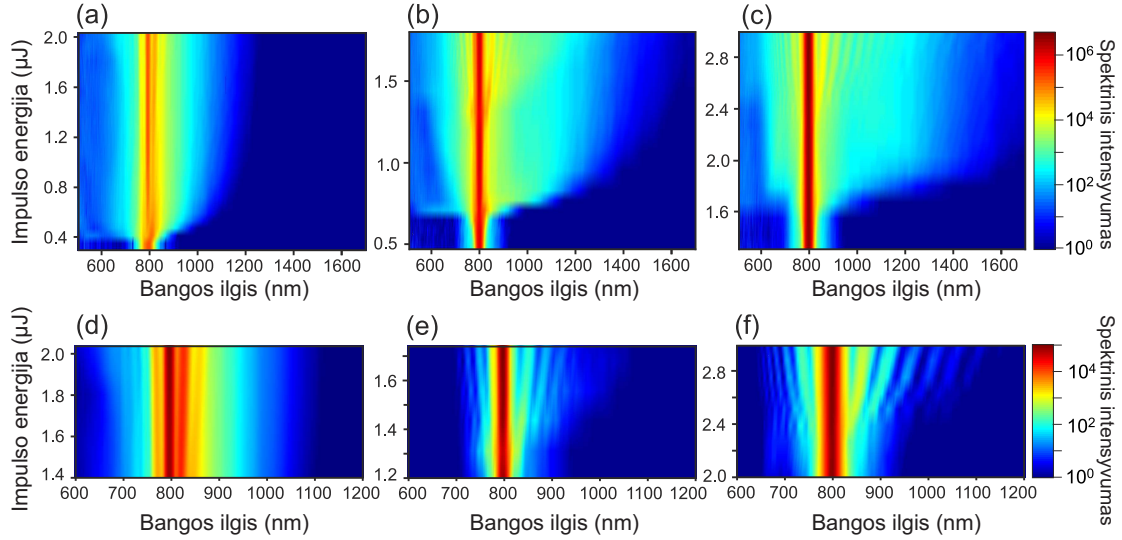
Ti:safyro lazerinės sistemos (Spitfire- PRO, Newport-Spectra Physics) 120 fs trukmės 800 nm centrinio bangos ilgio spinduliuotė (pluošto diametras 1.27 mm FWHM) buvo fokusuojama skirtingais lęšiais ( $f = +75$  mm,  $f = +200$  mm ir  $f = +400$  mm) į 15 mm ilgio safyro kristalo įėjimo plokštumą. Fokusavimas skirtingais lęšiais atitiko 0.0169, 0.0064 ir 0.0032 skaitinę apertūrą. Pradinė impulso energija buvo keičiama 0.3 – 3.0 μJ intervale.

Registruojamas buvo tik superkontinuumo ašinės spinduliuotės ( $\approx 0.8$  mrad) spektras, nes tik ši dalis turi mažą skėstį ir gerą fokusuojamumą, todėl yra priimtinausia taikymams. Spektrai buvo matuojami laboratorijoje surinktu skenuojančiu prizminiu spektrometru su Ge fotodiodu, efektyviai veikiančiu nuo 500 nm iki 1.7 μm.

Spektrinio plitimo priklausomybė nuo pradinio impulso energijos pavaizduota 3.4.1 pav. Kiekvienu atveju, pasiekus tam tikrą slenkstinę energiją, priklausančią nuo fokusavimo sąlygų, prasideda itin spartus spektrinis plitimas. Visais atvejais plitimas į mėlynąją pusę padengia visą regimąjį spektrą iki 400 nm (papildomai tikrinta šviesolaidiniu spektrometru su 200–900 nm matavimo intervalu). Spekt-



ro krašto bangos ilgis visais atvejais išlieka gana stabilus ir nesikeičia didinant impulsų energiją.



**3.4.1 pav.:** Išmatuota spektrinio plitimo dinamika priklausomai nuo pradinio impulso energijos, fokusuojant (a)  $f = +75$  mm, (b)  $f = +200$  mm, (c)  $f = +400$  mm židinio nuotolio lęšiais. (d)-(f) vaizduoja atitinkamų atvejų spektrinių moduliacijų atsiradimą sumažintame dinaminiam diapazone.

Tuo tarpu plitimas į ilgabangę sritį prasideda vėliau ir tęsiasi didinant pradinio impulso energiją. Taip pat pastebėta stipri priklausomybė nuo fokusavimo sąlygų: su  $f = +75$  mm lęšiu maksimalus ilgabangis išplitimas siekė 1200 nm, tuo tarpu su  $f = +200$  mm - 1,450 nm, o su  $f = +400$  mm - 1600 nm.

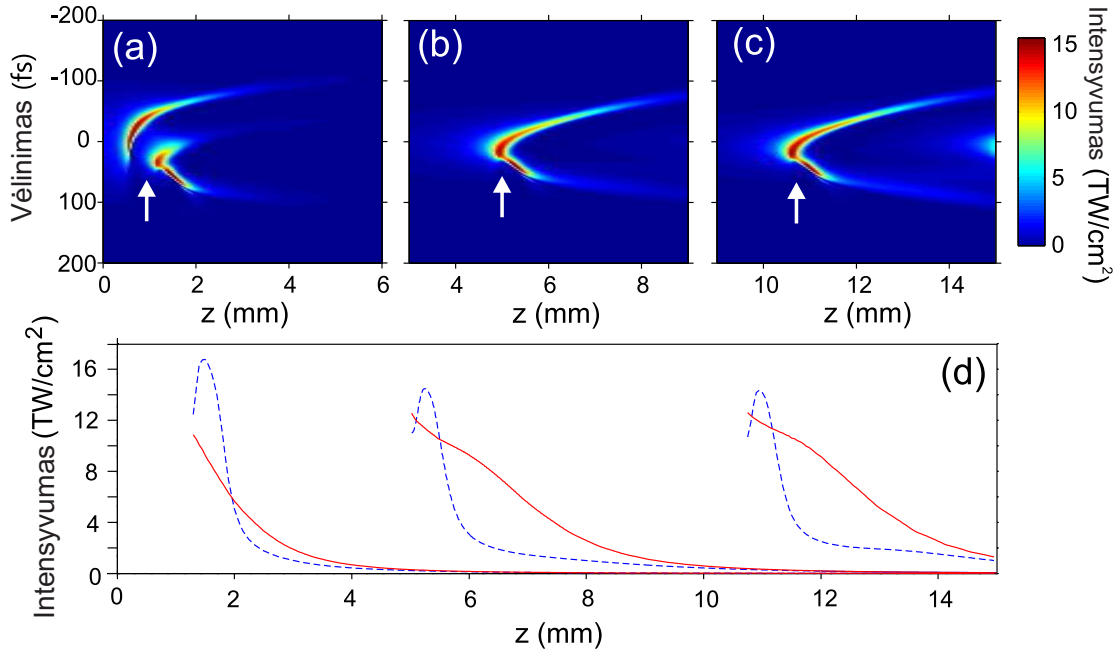
Visais atvejais viršijus tam tikrą energiją spektre atsiradavo papildomos moduliacijos, kurios, kaip žinoma, susijusios su antriniu impulso skilimu.

Eksperimento rezultatams patikrinti buvo atliktas skaitmeninis modeliavimas, žr. 1.1 skyrių, papildant elektronų tankio kitimo modelį [105] siekiant įskaityti įsisotinančią netiesinę elektronų sugertį ir plazmos rekombinaciją. Skaitmeninio modeliavimo rezultatai puikiai atkartoję eksperimento matavimus, išskyrus kai kurias charakteringas pradinio impulso energijų vertes (plitimo pradžios, moduliacijos atsiradimo). Apie 30–50 % didesnės pradinio impulso energijos eksperimente buvo reikalingas dėl impulso ir/ar pluošto nukrypimų nuo idealaus Gauss'o skirstinio.

Staugus superkontinuumo plitimas į trumpabangę sritį yra susijęs su galinio subimpulso susidarymu, kurio intensyvumas greitai įsisotina po impulso skilimo  $15 - 16 \text{ TW/cm}^2$  lygyje dėl netiesinės sugerties ir plazmos defokusavimo ir vėliau sumažėja už kelių dešimtųjų milimetro sklaidimo dėl dispersijos. Priekinio subimpulso intensyvumas mažesnis ir jo laikinis plitimas yra silpnesnis dėl to, kad jo spektras yra arčiau terpės nulinės dispersijos bangos ilgio ( $1.3 \mu\text{m}$ ). Mažiau intensyvus priekinis subimpulsas netiesiškai sklinda toliau ir tai lemia besitęsiantį ilgabangį plitimą net ir po impulso skilimo.

3.4.2 pav. palyginti subimpulsų maksimalūs intensyvumai priklausomai nuo sklaidimo nuotolio įvairiomis fokusavimo sąlygomis.

Apibendrinant, tirtas superkontinuumo generavimas žadinant 120 fs, 800 nm



**3.4.2 pav.:** Laikinė šviesos gijos evoliucija, kai pradinis pluoštas fokusuojamas (a)  $f = +75$  mm, (b)  $f = +200$  mm, (c)  $f = +400$  mm židinio nuotolio lęšiais. Strėlytėmis pažymėtos impulso skilimo vietos. (d) Apibendrinta subimpulsų (raudona linija - priekinio, mėlyna - galinio) smailinio intensyvumo dinamika.

centrinio bangos ilgio impulsai ir keičiant fokusavimo sąlygas. Eksperimentiškai parodyta, kad keičiant fokusavimo sąlygas iš aštraus į švelnų, stebimas žymiai platesnis ilgabangis plitimas. Skaitmeninis modeliavimas detaliai atkartojo eksperimento rezultatus taip patvirtindamas impulso skilimo dinamikos svarbą superkontinuumo generavime. Parodyta, kad ilgabangis ir trumpabangis superkontinuumo plitimas susijęs su intensyvumo kitimu ir impulso fronto dinamika atitinkamai priekinio ir galinio subimpulso, o fokusavimo sąlygų keitimas įtakoja tik priekinio subimpulso dinamiką. Todėl maksimalus trumpabangis SK plitimas išliko praktiškai toks pat nepaisant keičiamo fokusavimo, o platesnis ilgabangis spektras buvo pasiektas švelnaus fokusavimo sąlygomis dėl ilgesnio priekinio subimpulso netiesinio sklidimo, išsaugančio statų kylantį frontą. Taip pat parodyta, kad antrinis impulso skilimas, atsirandantis dėl erdvinio papildymo ir šviesos gijos refokusavimosi, lemia periodinę SK spektro moduliaciją dėl interferencijos tarp pirmojo ir antrojo skilimo subimpulsų persidengiančių spektrų. Gauti rezultatai svarbūs laikinės dinamikos, vedančios prie SK generavimo, supratimui ir ultrasparsaus SK generavimo plačios draustinės juostos dielektrikuose optimizavimui.



## 4 Daugiagijų pluoštų žadinimas aukšto elipsiškumo pluoštais

*Šios dalies medžiaga publikuota straipsniuose [A1, A2]*

Pluošto galiai žymiai viršijant fokusavimosi kritinę galią, pluoštas suskyla į daugelį šviesos gijų - susidaro daugiagijis pluoštas (DGP) [106, 107]. Daugiagijų pluoštų susidarymas yra aiškinamas kaip bangos fronto iškraipymų stiprinimu (dar žinomu kaip skersinis moduliacinis nestabilumas), kuris lemia atsitiktinę pavienių gijų skersinę padėtį daugiagijame pluošte. DGP pavienės gijos, susidaranti iš vieno žadinančio pluošto, pasižymi aukštu koherentiškumu ir gali būti naudojamos kaip daugiakanalis baltos šviesos šaltinis [108], faziškai suderintai ultrasparčiajai Raman'o dažnių konversijai [109], plazmos kanalų žadinimui [110] ar mikrobangų bangolaidžių sudarymui [111]. Daugeliui taikymų reikalinga tiksli šviesos gijų lokalizacija ir aukštas DGP struktūros atsikartojamumas.

DGP valdymui pastaruju metu buvo sukurta daug eksperimentinių metodų, siūlančių nuo paprastų pradinio pluošto modifikacijų (pvz. indukuoto astigmatizmo pakreiptais lęšiais ar deformuojamais veidrodžiais, apskritiminės poliariacijos) iki tikslaus visiškai optinio valdymo [112–115]. Ypatingai įdomus atvejis yra DGP formavimasis elipsiniais pluoštais - susidaranti gijų struktūra yra gerai atsikartojanti ir periodinė, nepaisant to, kad procesas prasideda nuo atsitiktinės pluošto moduliacijos [116–118].

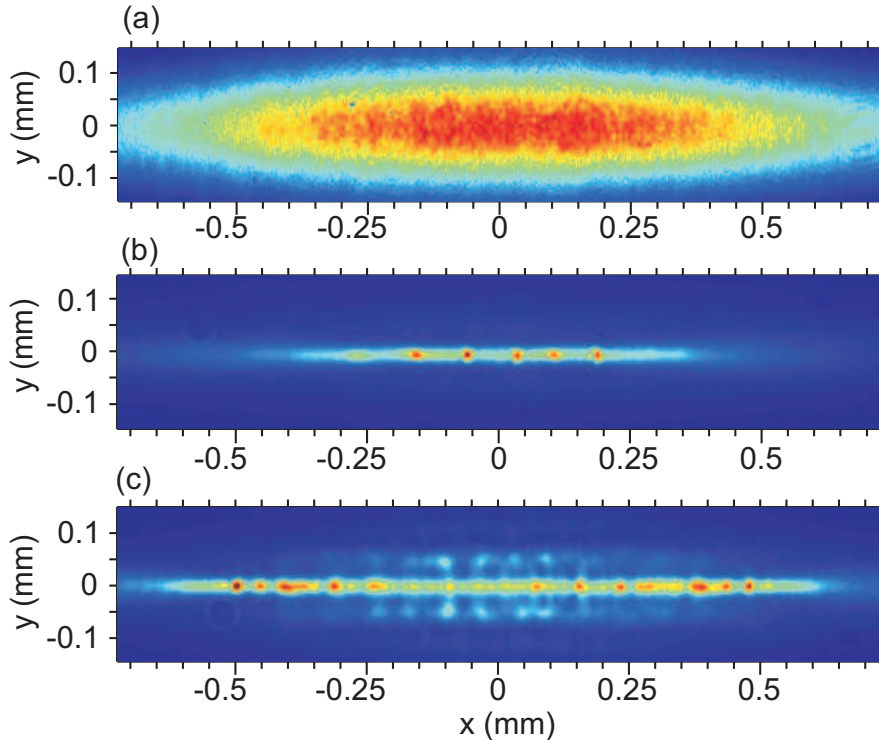
Elipsinių pluoštų skilimas į DGP yra universalus ir tvarkios DGP struktūros buvo eksperimentiškai stebėtos vandenyje [116], ore [119], anglies disulfide [120], BK7 stikle [117] ir lydytame kvarce [118]. Nepaisant terpės fizinio būvio (kietasis kūnas, skystis ar dujos), net ir nedidelis pradinio pluošto elipsiškumas lemia atsitiktinį pluošto skilimą ir veda prie atsikartojančios ir tvarkios DGP struktūros. Neseniai buvo parodyta, kad didelio elipsiškumo pluoštų atveju šviesos gijos susidaro ant ilgosios elipsės ašies su pastoviu periodu tarp jų, taip sudarydamos vienmatį šviesos gijų masyvą.

Nors DGP valdyme ir tvarkių struktūrų generavime pasiekta didelė pažanga, daugelis erdvėlaikinės DGP formavimosi dinamikos aspektų mažai tyrinėta. Laikinės ir dar svarbiau - erdvėlaikinės pavienių ŠG dinamikos supratimas yra būtinas siekiant optimizuoti šviesos ir medžiagos sąveiką taikymuose. Todėl šio skyriaus tikslas yra ištirti erdvėlaikinę DGP formavimo dinamiką. Šia tikslui pasiekti buvo panaudota trimatė lazerinio tomografija (žr. 1.3 skyrių) su aukšta laikine (30 fs) ir erdvine ( $5 \mu\text{m}$ ) skyra, kuri leido tiksliai atkurti bangų paketų intensyvumo skirstinius visame šviesos gijų masyve. Skaitmeninių modeliavimų rezultatai atkartuoja eksperimento rezultatus ir leido nustatyti pagrindinius fizikinius reiškinius, lemiančius erdvėlaikinę daugiagijų pluoštų susidarymo dinamiką.

## 4.1 Daugiagijų periodinių pluoštų generacija

Eksperimente naudoti 1 ps trukmės, 1054 nm centrinio bangos ilgio Nd:stiklo lazerinės sistemos Twinkle (Light Conversion Ltd.), dirbančios 10 Hz pasikartojimo dažniu, antrosios harmonikos impulsai, kurie į UV-kategorijos lydyto kvarco bandinį buvo fokusuojami cilindrinio lęšiu.

Elipsiniam pluoštui sklindant 45-mm ilgio bandinyje, didėjant pradinei impulso energijai, pluoštas iš pradžių fokusuojasi išilgai trumposios elipsės ašies, sudarydamas siaurą  $\sim 25 \mu\text{m}$  FWHM pločio juostą. Pluošto skilimas į šviesos gijas prasideda nuo impulsų energijos  $E_{\text{in}} = 75 \mu\text{J}$ , kuri atitinka  $I_0 = 28 \text{ GW/cm}^2$  smailinį intensyvumą, arba  $52P_{\text{cr}}$  galią. Šviesos gijos, kurių kiekviena yra  $\sim 20 \mu\text{m}$  FWHM diametro, formuojasi ant ilgosios elipsės ašies, kaip parodyta 4.1.1(b) pav. Vidutinis atstumas tarp gretimų ŠG išlieka pastovus esant tai pačiai pradinio impulso energijai - DGP struktūra gerai atsikartoja skirtingiems lazerio impulsams ir pavienių ŠG padėtis nekinta daugiau nei  $3 \mu\text{m}$  (maksimali CCD kameros ir atvaizdavimo sistemos skyra). Su dar didesne pradinio impulso energija susidaro daugiau šviesos gijų, sumažėja jų periodas (nuo  $86 \mu\text{m}$  prie  $I_0 = 28 \text{ GW/cm}^2$  iki  $57 \mu\text{m}$  prie  $I_0 = 45 \text{ GW/cm}^2$ ). Kai pradinio pluošto intensyvumas  $I_0 > 45 \text{ GW/cm}^2$  stebimas antrinių ŠG juostų susidarymas lygiagrečiai ilgajai elipsės ašiai, 4.1.1(c) pav. Prie dar didesnių pradinio pluošto intensyvumų ( $I_0 > 60 \text{ GW/cm}^2$ ), DGP praranda griežtą periodiškumą ir atsikartojamumą skirtingiems lazerio impulsams dėl pavienių šviesos gijų tarpusavio sąveikos.



**4.1.1 pav.:** Intensyvumo skirstinys artimajame lauke: (a) pradinio pluošto ( $a_x = 1.3 \text{ mm}$ ,  $a_y = 170 \mu\text{m}$  FWHM), (b) pluošto po netiesinio sklidimo 45-mm ilgio lydyto kvarco bandinyje, kai pradinis intensyvumas  $I_0 = 32 \text{ GW/cm}^2$  ir (c)  $I_0 = 58 \text{ GW/cm}^2$ .

Femtosekundinių šviesos gijų erdvinių savybių modeliavimas gali būti sėkmingai atliktas naudojantis pastovių bangų modeliu [121]. Šiam tyrimui buvo spęsta netiesinė Schroedinger'io lygtis elipsiniam monochromatiniam pluoštui, kuri įskaito difrakciją, fokusavimąsi ir daugiafotonę sugertį [14]. Pradinio pluošto amplitudei buvo pridėtas 5% triukšmas, artimas įvertintam eksperimente. Modeliavimas su skirtingu pradinio pluošto triukšmo lygiu (1-10%) parodė, kad jis galutinio rezultato (o svarbiausia - periodo) praktiškai neįtakoja, kaip tai buvo parodyta ir [121]. Skaitmeniniame modeliavime naudoti parametrai ir jo rezultatai publikuoti [A1] darbe. Detalus skaitmeninio modeliavimo ir eksperimento rezultatų palyginimas pateiktas sekančiame skyrelyje.

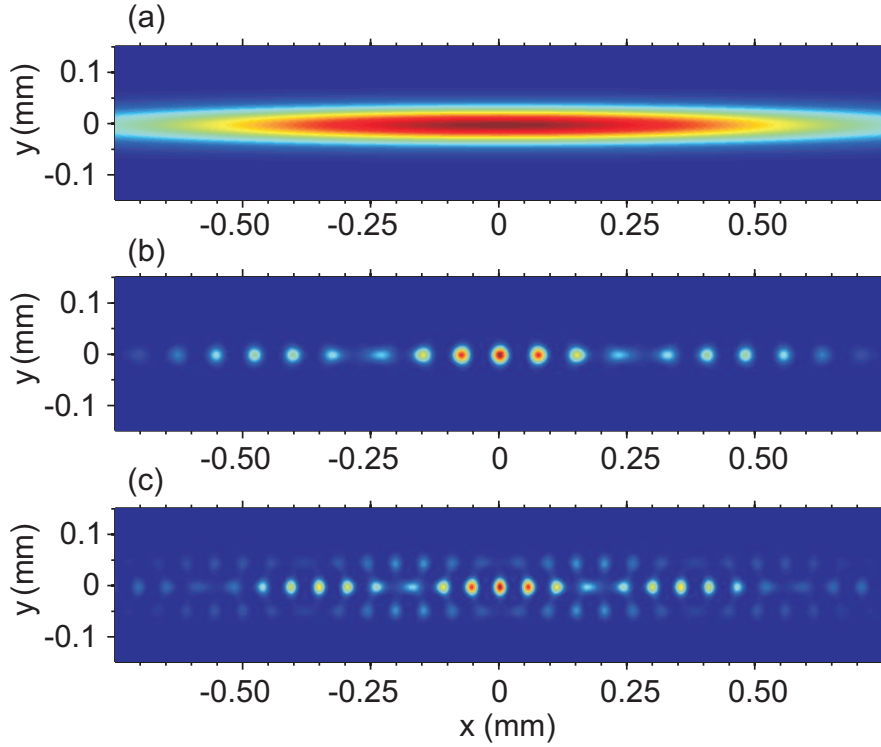
Skaitmeninio modeliavimo duomenys parodė, kad pluoštui sklindant netiesinė terpe, jo bangų vektorių spektras išplinta  $k_y$  kryptimi dėl fokusavimosi, tuo tarpu naujų komponentų atsiradimas  $k_x$  kryptimi lemia pluošto skilimą į šviesos gijų masyvą. Detalesnė analizė patvirtino, kad šie nauji komponentai atitinka standartinę moduliacinio nestabilumo teoriją, kuri aprašo pluoštų skilimą į šviesos gijas kaip pradinio pluošto perturbacijų augimą keturbangio parametrinio maišymosi proceso metu [122].

Daugiagijų pluoštų susidarymui paaiškinti be skaitmeninio modeliavimo buvo pasiūlyta keletas modelių, kurie suteikia žinių apie pagrindinius veiksnius. Klasikinis modelis remiasi moduliacinio nestabilumo teorija [122], tuo tarpu naujausi darbai remiasi geometrinės optikos artėjimu, pritaikytu netiesinei optinei sistemai [123].

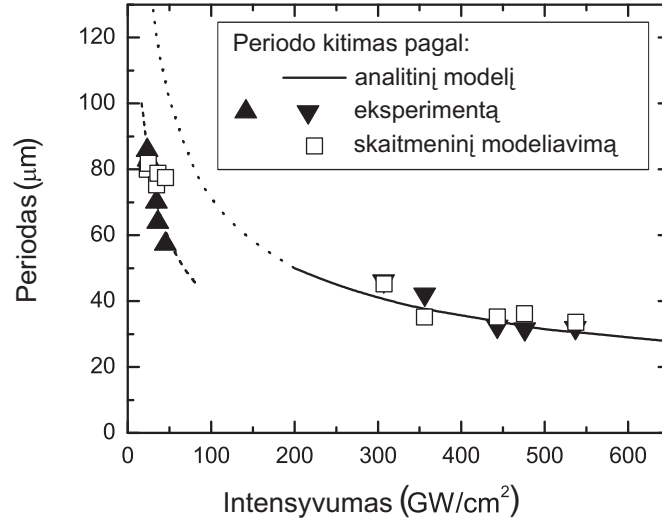
Vienmačių ir dvimačių ŠG masyvų susidarymui paaiškinti pasiūlytas analitinis modelis, kuris remiasi daugiapakopiu keturbangiu stiprinimu tam tikrų banginių vektorių, atsirandančių fokusuojantis aukšto intensyvumo elipsiniam lazeriniam pluoštui. Šis modelis kokybiškai ir kiekybiškai atkartoja eksperimentiškai stebėtas ŠG masyvų savybes.

Analitinio modelio rezultatų tendencija glaudžiai atitinka pluošto skilimo plokščiuose bangolaidžiuose rezultatus [124], tačiau jie smarkiai skiriasi nuo eksperimento ir skaitmeninio modeliavimo rezultatų esant žemiems kaupinimo pluošto intensyvumams ( $30 \div 60 \text{ GW/cm}^2$ ), nors gerai atitinka aukšto pradinio intensyvumo rezultatus ( $100 \div 600 \text{ GW/cm}^2$ ). Šis skirtumas gali būti paaiškintas tuo, kad daugiapakopis keturbangio maišymosi modelis neįskaito pluošto sklidimo efektų, kai pradinis pluoštas prieš suskildamas smarkiai susifokusuoja. Todėl pluošto intensyvumas tuo metu kai prasideda keturbangis maišymasis išlieka neapibrėžtas. Analitinio modelio atitikimas eksperimento rezultatams gali būti pasiektas jei pradinio pluošto intensyvumas padauginamas  $\sim 3$  kartus ( $I_0^{\text{an}} = 3I_0^{\text{exp}}$ ), taip kompensuojant pluošto fokusavimosi neįskaitymą. Perskaičiuotas DGP periodiškumas pavaizduotas 4.1.3 pav. brūkšnine linija. Aukšto pradinio intensyvumo pluošto matavimai analitinį modelį atitinka be pradinio intensyvumo korekcijos todėl, kad šiuo atveju pluošto diametras buvo artimas šviesos gijos diametru ir pluošto fokusavimasis nebuvo stebimas.

Apibendrinant rezultatus, buvo parodyta, kad intensyvūs elipsiniai lazeriniai pluoštai suskyla į periodinius vienmačius ir dvimačius šviesos gijų masyvus. Nors daugiagijų pluoštų susidarymas yra inicijuojamas atsitiktinio amplitudinio triukšmo, jų struktūra yra gerai atsikartojanti ir periodinė, o periodiškumas gali būti valdomas pradinio pluošto intensyvumu. Daugiagijo pluošto periodiškumas gali būti aiškinamas paprastu analitiniu daugiapakopiu keturbangio maišymo mode-



**4.1.2 pav.:** Skaitmeninio modeliavimo rezultatai naudojantis analitiniu modeliu: (a) pradinis pluoštas, (b) šviesos gijų masyvas, susidaręs iš pluošto su  $I_0 = 90 \text{ GW/cm}^2$  ir (c)  $I_0 = 170 \text{ GW/cm}^2$ .



**4.1.3 pav.:** Daugiagijo pluošto periodo priklausomybė nuo pradinio pluošto intensyvumo. Eksperimento rezultatai pavaizduoti trikampaiais ▲ ir ▼, skaitmeninio modeliavimo -□. Analitinio modelio rezultatai pavaizduoti kreivėmis, daugiau informacijos aprašyme.

liu - pluošto skilimas yra formuojamas nekolinarus beveik išsigimusio režimo keturbangio stiprinimo fazinio synchronizmo sąlygas atitinkančių bangų vektorių. Periodo priklausomybė nuo pluošto intensyvumo atsiranda dėl stiprinamų bangų vektorių fazinio synchronizmo sąlygų pasikeitimo dėl fazės moduliavimosi

ir kryžminės moduliacijos indukuoto netiesinio lūžio rodiklio. Analitinio modelio rezultatai gerai atitinka eksperimento ir skaitmeninio modeliavimo rezultatus prie aukšto pradinio pluošto intensyvumo ir trumpo sklidimo nuotolio netiesinėje terpėje, kai pradinis pluoštas nemažėja dėl fokusavimosi. Analitinis modelis tinkamas daugiagijų pluoštų struktūrai aiškinti ir ilguose bandiniuose, su žemesniu pradinio pluošto intensyvumu, tačiau reikalinga skaičiuojamo pradinio pluošto intensyvumo korekcija, atsižvelgiant į tai, kiek jis susitraukia prieš prasidedant skilimui į šviesos gijas.

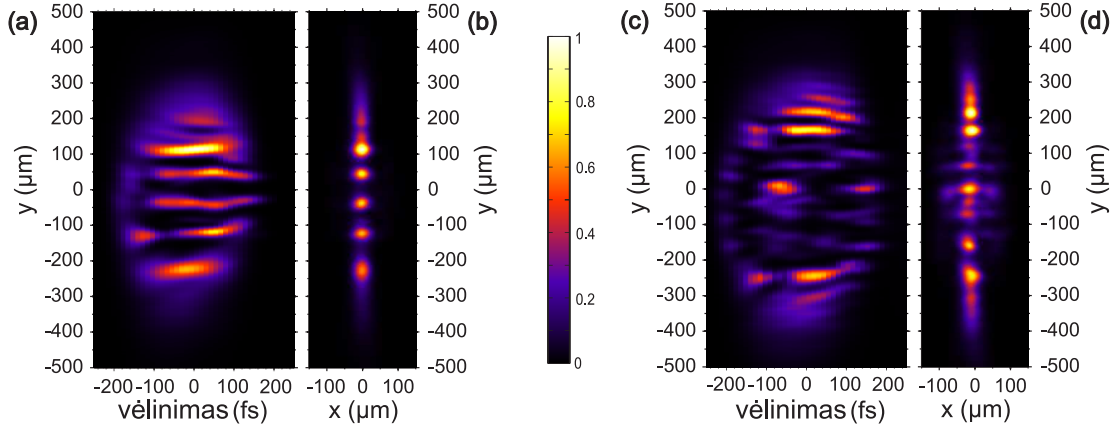
## 4.2 Erdvėlaikinė daugiagijų pluoštų struktūra

Eksperimente naudota 1 kHz pasikartojimo dažniu veikianti Ti:safyro lazerinė sistema (Spitfire PRO-XP, Newport-Spectra Physics), generuojanti 130-fs, 3.5-mJ impulsus, kurių centrinis bangos ilgis 800 nm. Lazero spinduliuotė buvo padalinta į dvi dalis: viena skirta daugiagijams pluoštams žadinti, kita - trumpiems zondavimo impulsams (30-fs, 10- $\mu$ J, 720 nm), naudojami trimatei lazerinei tomografijai (žr. 1.3 skyrių), generuoti. Daugiagijai pluoštai žadinti parenkant reikiamą impulsų energiją ir fokusuojant pluoštą cilindrinio lęšiu ( $f_x = 500$  mm,  $f_y = \infty$ ) ant 20-mm ilgio lydyto kvarco bandinio įėjimo plokštumos. Tiriamojo bangų paketo intensyvumo skirstiniai atkurti su 30 fs laikine ir 5  $\mu$ m erdvine skyra.

Ultratrumpųjų elipsinių pluoštų sklidimo dinamika buvo modeliuota pasitelkiant tiesiškai poliarizuotos bangos su kompleksine amplitude vienkrypčio sklidimo lygtį, žr. 1.1 skyrių ir [32], kur pateikti modeliavime naudoti parametrai. Skaitmeninis modeliavimas padėjo išsiaiškinti DGP sklidimo dinamiką, taip pat suskaičiuoti erdvėlaikinį spektrą, kurio intensyvumo ribos skyrėsi 6 eilėmis, todėl praktiškai itin sunkiai išmatuojamą eksperimentiškai.

Eksperimente tirti du DGP formavimosi atvejai: žadinant vidutinio ( $a_y/a_x = 3.5$ ) ir aukšto ( $a_y/a_x = 6.8$ ) elipsiškumo pluoštais. Pirmuoju atveju pradinio pluošto matmenys (FWHM) buvo  $a_x = 80$   $\mu$ m ir  $a_y = 280$   $\mu$ m ( $a_y/a_x = 3.5$ ). Elipsinių pluoštų fokusavimosi dinamika žinoma iš ankstesnių darbų: pluoštas fokusuojasi išilgai trumposios elipsės ašies ( $a_x$ ) ir galiausiai suskyla į keletą šviesos gijų [125, 126]. Šiuo atveju būdingi ŠG masyvai 20 mm ilgio lydyto kvarco bandinyje formuojasi kai pradinio impulso energija  $E_{in} > 10$   $\mu$ J.

4.2 pav. pateikti intensyvumo skirstiniai  $y-t$  plokštumoje žadinant  $E_{in} = 12$   $\mu$ J ir  $E_{in} = 14$   $\mu$ J impulsais. Pirmuoju atveju atskirų šviesos gijų laikinė struktūra pakinta nežymiai, tačiau matyti, kad šviesos gijos sklinda kreivomis trajektorijomis. Atkreiptinas dėmesys į tai, kad laike integruotame vaizde (4.2(b) pav.), kas dažniausiai būdavo stebima eksperimentuose, šios savybės nematyti - gijos sudaro tvarkų vienmatį masyvą [126]. Antruoju atveju pavienių gijų skaičius didesnis, jos skyla į atskirus impulsus, laike integruotas vaizdas praranda tvarkingą struktūrą. Priekinė bangų paketo dalyje formuojasi itin trumpi impulsai, o likusioji dalis įgyja sudėtingą erdvėlaikinę struktūrą, primenančią optinės turbulencijos režimą ore [127] ir lydytame kvarce [128]. Pavienių šviesos gijų kreivumas yra trimatis, tai lengvai matoma tiek pjūviuose  $x-t$  plokštumoje, tiek laike integruotame vaizde iš pavienių šviesos gijų nukrypimo nuo centrinės  $x = 0$  linijos, 4.2(d) pav.

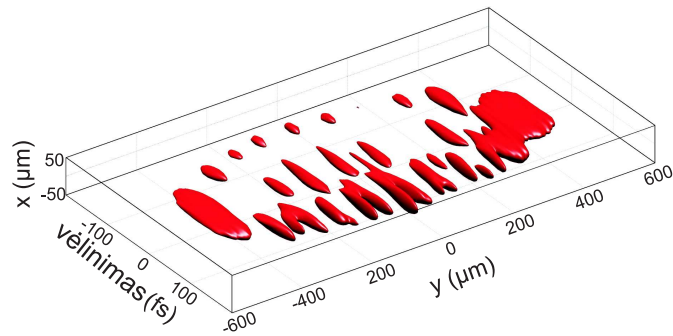


**4.2.1 pav.:** Bangų paketo skirstinys  $y$ - $t$  plokštumoje žadinant vidutinio elipsiškumo (a)  $12 \mu\text{J}$  ir (c)  $14 \mu\text{J}$  pradinės energijos impulsais. (b) ir (d) atitinkamų bangų paketų laike integruoti intensyvumo profiliai.

Skaitmeninis modeliavimas kokybiškai atkartojo eksperimento rezultatus: pavienės šviesos gijos turėjo kreivas trajektorijas, priekinėje bangų paketo dalyje formavosi itin trumpi impulsai, erdvėlaikinė struktūra tapdavo vis sudėtingesnė didėjant pradinei impulso energijai. ŠG diametro ir periodo neatitikimas buvo stebėtas ir ankstesniuose darbuose [129] - ŠG diameteras priklauso nuo daugiafotonės sugerties ir elektronų plazmos susidarymo. Trūkstant žinių apie tikslus medžiagos parametrus, net ir trifotonės ar keturfotonės sugerties atveju [129] diameterai skirdavosi iki dviejų kartų. Šiuo atveju netiesiniai nuostoliai susiję su šešiafotone sugertimi, todėl stebėtas  $2 \div 4$  neatitikimas nestebina. Nepaisant išvardintų trūkumų, skaitmeninis modeliavimas atskleidė, kad kreivos ŠG trajektorijos gali būti priskiriamos paslėptajam (erdvėlaikiniam) koherentiškumui, atsirandančiam dėl netiesinių sąveikų [130]. Šios erdvėlaikinės trajektorijos remiasi fazinio sinchronizmo sąlygomis ir buvo neseniai stebėtos tribangių parametrinių sąveikų metu [131]. Mūsų atveju pluošto skilimas yra inicijuojamas keturbangių sąveikų ir X-formos erdvėlaikiniai spektrai yra neatsiejami nuo X-bangų formavimosi ŠG susidarymo metu [62].

Antrajame eksperimente pluošto matmenys (FWHM) buvo  $a_x = 90 \mu\text{m}$  ir  $a_y = 610 \mu\text{m}$ , (aukštas elipsiškumas  $a_y/a_x = 6.8$ ). DGP susidarymo slenkstis šiuo atveju buvo  $E_{in} = 48 \mu\text{J}$ . Skaitmeninio modeliavimo ir eksperimente išmatuotų ŠG diameterai skyrėsi 2 kartus. Susidaranti erdvėlaikinė struktūra buvo žymiai tvarkesnė, 4.2.2 pav. Pavienių gijų laikinis skilimas ir erdvinis persiskirstymas aiškiai matomas, trajektorijos tiesios, nors pakreiptas koherentiškumas vis dar stebimas pluošto periferinėje dalyje. Bangų pakete gali būti išskiriamos trys specifinės zonos: itin trumpi impulsai priekinėje dalyje, ilgesni subimpulsai centrinėje bangų paketo dalyje ir V formos erdvėlaikinės struktūros, sklindančios lėčiau nei bangų paketo grupinis greitis, galinėje dalyje. Šias savybes kokybiškai atkartojo ir skaitmeninis modeliavimas.

Priekinių trumpų impulsų trukmė iš kryžminės koreliacijos (trimatės lazerinės tomografijos pagrindas) buvo išmatuota artima 30 fs, t.y. artima zonduojančio impulso trukmei. Tai rodo, kad šie priekinio smūginio fronto impulsai yra žymiai trumpesni - skaitmenis modeliavimas atskleidė, kad jų trukmė yra arti 5 fs. Tai,



**4.2.2 pav.:** Daugiagijo šviesos pluošto, susidariusio fokusuojantis  $58 \mu\text{J}$  energijos impulsui 20 mm ilgio lydyto kvarco pavyzdyje, intensyvumo izopaviršius 45% maksimalaus intensyvumo lygyje.

kad šie impulsai smarkiai pasistūmėję nuo centrinės impulso dalies įrodo, kad jie sklinda greičiau nei bangų paketo grupinis greitis. Be to, jie išsidėsto lanko forma todėl, kad centrinėje bangų paketo dalyje šviesos gijos skyla anksčiau (dėl didesnio pradinio intensyvumo) ir sklisdami didesniu nei likęs bangų paketas greičiu jie atsiskiria didesniu atstumu palyginus su šviesos gijomis pluošto krašte, kurios dėl mažesnio pradinio intensyvumo skyla vėliau. Nors šalia viena kitos esančios šviesos gijos yra beveik identiškų, priekinio subimpulso padėtis skiriasi, priklausomai anksčiau ar vėliau įvyko konkrečios gijos laikinis skilimas. Atsiliekančios daugiagijo bangų paketo dalies ypatybės nulemtos bendros sąveikos tarp šviesos gijų kūginių dalių, centrinių subimpulsų, galinio smūginio fronto ir elektronų plazmos.

# Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Detaliai ištirtas pilnas ultravioletinių šviesos gijų evoliucijos ciklas joms sklindant vandenyje, atskleidžiantis tamprų svarbų ryšį tarp svarbių fizikinių vyksmų: pluošto fokusavimo ir defokusavimo, impulso skilimo ir atstatymo, superkontinuumo ir kūginės spinduliuotės generacijos bei netiesinės sugerties smailių. Parodyta, kad kiekvienas fokusavimo ciklas baigiasi netiesinių nuostolių maksimumu netiesiniame židinyje, kurį seka impulso skilimas, superkontinuumo generacija ir kūginės spinduliuotės atsiradimas. Pluošto defokusavimas formuoja žiedinę struktūrą impulso centre, kuri atstato centrinę impulso smailę. Ši smailė fokusuojasi iš naujo, dėl ko įvyksta antrinis impulso skilimas, o interferencija tarp pirminio ir antrinio skilimo subimpulsų sukuria moduliaciją superkontinuumo spektre ir kūginės spinduliuotės skirstinyje.
2. Atlikus plataus dinaminio diapazono erdvėlaikinių intensyvumo skirstinių, spektrų su kampine skyra ir energijos srauto matavimus, atskleista fizikinė šviesos kulkų, kurios formuojasi dėl vidurinėsios infraraudonosios spektro srities impulsų saviveikos plačios apertūros dielektrinėse terpėse su anomalia grupinių greičių dispersija, prigimtis. Parodyta, kad tokios šviesos kulkos yra sudarytos iš stipriai lokalizuotos intensyvios centrinės smailės, kurioje yra suspaustas impulsas ir žiedo formos erdvėlaikinės periferinės dalies. Stipri laiko ir erdvės sąsaja šviesos kulkoje apsprendžia labai specifinę energijos tėkmę, kuri yra būdinga daugiaspalviams Bessel'io pluoštams su subluminaliu greičiu sklindančia impulso gaubtine. Dėl šios priežasties, išėjusios iš netiesinės terpės, šviesos kulkos laisvoje erdvėje sklinda su smarkiai mažesne difrakcija, bet patiria dispersinę plėtrą.
3. Eksperimentiškai ir skaitmeniškai pademonstruota, kad tarpiniame superkontinuumo generacijos režime didelės spektrinio intensyvumo fliktuacijos mėlynajame krašte yra aprašomos ekstremaliųjų verčių (ilgų uodegų) statistiniu skirstiniu. Šios didelės fliktuacijos atsiranda dėl mažų pradinio impulso intensyvumo fliktuacijų ir yra susijusios su impulso skilimu ir intensyvaus galinio subimpulso augimu. Parodyta, kad šios fliktuacijos vyksta vienu metu erdvėje ir laike ir yra susijusios su trimatės ekstremaliosios X bangos, esančios impulso galiniame fronte ir turinčios smarkiai išvystytą kūginę dalį, formavimu. Parodyta, kad intensyvumo sotinimas yra efektyvus mechanizmas kuris slopina ekstremaliųjų įvykių atsiradimą.
4. Palyginus mažos skaitinės apertūros Gauss'o puoštais ir kūgine prizme generuojamais Bessel'io pluoštais žadinamo superkontinuumo generaciją safyro kristale, kaupinant 800 nm bangos ilgio, 130 fs trukmės impulsais, parodyta, kad spektro plitimo dinamika abiem atvejais yra labai panaši, ir generuojamas itin stabilus, plataus ir glotnaus spektro superkontinuumas. Parodyta,



kad specifinių stabilumo ir nestabilumo zonų atsiradimas superkontinuumo spektre yra sietinas su spektro plitimu dėl pakopinio keturių bangų maišymo, dėl kurio atsiranda intensyvumo fliktuacijų koreliacijos ties tam tam tikrais bangos ilgiais.

5. Atliktas išsamus superkontinuumo generacijos safyro kristale tyrimas žadinant 120 fs trukmės, 800 nm bangos ilgio impulsais keičiant pradinio pluošto fokusavimo sąlygas, parodė, kad silpno fokusavimo atveju pasiekiamas smarkus spektro plitimas į raudonąją pusę. Atliktas skaitmeninis modeliavimas kuris puikiai atkartoją eksperimento rezultatus ir patvirtino superkontinuumo generacijos laikinį scenarijų, kuris remiasi impulso skilimu normalios grupinių greičių dispersijos terpėje. Nustatyta, kad spektro plitimas į raudonąją ir mėlynąją puses yra apspręstas atitinkamai priekinio ir galinio sub-impulsų intensyvumo dinamikos ir jų frontų evoliucijos. Parodyta, kad smarkus spektro plitimas į raudonąją pusę esant švelniam fokusavimui įvyksta dėl pailgėjusio priekinio subimpulso saviveikos ilgio, išlaikant statų priekinį frontą.
6. Pademonstruotas gerai atsikartojančių vienmačių ir dvimačių šviesos gijų masyvų formavimas fokusuojantis smarkiai elipsiniams lazerio pluoštams lydytame kvarce. Parodyta, kad gijų masyvų periodiškumas ir atsikartojamumas pasiekimas dėl keturių bangų parametrinio maišymo tenkinančio fazinio sinchronizmo sąlygas tam tikrų kryptų bangų vektoriams. Atstumo tarp atskirų masyvo gijų (periodiškumo) priklausomybė nuo intensyvumo paaiškinta fazinio sinchronizmo sąlygų kaita dėl fazės moduliavimosi ir kryžminės moduliacijos reiškinių, įskaičius netiesinį lūžio rodiklį. Erdvėlaikinis šviesos gijų masyvų charakterizavimas atskleidė, kad individualios šviesos gijos sklinda kreivomis trajektorijomis, optinio turbulentiškumo režime, kuris kyla iš įstrižo (erdvėlaikinio) koherentiškumo atsirandančio dėl faziniame sinchronizme vykstančių keturių bangų sąveikų.

# Literatūra

- [1] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air, *Opt. Lett.*, **20**(1), 73–75 (1995).
- [2] S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and H. Schroeder, The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges, *Can. J. Phys.*, **83**(9), 863–905 (2005).
- [3] A. Couairon and A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.*, **441**(2-4), 47–189 (2007).
- [4] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media, *Rep. Prog. Phys.*, **70**(10), 1633 (2007).
- [5] V. P. Kandidov, S. A. Shlenov, and O. G. Kosareva, Filamentation of high-power femtosecond laser radiation, *Quant. Electron.*, **39**(3), 205 (2009).
- [6] A. Brodeur and S. L. Chin, Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(4), 637–650 (1999).
- [7] F. Silva, D. R. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, and J. Biegert, Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal, *Nature Commun.*, **3**, 807 (2012).
- [8] J. Darginavičius, D. Majus, V. Jukna, N. Garejev, G. Valiulis, A. Couairon, and A. Dubietis, Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2  $\mu\text{m}$ , *Opt. Express*, **21**(21), 25210–25220 (2013).
- [9] M. A. Porras, A. Dubietis, E. Kucinskas, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, D. Faccio, and P. Di Trapani, From X- to O-shaped spatiotemporal spectra of light filaments in water, *Opt. Lett.*, **30**(24), 3398–3400 (2005).
- [10] A. L. Gaeta, Catastrophic collapse of ultrashort pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582–3585 (2000).
- [11] A. Couairon, J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller, and A. Mysyrowicz, Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation, *J. Mod. Opt.*, **53**(1-2), 75–85 (2006).
- [12] M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, Self-guided propagation of ultrashort laser pulses in the anomalous dispersion region of transparent solids: A new regime of filamentation, *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 115003 (2013).
- [13] W. Liu, S. Petit, A. Becker, N. Aközbek, C.M. Bowden, and S.L. Chin, Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter, *Opt. Commun.*, **202**(1-3), 189 – 197 (2002).
- [14] A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas, and P. Di Trapani, Light filaments without self-channeling, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253903 (2004).
- [15] A. Dubietis, E. Kucinskas, G. Tamosauskas, E. Gaizauskas, M. A. Porras, and P. Di Trapani, Self-reconstruction of light filaments, *Opt. Lett.*, **29**(24), 2893–2895 (2004).
- [16] F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu, and J.-P. Wolf, Ultraintense light filaments transmitted through clouds, *Appl. Phys. Lett.*, **83**(2), 213–215 (2003).
- [17] M. Kolesik and J. V. Moloney, Self-healing femtosecond light filaments, *Opt. Lett.*, **29**(6), 590–592 (2004).
- [18] V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, M. Aputis, M. Puida, F. Ivanauskas, and A. Dubietis, Filamentation of ultrashort light pulses in a liquid scattering medium, *Appl. Phys. B*, **94**(1), 175–179 (2009).
- [19] C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, Nonlinear electromagnetic X waves, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 170406 (2003).

- [20] M. Kolesik, E. M. Wright, and J. V. Moloney, Dynamic nonlinear X waves for femtosecond pulse propagation in water, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253901 (2004).
- [21] D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubietis, F. Bragheri, A. Couairon, and P. Di Trapani, Conical emission, pulse splitting, and X-wave parametric amplification in nonlinear dynamics of ultrashort light pulses, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 193901 (2006).
- [22] D. Faccio, M. Clerici, A. Averchi, A. Lotti, O. Jedrkiewicz, A. Dubietis, G. Tamosauskas, A. Couairon, F. Bragheri, D. Papazoglou, S. Tzortzakis, and P. Di Trapani, Few-cycle laser-pulse collapse in Kerr media: The role of group-velocity dispersion and X-wave formation, *Phys. Rev. A*, **78**, 033826 (2008).
- [23] D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou, and S. Tzortzakis, Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous X-wave formation in air, *Opt. Express*, **16**(3), 1565–1570 (2008).
- [24] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Wöste, White-light filaments for atmospheric analysis, *Science*, **301**(5629), 61–64 (2003).
- [25] J. Kasparian and J.-P. Wolf, Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation, *Opt. Express*, **16**(1), 466–493 (2008).
- [26] K. Yamada, W. Watanabe, T. Toma, K. Itoh, and J. Nishii, In situ observation of photoinduced refractive-index changes in filaments formed in glasses by femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.*, **26**(1), 19–21 (2001).
- [27] D. Kiselev, L. Woeste, and J.-P. Wolf, Filament-induced laser machining (film), *Appl. Phys. B*, **100**(3), 515–520 (2010).
- [28] M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, A. Couairon, and J. Biegert, Self-compression to sub-3-cycle duration of mid-infrared optical pulses in dielectrics, *Opt. Express*, **21**(23), 28095–28102 (2013).
- [29] D. Faccio, S. Cacciatori, V. Gorini, V. G. Sala, A. Averchi, A. Lotti, M. Kolesik, and J. V. Moloney, Analogue gravity and ultrashort laser pulse filamentation, *Europhys. Lett.*, **89**(3), 34004 (2010).
- [30] F. Belgiorno, S. L. Cacciatori, M. Clerici, V. Gorini, G. Ortenzi, L. Rizzi, E. Rubino, V. G. Sala, and D. Faccio, Hawking radiation from ultrashort laser pulse filaments, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 203901 (2010).
- [31] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. Ramírez-Góngora, and M. Kolesik, Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation, *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **199**(1), 5–76 (2011).
- [32] D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, and A. Dubietis, Three-dimensional mapping of multiple filament arrays, *Phys. Rev. A*, **81**, 043811 (2010).
- [33] J. H. Marburger, Self-focusing: Theory, *Prog. Quant. Electron.*, **4**, Part 1(0), 35 – 110 (1975).
- [34] M. M. T. Loy and Y. R. Shen, Small-scale filaments in liquids and tracks of moving foci, *Phys. Rev. Lett.*, **22**, 994–997 (1969).
- [35] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
- [36] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov, Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air, *Opt. Lett.*, **22**(5), 304–306 (1997).
- [37] A. Couairon, Light bullets from femtosecond filamentation, *Eur. Phys. J. D*, **27**, 159–167 (2003).
- [38] M. A. C. Potenza, S. Minardi, J. Trull, G. Blasi, D. Salerno, A. Varanavičius, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, Three dimensional imaging of short pulses, *Opt. Commun.*, **229**(1-6), 381 – 390 (2004).
- [39] A. Matijošius, J. Trull, P. Di Trapani, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, and A. Piskarskas, Nonlinear space-time dynamics of ultrashort wave packets in water, *Opt. Lett.*, **29**(10), 1123–1125 (2004).
- [40] J. Trull, O. Jedrkiewicz, P. Di Trapani, A. Matijošius, A. Varanavičius, G. Valiulis, R. Danielius, E. Kucinskas, A. Piskarskas, and S. Trillo, Spatiotemporal three-dimensional mapping of nonlinear X waves, *Phys. Rev. E*, **69**, 026607 (2004).
- [41] F. Wise and P. Di Trapani, Spatiotemporal solitons, *Opt. Photon. News*, **13**(2), 28–32 (2002).
- [42] B. A. Malomed, D. Mihalache, F. Wise, and L. Torner, Spatiotemporal optical solitons,

- J. Opt. B, **7**(5), R53 (2005).
- [43] J. S. D'Souza, J. A. Dharmadhikari, A. K. Dharmadhikari, B. J. Rao, and D. Mathur, Effect of intense, ultrashort laser pulses on dna plasmids in their native state: Strand breakages induced by in situ electrons and radicals, *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 118101 (2011).
- [44] R. Meesat, H. Belmouaddine, J.-F. Allard, C. Tanguay-Renaud, R. Lemay, T. Brastaviceanu, L. Tremblay, B. Paquette, J. R. Wagner, J.-P. Jay-Gerin, M. Lepage, M. A. Huels, and D. Houde, Cancer radiotherapy based on femtosecond IR laser-beam filamentation yielding ultra-high dose rates and zero entrance dose, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, **109**(38), E2508–E2513 (2012).
- [45] M. Vengris, E. Gabryte, A. Aleknavicius, M. Barkauskas, O. Ruksenas, A. Vaiceliunaite, and R. Danielius, Corneal shaping and ablation of transparent media by femtosecond pulses in deep ultraviolet range, *J. Cataract Refract. Surg.*, **36**(9), 1579 – 1587 (2010).
- [46] M. Merker, R. Ackermann, R. Kammel, K. S. Kunert, and S. Nolte, An in vitro study on focusing fs-laser pulses into ocular media for ophthalmic surgery, *Lasers Surg. Med.*, **45**(9), 589–596 (2013).
- [47] J. Noack and A. Vogel, Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density, *IEEE J. Quant. Electron.*, **35**(8), 1156–1167 (1999).
- [48] C. Schaffer, N. Nishimura, E. Glezer, A. Kim, and E. Mazur, Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds, *Opt. Express*, **10**(3), 196–203 (2002).
- [49] S. Tzortzakis, D. G. Papazoglou, and I. Zergioti, Long-range filamentary propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in fused silica, *Opt. Lett.*, **31**(6), 796–798 (2006).
- [50] A. Jarnac, G. Tamosauskas, D. Majus, A. Houard, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and A. Dubietis, Whole life cycle of femtosecond ultraviolet filaments in water, *Phys. Rev. A*, **89**, 033809 (2014).
- [51] Y. Silberberg, Collapse of optical pulses, *Opt. Lett.*, **15**(22), 1282–1284 (1990).
- [52] K. D. Moll, Alexander L. Gaeta, and Gadi Fibich, Self-similar optical wave collapse: Observation of the townes profile, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 203902 (2003).
- [53] M. A. Porras, A. Parola, D. Faccio, A. Couairon, and P. Di Trapani, Light-filament dynamics and the spatiotemporal instability of the townes profile, *Phys. Rev. A*, **76**, 011803 (2007).
- [54] M. Belić, N. Petrović, W.-P. Zhong, R.-H. Xie, and G. Chen, Analytical light bullet solutions to the generalized (3+1)-dimensional nonlinear schrödinger equation, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 123904 (2008).
- [55] S. Minardi, F. Eilenberger, Y. V. Kartashov, A. Szameit, U. Röpke, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt, S. Nolte, L. Torner, F. Lederer, A. Tünnermann, and T. Pertsch, Three-dimensional light bullets in arrays of waveguides, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 263901 (2010).
- [56] P. Saari and K. Reivelt, Evidence of X-shaped propagation-invariant localized light waves, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4135–4138 (1997).
- [57] A. Chong, W. H. Renninger, D. N. Christodoulides, and F. W. Wise, Airy-Bessel wave packets as versatile linear light bullets, *Nature Photon.*, **4**, 103–106 (2010).
- [58] D. Abdollahpour, S. Suntsov, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis, Spatiotemporal Airy light bullets in the linear and nonlinear regimes, *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 253901 (2010).
- [59] M. Bock, S. K. Das, and R. Grunwald, Ultrashort highly localized wavepackets, *Opt. Express*, **20**(11), 12563–12578 (2012).
- [60] P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, J. Trull, C. Conti, and S. Trillo, Spontaneously generated x-shaped light bullets, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 093904 (2003).
- [61] P. Panagiotopoulos, D. G. Papazoglou, A. Couairon, and S. Tzortzakis, Sharply autofocused ring-Airy beams transforming into non-linear intense light bullets, *Nature Commun.*, **4**, 2622 (2013).
- [62] A. Couairon, E. Gaižauskas, D. Faccio, A. Dubietis, and P. Di Trapani, Nonlinear X-wave formation by femtosecond filamentation in Kerr media, *Phys. Rev. E*, **73**, 016608 (2006).
- [63] K. D. Moll and Alexander L. Gaeta, Role of dispersion in multiple-collapse dynamics, *Opt. Lett.*, **29**(9), 995–997 (2004).
- [64] J. Liu, R. Li, and Z. Xu, Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtosecond laser pulse in materials with anomalous dispersion, *Phys. Rev. A*, **74**, 043801 (2006).

- [65] S. V. Chekalin, V. O. Kompanets, E. O. Smetanina, and V. P. Kandidov, Light bullets and supercontinuum spectrum during femtosecond pulse filamentation under conditions of anomalous group-velocity dispersion in fused silicalicati, *Quant. Electron.*, **43**, 326–331 (2013).
- [66] M. Durand, K. Lim, V. Jukna, E. McKee, M. Baudelet, A. Houard, M. Richardson, A. Mysyrowicz, and A. Couairon, Blueshifted continuum peaks from filamentation in the anomalous dispersion regime, *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
- [67] D. Faccio, A. Lotti, A. Matijosius, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, and P. Di Trapani, Experimental energy-density flux characterization of ultrashort laser pulse filaments., *Opt. Express*, **17**(10), 8193–8200 (2009).
- [68] A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, and P. Di Trapani, Energy-flux characterization of conical and space-time coupled wave packets, *Phys. Rev. A*, **81**, 023810 (2010).
- [69] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, Emission in the region 4000 to 7000 a via four-photon coupling in glass, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 584–587 (1970).
- [70] R. R. Alfano, editor, *The Supercontinuum Laser Source*, Springer, NY, 2nd ed. edition (2006).
- [71] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135–1184 (2006).
- [72] M. K. Reed, M. K. Steiner-Shepard, M. S. Armas, and D. K. Negus, Microjoule-energy ultrafast optical parametric amplifiers, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**(11), 2229–2236 (1995).
- [73] G. Cerullo and S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.*, **74**(1), 1–18 (2003).
- [74] A. Dubietis, R. Butkus, and A.P. Piskarskas, Trends in chirped pulse optical parametric amplification, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, **12**(2), 163–172 (2006).
- [75] R. L. Fork, W. J. Tomlinson, C. V. Shank, C. Hirlimann, and R. Yen, Femtosecond white-light continuum pulses, *Opt. Lett.*, **8**(1), 1–3 (1983).
- [76] M. Kolesik, G. Katona, J.V. Moloney, and E.M. Wright, Theory and simulation of supercontinuum generation in transparent bulk media, *Appl. Phys. B*, **77**(2-3), 185–195 (2003).
- [77] M. Wittmann and A. Penzkofer, Spectral superbroadening of femtosecond laser pulses, *Opt. Commun.*, **126**(4-6), 308 – 317 (1996).
- [78] J. K. Ranka, R. W. Schirmer, and A. L. Gaeta, Observation of pulse splitting in nonlinear dispersive media, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3783–3786 (1996).
- [79] A. A. Zozulya, S. A. Diddams, A. G. Van Engen, and T. S. Clement, Propagation dynamics of intense femtosecond pulses: Multiple splittings, coalescence, and continuum generation, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1430–1433 (1999).
- [80] A. Brodeur and S. L. Chin, Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 4406–4409 (1998).
- [81] N. Akhmediev and E. Pelinovsky, "rogue waves - towards a unifying concept?", *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **185**(1), 1–266 (2010).
- [82] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, Optical rogue waves, *Nature*, **450**, 1054–1057 (2007).
- [83] M. Erkintalo, G. Genty, and J. M. Dudley, Rogue-wave-like characteristics in femtosecond supercontinuum generation, *Opt. Lett.*, **34**(16), 2468–2470 (2009).
- [84] A. Mussot, A. Kudlinski, M. Kolobov, E. Louvergneaux, M. Douay, and M. Taki, Observation of extreme temporal events in CW-pumped supercontinuum, *Opt. Express*, **17**(19), 17010–17015 (2009).
- [85] D. R. Solli, C. Ropers, and B. Jalali, Active control of rogue waves for stimulated supercontinuum generation, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 233902 (2008).
- [86] Kibler, B., Finot, C., and Dudley, J. M., Soliton and rogue wave statistics in supercontinuum generation in photonic crystal fibre with two zero dispersion wavelengths, *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **173**, 289–295 (2009).
- [87] A. Aalto, G. Genty, and J. Toivonen, Extreme-value statistics in supercontinuum generation by cascaded stimulated Raman scattering, *Opt. Express*, **18**(2), 1234–1239 (2010).
- [88] K. Hammani, B. Kibler, C. Finot, and A. Picozzi, Emergence of rogue waves from optical turbulence, *Phys. Lett. A*, **374**(34), 3585 – 3589 (2010).
- [89] J. Kasparian, P. B ejot, J.-P. Wolf, and J. M. Dudley, Optical rogue wave statistics in laser filamentation, *Opt. Express*, **17**(14), 12070–12075 (2009).

- [90] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, D. Faccio, and A. Dubietis, Spatiotemporal rogue events in femtosecond filamentation, *Phys. Rev. A*, **83**, 025802 (2011).
- [91] M. Kolesik, G. Katona, J. V. Moloney, and E. M. Wright, Physical factors limiting the spectral extent and band gap dependence of supercontinuum generation, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 043905 (2003).
- [92] J. M. Dudley, G. Genty, and B. J. Eggleton, Harnessing and control of optical rogue waves insupercontinuum generation, *Opt. Express*, **16**(6), 3644–3651 (2008).
- [93] P. Béjot, J. Kasparian, E. Salmon, R. Ackermann, and J.-P. Wolf, Spectral correlation and noise reduction in laser filaments, *Appl. Phys. B*, **87**(1), 1–4 (2007).
- [94] P. Polesana, A. Couairon, D. Faccio, A. Parola, M. A. Porras, A. Dubietis, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, Observation of conical waves in focusing, dispersive, and dissipative Kerr media, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 223902 (2007).
- [95] P. Polesana, A. Dubietis, M. A. Porras, E. Kučinskas, D. Faccio, A. Couairon, and P. Di Trapani, Near-field dynamics of ultrashort pulsed Bessel beams in media with Kerr nonlinearity, *Phys. Rev. E*, **73**, 056612 (2006).
- [96] A. Dubietis, P. Polesana, G. Valiulis, A. Stabinis, P. Di Trapani, and A. Piskarskas, Axial emission and spectral broadening in self-focusing of femtosecond Bessel beams, *Opt. Express*, **15**(7), 4168–4175 (2007).
- [97] K. Dota, A. Pathak, J. A. Dharmadhikari, D. Mathur, and A. K. Dharmadhikari, Femtosecond laser filamentation in condensed media with Bessel beams, *Phys. Rev. A*, **86**, 023808 (2012).
- [98] D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. Bonora, P. Villoresi, S. De Silvestri, and G. Cerullo, Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers, *J. Opt.*, **12**(1), 013001 (2010).
- [99] J. Biegert, P.K. Bates, and O. Chalus, New mid-infrared light sources, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, **18**(1), 531–540 (2012).
- [100] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, Infrared extension of the super continuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere, *Opt. Lett.*, **25**(18), 1397–1399 (2000).
- [101] I. Ahmad, L. Bergé, Zs. Major, F. Krausz, S. Karsch, and S. A. Trushin, Redshift of few-cycle infrared pulses in the filamentation regime, *New J. Phys.*, **13**(9), 093005 (2011).
- [102] F. Théberge, P. Lassonde, S. Payeur, M. Châteauneuf, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, Efficient spectral-step expansion of a filamenting laser pulse, *Opt. Lett.*, **38**(9), 1576–1578 (2013).
- [103] M. Bradler, P. Baum, and E. Riedle, Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- $\mu$ J pump pulses, *Appl. Phys. B*, **97**(3), 561–574 (2009).
- [104] O. Isaienko, E. Borguet, and P. Vöhringer, High-repetition-rate near-infrared noncollinear ultrabroadband optical parametric amplification in KTiOPO<sub>4</sub>, *Opt. Lett.*, **35**(22), 3832–3834 (2010).
- [105] V. Jukna, J. Galinis, G. Tamosauskas, D. Majus, and A. Dubietis, Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media, *Appl. Phys. B*, pages 1–7 (2013).
- [106] L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey, Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 225002 (2004).
- [107] S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, W. Liu, S. L. Chin, O. G. Kosareva, N. A. Panov, N. Aközbek, and V. P. Kandidov, Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses, *Phys. Rev. A*, **70**, 033802 (2004).
- [108] K. Cook, A. K. Kar, and R. A. Lamb, White-light supercontinuum interference of self-focused filaments in water, *Appl. Phys. Lett.*, **83**(19), 3861–3863 (2003).
- [109] D. Faccio, A. Dubietis, G. Tamosauskas, P. Polesana, G. Valiulis, A. Piskarskas, A. Lotti, A. Couairon, and P. Di Trapani, Phase- and group-matched nonlinear interactions mediated by multiple filamentation in Kerr media, *Phys. Rev. A*, **76**, 055802 (2007).
- [110] O.G. Kosareva, T. Nguyen, N.A. Panov, W. Liu, A. Saliminia, V.P. Kandidov, N. Akozbek, M. Scalora, R. Vallee, and S.L. Chin, Array of femtosecond plasma channels in fused silica, *Opt. Commun.*, **267**(2), 511 – 523 (2006).
- [111] M. Châteauneuf, S. Payeur, J. Dubois, and J.-C. Kieffer, Microwave guiding in air by a

- cylindrical filament array waveguide, *Appl. Phys. Lett.*, **92**(9), 091104 (2008).
- [112] G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Organizing multiple femtosecond filaments in air, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 035003 (2004).
- [113] H. Schroeder, J. Liu, and S. Chin, From random to controlled small-scale filamentation in water, *Opt. Express*, **12**(20), 4768–4774 (2004).
- [114] J. Liu, H. Schroeder, S. L. Chin, R. Li, and Z. Xu, Ultrafast control of multiple filamentation by ultrafast laser pulses, *Appl. Phys. Lett.*, **87**(16), 161105 (2005).
- [115] A. Dubietis, G. Tamošauskas, P. Polesana, G. Valiulis, H. Valtna, D. Faccio, P. Di Trapani, and A. Piskarskas, Highly efficient four-wave parametric amplification in transparent bulk Kerr medium, *Opt. Express*, **15**(18), 11126–11132 (2007).
- [116] A. Dubietis, G. Tamošauskas, G. Fibich, and B. Ilan, Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity, *Opt. Lett.*, **29**(10), 1126–1128 (2004).
- [117] T. Grow and A. Gaeta, Dependence of multiple filamentation on beam ellipticity, *Opt. Express*, **13**(12), 4594–4599 (2005).
- [118] V. Kudriasov, E. Gaizauskas, and V. Sirutkaitis, Beam transformation and permanent modification in fused silica induced by femtosecond filaments, *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**(12), 2619–2627 (2005).
- [119] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, and A. Zigler, Control of multiple filamentation in air, *Opt. Lett.*, **29**(15), 1772–1774 (2004).
- [120] M. Centurion, Y. Pu, and D. Psaltis, Self-organization of spatial solitons, *Opt. Express*, **13**(16), 6202–6211 (2005).
- [121] G. Fibich, S. Eisenmann, B. Ilan, Y. Erlich, M. Fraenkel, Z. Henis, A. Gaeta, and A. Zigler, Self-focusing distance of very high power laser pulses, *Opt. Express*, **13**(15), 5897–5903 (2005).
- [122] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, CA (2003).
- [123] N. Gavish, G. Fibich, L. T. Vuong, and A. L. Gaeta, Predicting the filamentation of high-power beams and pulses without numerical integration: A nonlinear geometrical optics method, *Phys. Rev. A*, **78**, 043807 (2008).
- [124] R. Malendevich, L. Jankovic, G. Stegeman, and J. S. Aitchison, Spatial modulation instability in a Kerr slab waveguide, *Opt. Lett.*, **26**(23), 1879–1881 (2001).
- [125] A. Dubietis, E. Kucinskas, and G. Tamosauskas, Formation of periodic multifilamentary structures by use of highly elliptical light beams, *Lith. J. Phys.*, **47**, 27 (2007).
- [126] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, and A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, *Phys. Rev. A*, **79**, 033843 (2009).
- [127] M. Mlejnek, M. Kolesik, J. V. Moloney, and E. M. Wright, Optically turbulent femtosecond light guide in air, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2938–2941 (1999).
- [128] L. Bergé, S. Mauger, and S. Skupin, Multifilamentation of powerful optical pulses in silica, *Phys. Rev. A*, **81**, 013817 (2010).
- [129] A. Dubietis, A. Couairon, E. Kučinskas, G. Tamošauskas, E. Gaižauskas, D. Faccio, and P. Di Trapani, Measurement and calculation of nonlinear absorption associated with femtosecond filaments in water, *Appl. Phys. B*, **84**(3), 439–446 (2006).
- [130] A. Picozzi and M. Haelterman, Hidden coherence along space-time trajectories in parametric wave mixing, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 083901 (2002).
- [131] O. Jedrkiewicz, A. Picozzi, M. Clerici, D. Faccio, and P. Di Trapani, Emergence of X-shaped spatiotemporal coherence in optical waves, *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 243903 (2006).

## Summary

### TRANSIENT PHENOMENA IN FEMTOSECOND FILAMENTATION

In 1995 Braun and co-workers reported the observation of self-channelling of femtosecond laser pulses over 20 m in air [1]. This first observation of femtosecond filament triggered a series of studies, which discovered an exciting physics beyond the interaction of ultrashort laser pulses with transparent dielectric media.

This dissertation aims at comprehensive study of transient spatiotemporal phenomena (space-time transformations, pulse splitting and compression, filament propagation dynamics, supercontinuum generation and multiple filamentation) that take place during self-focusing of intense femtosecond laser pulses in various self-action regimes in transparent dielectric media with instantaneous Kerr nonlinearity.

Various nonlinear optics diagnostic methods (three dimensional mapping, auto- and cross-correlation measurements, frequency resolved optical gating measurements), spatially resolved frequency spektra measurements, statistical analysis of spectral intensities and energies, numerical simulations were employed.

The dissertation addresses important issues regarding complete physical understanding of the evolution cycle of femtosecond filaments in normally dispersive media, physical nature of spatiotemporal light bullets generated by filamentation in the anomalous group velocity regime, detailed statistical aspects of supercontinuum generation, and spatiotemporal characterization of multiple filaments. Analysed factors are useful for practical applications when generation of controlled spatio-temporal structures, extreme optical waves (or contrary - suppression of them if the nonlinear optical system needs to be stabilised) is required. Furthermore, the research uncovered general and specific properties of extreme optical events, as compared with their analogs in other physical system (ocean surface wave, Bose-Einstein condensates, superfluids, financial markets etc.).



## **Trumpos žinios apie autorių**

**Vardas:** Donatas  
**Pavardė:** Majus  
Gimimo data: 1986 10 03  
Gimimo vieta: Kaunas  
Tautybė: lietuvis  
El. paštas: donatas.majus@gmail.com

### **Išsilavinimas:**

- 2002-2004 Plungės „Saulės“ gimnazija.  
2004-2008 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas (Bakalauro kvalifikacinis laipsnis).  
2008-2010 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas (Magistro kvalifikacinis laipsnis, Magna Cum Laude).  
2010-2014 Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas, Kvantinės elektronikos katedra (Doktorantas).

### **Mokslinės stažuočių:**

- 2007 „Utrecht Summer School in Theoretical Physics 2007“, Utrecht'o universitetas (Nyderlandai).  
2011 „STELLA 2011 - School for Training in Experiments with Lasers and Laser Applications“, Como (Italija).

## **Curriculum vitae**

**Name:** Donatas  
**Surname:** Majus  
Date of birth: 1986 10 03  
Place of birth: Kaunas  
Nationality: lithuanian  
El-mail: donatas.majus@gmail.com

### **Education:**

2002-2004 Plungė „Saulės“ gymnasium.  
2004-2008 Vilnius university, Faculty of physics (Bachelor degree).  
2008-2010 Vilnius university, Faculty of physics (Master degree, Magna Cum Laude).  
2010-2014 Vilnius university, Faculty of physics, Department of Quantum Electronics (Ph. D. student).

### **Scientific internships:**

2007 „Utrecht Summer School in Theoretical Physics 2007“, Utrecht‘o universitetas (Nyderlandai).  
2011 „STELLA 2011 - School for Training in Experiments with Lasers and Laser Applications“, Como (Italija).