

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Rimtautas Piskarskas

**Intensyvių femtosekundinių šviesos bangų
paketų sklidimo Kero terpėse laikinis ir
erdvinis charakterizavimas**

Daktaro disertacija

Fiziniai mokslai: fizika (02P)

Vilnius, 2009

Disertacija paruošta 2004 – 2008 metais Vilniaus Universitete

Mokslinis vadovas:

Prof. dr. (HP) Audrius Dubietis (Vilniaus Universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Konsultantas:

Prof. habil. dr. Algirdas Stabinis (Vilniaus Universitetas, fiziniai mokslai, fizika – 02P).

Padėka

Norėčiau išreikšti ypatingą padėką savo darbo vadovui Prof. A. Dubiečiui už idėjas, pastabas, skirtą brangų laiką, puikų vadovavimą bei kantrybę.

Taip pat dėkoju Prof. A. Stabiniui už konsultacijas bei itin nuodugnų darbo aprašo nagrinėjimą bei korekcijas.

Dėkoju visiems bendradarbiams bei bendraautoriams. A. Matijošiui, G. Tamošauskui, A. Varanavičiui, S. Minardi, A. Gopal, D. Faccio, F. Bragheri, A. Averchi už puikią darbingą atmosferą laboratorijose. P. Di Trapani, A. Couairon ir E. Gaižauskui, M. Porras už idėjas ir teorines žinias.

Noriu padėkoti VU Kvantinės elektronikos katedrai už pasaulinio lygio fizikos lazerių mokyklą Lietuvoje.

Ypatingai dėkoju savo šeimai bei draugams už stiprų moralinį palaikymą.

Turinys

1.	Įvadas.....	5
1.1.	Darbo tikslai.....	7
1.2.	Darbo užduotys.....	8
1.3.	Darbo naujumas.....	8
1.4.	Ginamieji teiginiai.....	9
1.5.	Aprobacija.....	9
1.6.	Autoriaus įnašas.....	12
2.	Intensyvių šviesos bangų paketų netiesinio sklidimo skaidrioje kondensuotoje terpėje ypatumai.....	13
2.1.	Šviesos saviveikos metu vykstantys procesai.....	14
2.2.	Teorinis saviveikos modelis.....	27
2.3.	Fizikinės šviesos gijų atsiradimo interpretacijos.....	29
3.	Bangų paketų diagnostikos metodai.....	34
3.1.	Nesudėtingos struktūros bangų paketų tyrimo metodai.....	34
3.2.	Lazerinės tomografijos principai.....	39
3.3.	Atvaizduojančio spektrometro metodika.....	42
4.	Itin trumpų šviesos bangų paketų erdviųjų, laikinių ir spektrinių transformacijų tyrimai.....	44
4.1.	Darbe naudojamų netiesinių terpių savybės.....	44
4.2.	Sudėtingos struktūros bangų paketų dinamikos tyrimas lazerinės tomografijos metodu.....	46
4.3.	Femtosekundinių šviesos gijų tolimojo ir artimojo lauko dinamika netiesinėje Kero terpėje.....	54
4.4.	Grupinių greičių dispersijos įtaka bangų paketų erdviams spektriniams skirstiniams.....	62
4.5.	Femtosekundinių bangų paketų saviveikos anomalios grupinių greičių dispersijos terpėje ypatumai.....	68
5.	Femtosekundinių šviesos impulsų poveikis medžiagai.....	74
5.1.	Itin trumpų šviesos impulsų poveikio medžiagai prigimtis.....	74
5.2.	Mažo tankio elektronų plazmos detekcijos metodai.....	76
5.3.	Kiekybinis šešėlinis metodas.....	79
5.4.	Šviesos bei plazmos gijų vandenyje lūžio rodiklio ir sugerties didelės laikinės skyros tomografija.....	81
6.	Išvados.....	87
7.	Šaltinių sąrašas.....	88

1 Įvadas

Šviesos fokusavimosi reiškiniai tyrinėjami jau nuo pat lazerio išradimo laikų [1]. Šis netiesinis bangos sklidimas terpe ypatingai priklauso nuo lazerio pluošto intensyvumo skersinio skirstinio bei galios. Fokusavimasis – tai savaimė indukuoto (Kero) lęšio efektas. Ilgų impulsų ar nuolatinės veikos lazerio spinduliuotės atveju fokusavimosi efektas lemia optinių elementų suardymą [2] ir yra pagrindinis energiją ribojantis faktorius kuriant didelės galios lazerines sistemas. Fokusavimasis inicijuoja visą eilę fizikinių procesų medžiagoje ir yra taikomas lazerių technologijoje medžiagų savybėms modifikuoti. Kero lęšio efektas plačiai naudojamas kaip modų sinchronizavimo mechanizmas lazeriniame rezonatoriuje patiems trumpiausiems, vos kelių femtosekundžių šviesos impulsams generuoti [3]. Impulso fazės moduliavimosi reiškinys, kuris glaudžiai susijęs su šviesos pluošto fokusavimosi ir yra jo laikinis analogas, naudojamas koherentinės baltos šviesos šaltinių kūrimui [4].

Pastaruoju metu didelio susidomėjimo susilaukė femtosekundinių (10 - 100 fs) impulsų sąveikos su medžiaga tyrinėjimas. Sukūrus femtosekundinių šviesos impulsų šaltinius, atsirado galimybė nesuardant medžiagos paveikti ją žymiai didesnio intensyvumo spinduliuote bei stebėti šviesos saviveikos reiškiniai be optinio medžiagos pramušimo, kurie nebuvo įmanomi naudojant ilgus (dešimčių ps ar ns trukmės) lazerio impulsus. Ypatingai aktyviai nagrinėjamas šviesos gijų (angl. *light filaments*) susidarymas bei jų dinamika skirtingos fazinės būsenos medžiagose. Lazeriniam pluoštui transformuojantis į šviesos giją, ją galima su minimaliais nuostoliais perduoti per debesis, tankų rūką ar kitą smarkiai turbulentišką bei sklaidančią terpę [5], kelių dešimčių kilometrų aukštyje inicijuoti baltos šviesos kontinuumo generaciją bei atlikti atmosferos dujų, aerozolių bei teršalų spektroskopinę analizę [6]. Naudojant šviesos gijas dujose, skysčiuose ir kietame kūne generuojamas galingas femtosekundinis baltos šviesos kontinuumas, kuris naudojamas kuriant plačiai

derinamo bangos ilgio parametrinius dažnio keitiklius, bei ultrasparčiosios spektroskopijos taikymams [7]. Naujausi eksperimentai parodė, kad šviesos gijų pagalba izotropinėje terpėje galima parametriškai stiprinti šviesą bei efektyviai generuoti femtosekundinius šviesos impulsus su Ramano dažnio poslinkiu[8]. Šviesos gijoms sklindant inertinėse dujose, generuojami intensyvūs vos kelių optinių periodų ($<5 f_s$ trukmės) impulsai, kurie potencialiai gali būti panaudojami aukštesnių harmonikų generacijai, siekiant gauti atosekundinius impulsus VUV ir Rentgeno spektriniame diapazone [9]. Intensyviai eksperimentuojama su itin trumpų impulsų formuojamų šviesos gijų sukuriama plazminiais kanalais ore, kurių pagalba galima inicijuoti ir nukreipti elektros išlydį norima kryptimi [10]. Intensyvios šviesos gijos sukuriamas laisvų elektronų tankis yra pakankamai didelis, kad iš daugelio šviesos gijų ore suformavus cilindrinį darinį, jis gali atlikti bangolaidžio funkciją, kanalizuojant ir dideliais atstumais be sklaidos perduodant mikrobangų pluoštus [11]. Taip pat eksperimentai parodė, kad dėl išskirtinių šviesos gijos formuojamų plazminių kanalų savybių galima generuoti terahercines elektromagnetines bangas lazerinio pluošto sklidimo kryptimi [12]. Šviesos gijos sąlygota medžiagos jonizacija kietame, optiškai skaidriame kūne leidžia negrįžtamai indukuoti terpės struktūrinius pokyčius ir taip suformuoti siaurus pakitusio lūžio rodiklio kanalus (bangolaidžius) plačios apertūros medžiagose [13]. Šis reiškinys gali būti taikomas sintezuojant įvairius mikrooptinius elementus, kaip pavyzdžiui, fazinio tipo difrakcinius lęšius [14] ar telekomunikacijoje taikomus tūrinius bangų daliklius [15] bei įvairius fotoninius kristalus ar net fotoninių kristalų lazerius [16].

Šviesos saviveikos metu pradinė bangų paketų forma erdvėje bei laike gali stipriai pakisti. Standartiniai impulsų charakterizavimo metodai, kurie remiasi erdvėje integruotų autokoreliacinių ir kryžminių koreliacinių funkcijų matavimu, įgalina gauti tik dalinę informaciją apie vykstančias šviesos impulso bei terpės savybių transformacijas ir jų fizikinę prigimtį. Todėl, norint gerai įvaldyti minėtus taikymus bei suprasti vykstančius fizikinius reiškinius, pilnam šviesos impulsų sąveikos su medžiaga ir šviesos gijų formavimo proceso

charakterizavimui reikalingi nauji matavimo metodai, kuriuos pasitelkus būtų galima išmatuoti bangų paketo intensyvumo pasiskirstymą trijų matmenų erdvėje bet kuriuo laiko momentu bei registruoti momentinius terpės struktūros pokyčius. Antra vertus, šviesos ir medžiagos sąveikos procesai yra labai spartūs, tad jų tyrimui reikalinga labai didelė tiek erdvinė (μm eilės), tiek laikinė (fs eilės) skyra.

Ilgamečio netiesinių kristalų bei šviesos parametrinių reiškinių tyrinėjimo rezultatai padėjo pagrindus optinių parametrinių stiprintuvų sukūrimui [17]. Tokie įrenginiai gali generuoti itin plataus spektro, vos kelių optinių periodų šviesos impulsus, derinamus plačiame dažnių diapazone. Optiniai parametriniai stiprintuvai atveria kelią diegti naujas matavimo metodikas, įgalinančias tyrinėti itin sparčius šviesos ir medžiagos sąveikos reiškinius.

Šiame darbe yra pasiūlytos ir eksperimentiškai realizuotos bangų paketų registravimo metodikos, kurios leidžia su didele skyra fiksuoti laikinę, erdvinę bei spektrinę šviesos bangų paketų dinamiką netiesinio sklidimo metu, taip pat stebėti bei itin tiksliai kiekybiškai įvertinti terpės savybių sparčius pokyčius.

1.1. Darbo tikslai.

- Su didele laikine, erdvine bei spektrine skyra ištirti Gauso bangų paketų erdvėlaikines bei spektrines transformacijas vykstant saviveikai skaidriose plačios apertūros Kero netiesiškumo terpėse, esant teigiamai ir neigiamai grupinių greičių dispersijai.
- Ištirti indukuoto lūžio rodiklio momentinio pokyčio ir plazmos kanalo formavimosi dinamiką Gauso bangų paketų saviveikos kondensuotose terpėse metu.

1.2. Darbo užduotys.

- Adaptuoti ir ištobulinti didelės laikinės ir erdvinės skyros lazerinės tomografijos metodiką sudėtingų bangų paketų erdvėlaikinių intensyvumo skirstinių dinamikos tyrimams plačios apertūros terpėse su Kero netiesiškumu ir nustatyti pagrindinius jos dėsningumus.
- Naudojant atvaizduojantį spektrometrą, ištirti sudėtingos formos bangų paketų tolimojo lauko spektrines transformacijas, susiejant jas su artimojo lauko dinamikos dėsningumais.
- Išmatuoti vandenyje indukuoto momentinio lūžio rodiklio pokyčio, laisvų elektronų plazmos tankio bei plazmos kanalo formavimosi dinamiką, taikant didelės laikinės ir erdvinės skyros kiekybinį šešėlinį metodą.

1.3. Darbo naujumas.

- Sukurta ir išvystyta 3D lazerinės tomografijos metodika sudėtingos formos šviesos bangų paketų erdvėlaikinėms charakteristikoms bei jų dinamikai skaidriose Kero netiesiškumo terpėse registruoti. Taikant šią metodiką parodyta, kad pradinis Gauso bangų paketas terpėje su Kero netiesiškumu patiria negrįžtamus pokyčius vienu metu erdvėje ir laike, savaime transformuodamasis į kūginę X tipo bangą.
- Taikant atvaizduojančiojo spektrometro metodiką, įgalinančią registruoti bangų paketo tolimojo lauko kampinį ir spektrinį skirstinį, nustatyta, kad medžiagos grupinių greičių dispersija bei keturbangis dažnių maišymas sąlygoja kampinių spektrų struktūros, būdingos X bangoms, atsiradimą.
- Su didele laikine ir erdvine skyra išmatuotas šviesos gijos indukuotas lūžio rodiklio momentinis pokytis vandenyje ir įvertinti susidarančio plazmos kanalo kiekybiniai, laikiniai bei erdviniai parametrai, kurie naudingi tiek praktiniu, tiek fundamentiniu požiūriu.

1.4. Ginamieji teiginiai.

- Femtosekundinis Gauso formos bangų paketas saviveikos Kero netiesiškumo terpėje metu transformuojasi į sudėtingą kūginę X tipo bangą. Šią transformaciją nulemia bangų paketo laikinė ir erdvinė dinamika, kurios metu įvyksta energijos persiskirstymas. Stebėtų transformacijų pobūdis yra universalus: normalios grupinių greičių dispersijos atveju formuojasi X tipo banga, turinti X formos tolimojo lauko kampinio spektro skirstinį.
- Bangų paketo tolimojo lauko kampinių ir spektrinių skirstinių forma yra sąlygojama medžiagos dispersijos, kuri apibrėžia keturbangio maišymosi fazinio sinchronizmo sąlygas kūginei spinduliuotei atsirasti. Anomalios dispersijos atveju kampiniai spektriniai spinduliuotės skirstiniai kiekybiškai skiriasi nuo gaunamų normalios dispersijos atveju.
- Saviveikos metu skaidrioje Kero netiesiškumo terpėje didelio intensyvumo Gauso bangų paketas transformuojasi į intensyvią šviesos giją, sukurdamas trumpalaikes lūžio rodiklio pokyčio variacijas bei formuoja siaurą plazmos kanalą. Teigiamas lūžio rodiklio pokytis yra siejamas su netiesiniu Kero efektu, tuo tarpu neigiamą lūžio rodiklio pokytį sąlygoja laisvųjų elektronų plazma.

1.5. Aprobacija.

Šioje disertacijoje pristatomi darbai buvo atspindėti 6-iose straipsniuose, publikuotuose recenzuojamuose moksliniuose žurnaluose. 5 iš šių straipsnių publikuoti žurnaluose, įtrauktuose į Mokslinės informacijos instituto (ISI) pagrindinių žurnalų sąrašą. Taip pat disertacijoje pateikiami rezultatai buvo pristatyti 11-oje tarptautinių konferencijų. 6 pranešimai buvo pristatyti autoriaus asmeniškai.

Publikacijos recenzuojamuose žurnaluose:

1. A. Matijošius, J. Trull, P. Di Trapani, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Piskarskas, Non-linear space-time dynamics of ultrashort wave-packets in water, *Opt. Lett.* **29**, 1123 (2004).
2. A. Matijošius, R. Piskarskas, E. Gaižauskas, A. Dubietis, P. Di Trapani, Space-time recovery of arbitrarily shaped wave-packets by means of three dimensional imaging technique, *Nonlinear Analysis: Modelling and Control* **9**, 259 (2004).
3. D. Faccio, A. Matijošius, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, E. Gaižauskas, A. Piskarskas, A. Couairon, P. Di Trapani, Near- and far-field evolution of laser pulse filaments in Kerr media, *Phys. Rev. E* **72**, 037601 (2005).
4. D. Faccio, A. Averchi, A. Couairon, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Matijosius, F. Bragheri, M. A. Porras, A. Piskarskas, P. Di Trapani, Competition between phase-matching and stationarity in Kerr-driven optical pulse filamentation, *Phys. Rev. E* **74**, 047603 (2006).
5. M. A. Porras, A. Dubietis, A. Matijosius, R. Piskarskas, F. Bragheri, A. Averchi, P. Di Trapani, Characterization of conical emission of light filaments in media with anomalous dispersion, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 581 (2007).
6. S. Minardi, A. Gopal, M. Tatarakis, A. Couairon, G. Tamošauskas, R. Piskarskas, A. Dubietis, P. Di Trapani, Time-resolved refractive index and absorption mapping of light-plasma filaments in water, *Opt. Lett.* **33**, 86 (2008).

Pranešimai mokslinėse konferencijose:

1. Matijošius, R. Piskarskas, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, Space-time dynamics of ultrashort light pulses in water, Conference on Lasers and Electro-Optics San Francisco, California, USA, CTuP33 (2004).
2. Matijošius, R. Piskarskas, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, Space-time dynamics of ultrashort light pulses in water, Conference on Nonlinear Guided Waves and Their Applications, Toronto, Canada, TuD2 (2004).
3. Matijošius, R. Piskarskas, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, P. Di Trapani, Space-time dynamics of ultrashort light pulses in water, International Workshop on parametric processes and periodical structures, Vilnius, Lithuania, 88 (2004).

4. R. Piskarskas, A. Matijošius, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, P. Di Trapani, Three-dimensional mapping of complex wave-packets, XVI Lietuvos ir Baltarusijos seminaras „Lazeriai ir optinis netiesiškumas“, Vilnius, Lietuva (2004).
5. Matijošius, R. Piskarskas, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, The investigation of temporal-spatial transformations of wave packets employing the laser tomography method, International Conference of Physics Students, Novi Sad, Serbia and Montenegro (2004).
6. O. Jedrkiewicz, J. Trull, D. Salerno, A. Matijošius, D. Faccio, A. Parola, P. Di Trapani, A. Dubietis, A. Varanavičius, G. Valiulis, E. Gaižauskas, R. Piskarskas, E. Kučinskas, G. Tamošauskas, M. A. Porras, F. Bragheri, V. Degiorgio, Nonlinear conical waves, International Workshop on optical parametric processes and periodical structures, Vilnius, Lithuania, 64 (2004).
7. R. Piskarskas, A. Matijošius, A. Dubietis, J. Trull, A. Varanavičius, P. Di Trapani, Savaiminis netiesinių X-impulsų formavimasis vandenyje, 36-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva, 236 (2005).
8. P. Di Trapani, Jedrkiewicz, D. Salerno, A. Matijošius, D. Faccio, A. Parola, A. Dubietis, A. Varanavičius, G. Valiulis, E. Gaižauskas, R. Piskarskas, E. Kučinskas, G. Tamošauskas, A. Piskarskas, M. A. Porras, F. Bragheri, V. Degiorgio, A. Couairon, Nonlinear conical waves for modern optical technology, International conference on coherent and nonlinear optics, St. Petersburg, Russia, IF11 (2005).
9. Matijošius, D. Faccio, P. Di Trapani, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Piskarskas, E. Gaižauskas, A. Couairon, Spontaneous X-pulse generation in Kerr medium, European Conference on Lasers and Electrooptics, Munich, Germany, EC-1-2-TUE (2005).
10. R. Piskarskas, A. Dubietis, D. Faccio, A. Averchi, Waveguide inscription in BK7 glass by pre-formed X-pulses, ICONO/LAT Conference, Minsk, Belarus, ICONOLAT-47 (2007).
11. R. Piskarskas, A. Dubietis, D. Faccio, A. Averchi, T. Balčiūnas, A. Melninkaitis, P. Di Trapani, Waveguide inscription in transparent material by pre-formed X-pulses, 37-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, Vilnius, Lietuva, S4-19 (2007).

1.6. Autoriaus įnašas

Visi eksperimentai ir jų paruošimas atlikti autoriaus kartu su bendraautoriais. Taip pat didžioji dalis eksperimentinių duomenų skaitmeninio apdorojimo ir paruošimo publikacijoms buvo atliekama autoriaus. Didelė dalis darbų atlikta pagal tarptautinį Europos Sąjungos 6-osios bendrosios programos „Laserlab Europe“ projektą, bendradarbiaujant su Lietuvos, Italijos, Ispanijos, Prancūzijos bei Graikijos mokslininkais:

A. Couairon¹ ir E. Gaižauskas² - skaitmeninis modeliavimas;

M. Porras³ - teorinė analizė;

S. Minardi⁴ - kiekybinio šešėlinio metodo duomenų skaitmeninis apdorojimas;

A. Dubietis², A. Matijošius², G. Tamošauskas², A. Varanavičius², D. Faccio⁵, F. Bragheri⁶, A. Averchi⁵, A. Gopal⁴, P. Di Trapani⁵ – eksperimentai.

¹Centre de Physique Théorique, CNRS, École Polytechnique, Palaiseau, Prancūzija.

²Kvantinės elektronikos katedra, Vilniaus universitetas, Vilnius, Lietuva.

³Departamento de Física Aplicada, ETSIM, Universidad Politécnica de Madrid, Madrid, Ispanija.

⁴Department of Electronics, Technological Educational Institute of Crete, Chania, Graikija.

⁵CNISM and Department of Physics and Mathematics, University of Insubria, Como, Italija.

⁶Department of Electronics, University of Pavia, Pavia, Italy.

2 Intensyvių šviesos bangų paketų netiesinio sklaidimo skaidrioje kondensuotoje terpėje ypatumai

Netrukus po lazerio išradimo pradėta tyrinėti netiesinė šviesos ir medžiagos sąveika. Pastebėta, kad esant dideliame šviesos intensyvumui medžiagoje, įvyksta lazerio pluošto savaiminis fokusavimasis, kuris sąlygoja medžiagos suardymą. Jau 1964 metais, dalyvaujant vienam iš lazerio kūrėjų C. H. Townes, teoriškai buvo numatytas fokusavimosi reiškinys bei šviesos gijų susidarymas skaidrioje terpėje [1]. Esant stipriai šviesos ir medžiagos sąveikai, medžiagos lūžio rodiklis ima priklausyti nuo sklindančios bangos intensyvumo, šviesos pluoštas gali transformuotis į labai mažo skersmens šviesos giją ir toliau skliti mažai keisdamas savo erdvinius matmenis. Atsiradus galingiems nanosekundiniams lazeriams, 1966 metais šviesos gijų formavimasis CS_2 skystyje pademonstruotas eksperimentiškai, naudojant moduluotos kokybės rubino lazerį [18].

Gauso formos pradiniam šviesos pluoštui transformuojantis į šviesos giją skaidrioje terpėje, vienu metu pasireiškia daug fizikinių efektų, tačiau galėtume išskirti du pagrindinius netiesinius fizikinius mechanizmus, darančius didžiausią įtaką. Iš vienos pusės - tai optinis Kero efektas, dėl kurio pluoštas fokusuojasi, iš kitos pusės - daugiafotonė sugertis, ribojanti spinduliuotės intensyvumą bei sukianti medžiagoje dalinę jonizaciją, kuri mažina lokalinį terpės lūžio rodiklį ir sąlygoja pluošto išfokusavimą.

Aptarsime detaliau tiesinius ir netiesinius fizikinius procesus, vykstančius intensyviame šviesos bangų paketui sklindant skaidrioje plačios apertūros terpėje su elektroniniu (Kero) netiesiškumu.

2.1 Šviesos saviveikos metu vykstantys procesai

Šviesos pluošto difrakcija

Svarbi šviesos pluoštų sklaidimo savybė yra difrakcija, kuri skečia pluoštą ir veikia taip, kad skėsties kampas yra atvirkščiai proporcingas pluošto diametru. Lazerinių šviesos pluoštų difrakcija vyksta visada, net jei jie sklinda vakuume. Šiame paragrafe apibrėšime šviesos pluoštui būdingą difrakcinį (Rayleigh) ilgį. Sferinių veidrodžių rezonatorių vienmodžiai lazeriai generuoja Gauso formos intensyvumo skirstinį turintį šviesos pluoštą [19]. Plokščio bangos fronto Gauso pluošto skersmuo padidėja $\sqrt{2}$ karto, kai pluoštas nusklinda tam tikrą atstumą, pavadintą Rayleigh ilgiu. Šis ilgis apibrėžiamas kaip

$$L_{DF} = \frac{kw_0^2}{2} = \frac{\pi n_0 w_0^2}{\lambda_0}. \quad (1)$$

Čia w_0 yra pluošto sąsmaukos radiusas, λ_0 – spinduliuotės bangos ilgis vakuume, n_0 – medžiagos lūžio rodiklis λ_0 bangos ilgio šviesai, $k \equiv n_0 k_0$ bei $k_0 \equiv 2\pi / \lambda_0$ - atitinkamai kampiniai bangos skaičiai medžiagoje ir vakuume.

Šviesos pluošto fokusavimas

Medžiagos lūžio rodiklis n esant intensyviame elektromagnetiniame laukui priklauso ne tik nuo jo kitimo dažnio, bet taip pat nuo erdvėje ir laike kintančio šviesos impulso intensyvumo $I(r, t)$.

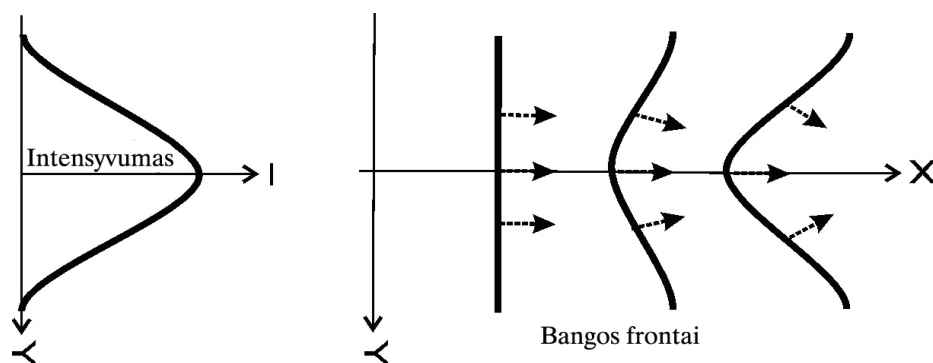
Tarkim, kad turime vienmodį Gauso intensyvumo skirstinio lazerio pluoštą, sklindantį medžiagoje, kurios lūžio rodiklis yra elektromagnetinės bangos elektrinio lauko stiprumo kvadrato funkcija $n = n_0 + \Delta n(E^2)$, kur Δn – spinduliuotės elektrinio lauko E sukeltas lūžio rodiklio pokytis [1]. Jei nepaisysime dar aukštesnių eilių sąveikos, medžiagos lūžio rodiklio netiesinę išraišką galima užrašyti taip:

$$n = n_0 + n_2 I(r, t). \quad (2)$$

Čia $I(r, t)$ – lazerinio impulso intensyvumas, o n_2 – netiesinis lūžio (Kero) rodiklis. Ši išraiška gaunama iš netiesinio poliarizuotumo \mathbf{P}_{nl} priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio \mathbf{E} . Izotropinėse terpėse šia priklausomybę apsprendžia kubinis netiesinis jautris $\chi^{(3)} = 4\varepsilon_0 c n_2 n_0^2 / 3$:

$$\mathbf{P}_{nl} \equiv \varepsilon_0 \chi^{(3)} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}, \quad (3)$$

Optinio Kero efekto sąlygojamos elektroninės kilmės netiesinis lūžio rodiklis n_2 yra teigiamas ir tokiu atveju sąlygoja terpės lūžio rodiklio padidėjimą, esant intensyviai spinduliuotei. Gauso pluošto intensyvumas yra didžiausias jo centre. Jei n_2 teigiamas, tai centrinė pluošto dalis, turinti didesnę intensyvumą, sklis mažesniu faziniu greičiu negu pluošto kraštai. Tokiu būdu pluoštas įgis įgaubtą frontą – taigi fokusuosis. Efektas panašus į lęšio, tik skirtumas yra tas, kad fokusavimosi atveju procesas yra kaupiamasis ir, neegzistuojant papildomiems įsisotinimo mechanizmomams, gali įvykti pluošto savaiminis kolapsas. Pluošto fokusavimosi efektas schematiškai pavaizduotas 1 pav.



1 pav. Gauso pluošto fokusavimosi dėl Kero efekto. Terpės lūžio rodiklis priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo ir veikia kaip lęšis, priverčiantis pluoštą susitraukti.

Charakteringas pluošto fokusavimo nuotolis yra apibrėžiamas kaip smailinio intensyvumo I_0 funkcija:

$$L_{SF} = \frac{1}{n_2 k_0 I_0}, \quad (4)$$

Tačiau svarbu pažymėti, kad lemiantis parametras, nusakantis fokusavimąsi, yra pradinė pluošto smailinė galia P_{in} (arba impulso energija padalinta iš jo trukmės), o ne smailinis intensyvumas (galia į ploto vienetą). Norint, kad sklidimo metu pluošto matmenys mažėtų, fokusavimasis turi atsverti difrakciją. Kadangi E atvirkščiai proporcingas pluošto skerspjūvio spinduliui ir $\Delta n \sim \mathbf{E}^2$, tai bangai sklindant medžiaga fokusavimasis išliks stipresnis už difrakciją, jei taip buvo pradiniu momentu. Taigi terpėje su netiesiniu lūžio rodikliu n_2 , pluošto galiai pasiekus kritinę $P=P_{kr}$, kur kritinė galia gali būti apytikriai išreiškiama [20]:

$$P_{kr} \approx \frac{3.77 \lambda^2}{8 \pi n_0 n_2}, \quad (5)$$

fokusavimasis atsvers difrakciją. Pažymėtina, kad ši išraiška galioja tik Gauso intensyvumo skirstinį turintiems pluoštams. Kitokios formos pluoštų fokusavimosi galia paprastai bus didesnė, negu gaunama iš (5) lygties [21].

Jei atsižvelgsime tik į pluošto fokusavimąsi ir difrakciją, tai Gauso pluoštas, kurio galia viršija kritinę fokusavimo galia, kolapsuos už atstumo L_k , kuris gali būti aprašomas empirine formule [22]:

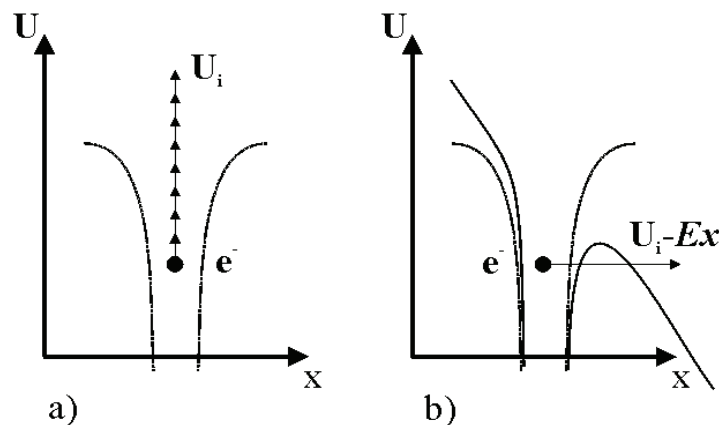
$$L_k = \frac{0,367 L_{DF}}{\sqrt{\left[(P_{in} / P_{kr})^{1/2} - 0,852 \right]^2 - 0,0219}}, \quad (6)$$

kur L_{DF} yra pluošto Relėjaus ilgis. Matosi, kad L_k , kaip ir L_{DF} , kinta priklausomai nuo lazerinio pluošto diametro kvadrato.

Medžiagos jonizacija

Terminas fotojonizacija reiškia tiesioginį elektrono išlaisvinimą, paveikus atomą (ar atomų sistemą) šviesa. Atskirų lazerio spinduliuotės fotonų energija yra tik maža medžiagos jonizacijos potencialo U_i dalis. Taigi terpės jonizacijos tikimybė esant mažiems intensyvumams yra labai maža, nes toks procesas reikalauja vienalaikės daugelio fotonų sugerties. Tačiau, kai lazerinis pluoštas besifokusuodamas kolapsuoja, intensyvumas ypatingai išauga ir jonizacija pasidaro įmanoma. Dujose elektronas yra tiesiog atplėšiamas nuo atomo, kai tuo tarpu kondensuotose terpėse elektronas permetamas iš valentinės į laidumo juostą. Jonizacijos slenkstis labai status, nes jos tikimybė stipriai priklauso nuo šviesos intensyvumo. Priklausomai nuo lazerinės spinduliuotės dažnio (t.y. fotono energijos) ir intensyvumo fotojonizacija apima du režimus – tunelinės bei daugiafotonės jonizacijos (žr. 2 pav.).

Tunelinis fotojonizacijos režimas dominuoja esant nedideliam optinės spinduliuotės dažniui ir dideliame intensyvumui. Tuneliavimo atveju lazerinės spinduliuotės elektrinis laukas iškreipia potencialo duobę, kuri nusako elektrono ryšį su atomu. Jei elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, potencialo barjeras gali būti iškreiptas tiek, kad atsiranda nemaža tikimybė elektronui pro jį tuneliuoti ir tapti laisvu.



2 pav. Principinės schemas a) daugiafotonės bei b) tunelinės jonizacijos.

Daugiafotonė jonizacija pasireiškia, kai spinduliuotės intensyvumas yra palyginti nedidelis, tačiau fotono energija (dažnis) yra didelė. Tokiu atveju elektronas gali sugerti keletą fotonų vienu metu. Jei sugertų fotonų bendra energija viršija jonizacijos potencialą (dujoms) arba draustinės juostos plotį (kondensuotoms terpėms), elektronas yra išlaisvinamas.

Įmanomas ir tarpinis fotojonizacijos režimas, kai elektronas, sugėręs keletą fotonų vienu metu, tuneliuoja pro dar likusį potencialinį barjerą. Kuris fotojonizacijos režimas dominuos, galima surasti, įvertinus vadinamą Keldysh parametru γ [23]:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \epsilon_0 E_g}{I}}, \quad (7)$$

kur m_e ir e atitinkamai žymi elektrono masę ir krūvį, ω yra spinduliuotės dažnis, I – intensyvumas, o E_g yra draustinės energijos tarpas. Kai Keldysh parametras $\gamma < 1,5$, dominuoja tunelinis fotojonizacijos režimas, $\gamma > 1,5$ – daugiafotonė jonizacija, o kai $\gamma = 1,5$ – tarpinis fotojonizacijos režimas, kur abu minėti mechanizmai įneša bemaž vienodą indėlį.

Tunelinė jonizacija įsijungia esant didesniems intensyvumams. Esant mažesniai spinduliuotės intensyvumui dominuoja daugiafotonė jonizacija. Jos sparta netiesiškai priklauso nuo optinės spinduliuotės intensyvumo: $W_{DFJ} = \sigma_K I^K$, kur σ_K yra daugiafotonės jonizacijos koeficientas, o K – mažiausia įmanoma daugiafotonės sugerties eilė, kai $K\hbar\omega \geq E_g$.

Daugiafotonė sugertis nusako netiesinį mechanizmą, kuriuo atomui arba molekulei suteikiamas tam tikras kiekis energijos, reikalingas išlaisvinti elektronus (jonizuoti), jei kalbama apie dujas, arba perkelti juos į laidumo juostą kondensuotų dielektrinių terpių atveju. Norint jonizuoti terpės atomą ar molekulę, jonizacijos lygis didės $W(I) = \sigma_K I^K$, kur K parodo dažnio ω_0 fotonų skaičių, reikalingą išlaisvinti elektroną, o σ_K nusako jonizacijos skerspjūvį.

Laisvieji elektronai, atsiradę dėl daugiafotonės ar tunelinės jonizacijos, gali būti toliau pagreitinami likusios šviesos impulso dalies elektrinio lauko (atvirkštiniame stabdomojo spinduliavimo procese), taip įnešdami papildomus nuostolius. Tačiau šviesos gijų susidarymo atveju laisvųjų elektronų plazmos tankis yra palyginti mažas ir jos įnešamų nuostolių galima nepaisyti.

Laisvųjų elektronų plazmos defokusavimas

Plazmos generacija sąlygoja lokalinį lūžio rodiklio sumažėjimą, kuris aprašomas išraiška

$$n \approx n_0 - \frac{N_e(r, t)}{2N_{kr}}, \quad (8)$$

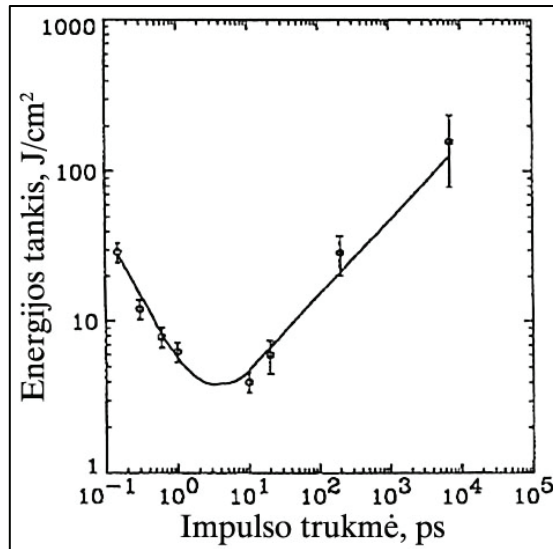
čia $N_e(r, t)$ yra laisvųjų elektronų tankis, o $N_{kr} \equiv \varepsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ yra kritinio plazmos tankio vertė, kurią viršijus plazma pasidaro nebeskaidri (m_e ir e parodo elektronų masę ir krūvį atitinkamai). Lūžio rodiklio sumažėjimas veikia kaip sklaidantis lęšis, taip apsaugantis pluoštą nuo kolapso. Bet svarbu pažymėti, kad priekinė impulso dalis generuoja elektronų plazmą, kuri savo ruožtu pagrindinai defokusuoja tik tolesnę impulso dalį. Taigi, be grynai erdvinės įtakos pluoštui, plazmos defokusavimas veikia ir lokaliai laike bei sąlygoja stiprią impulso laikinio profilio asimetriją. Plazmos atsiradimas taip pat lemia impulso spektro išplitimą į didesnių dažnių pusę.

Optinis terpės suardymas

Pirmieji eksperimentai su didelės trukmės (nanosekundiniais) impulsais, kurių galia viršijo fokusavimosi galią, parodė, kad didelis šviesos intensyvumas sąlygoja kietakūnės terpės optinį suardymą [24]. Optinis medžiagos pramušimas įvyksta, kai laisvųjų elektronų tankis pasiekia kritinę vertę, kuri yra $N_{kr} \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Sukūrus lazerius, generuojančius pikosekundinius ir trumpesnius impulsus, pastebėta, kad optiniam suardymui reikalingas kritinis energijos

tankis didėja mažėjant impulsų trukmei $F_{kr} \sim \sqrt{\tau}$. Tačiau esant impulsų trukmėms didesnėms nei maždaug 10 ps, ribinės energijos tankio priklausomybė nuo impulso trukmės tampa $F_{kr} \sim 1/\tau$ (žr.3 pav.) [25].



3 pav. Kvarco (SiO_2) optinio pramušimo ribinio energijos tankio priklausomybė nuo impulsų trukmės [25].

Kad paaiškinti tokią priklausomybę, reikia suprasti griūtinės jonizacijos atsiradimą, kuris ir sąlygoja optinį pramušimą. Ilgiems didelio intensyvumo impulsams sklindant medžiagoje, elektronai fotojonizacijos proceso metu įgauna pakankamai energijos, kad patektų į laidumo juostą. Paskui šie elektronai gali būti toliau veikiami likusios impulso dalies ir įgauti tiek energijos, kad sugebėtų išmušti kitus nesužadintus elektronus ir taip sukelti griūtinę jonizaciją. Tačiau esant itin trumpiems impulsams, spėja įvykt tik fotojonizacija, ir norint, jog įvyktų griūtinė jonizacija reikalingas pakankamas laisvųjų elektronų tankis, kuris turi atsirasti per impulso veikimo trukmę. Vos kelių optinių ciklų trukmės šviesos impulsų atveju kritinė laisvųjų elektronų tankio vertė gali būti pasiekama vien tik dėl fotojonizacijos, tačiau šviesos impulsams, kurių trukmė 10 fs – 10 ps ribose, griūtinė jonizacija taip pat vaidina svarbų vaidmenį. Tokiu atveju laisvųjų elektronų tankio kitimas aprašomas lygtimi:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W_{DFJ} N_e + W_{TJ} N_e - a N_e, \quad (9)$$

kur W_{DFJ} yra daugiafotonės jonizacijos sparta, o W_{TJ} yra griūtinės jonizacijos sparta, kuri, skirtingai nuo daugiafotonės jonizacijos, paprastai yra tiesinė intensyvumo funkcija, o paskutinis narys aprašo laisvųjų elektronų rekombinaciją, kurios sparta a . Lazerio impulsams, trumpesniems nei 1 ps, paskutinįjį narį galima atmesti, kadangi impulsas yra per trumpas, kad elektronai spėtų rekombinuoti.

Taigi itin trumpais impulsais sukelti griūtinę jonizaciją yra žymiai sunkiau, todėl sudaromos sąlygos formuotis šviesos gijai kietakūnėje skaidrioje terpėje.

Optinės laisvųjų elektronų plazmos savybės

Plazma – tai dalinai arba pilnai jonizuotos dujos [26]. Plazmos vaidina svarbų vaidmenį netiesinėje optikoje. Apžvelkime plazmos formavimosi procesą. Tegul N_e nusakys laisvų elektronų skaičių vienetiniame tūryje, o N_i – atitinkamą skaičių teigiamų jonų. Visų esamų atomų (jonizuotų ir nejonizuotų) skaičių nusakys N_T . Leisime, kad šie skaičiai tenkina dinaminę lygtį:

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{dN_i}{dt} = (N_T - N_i) \sigma^{(N)} I^N - r N_e N_i \quad (10)$$

Čia $\sigma^{(N)}$ yra N -fotonės sugerties skerspjūvis, o r yra elektrono-jono rekombinacijos greitis. Esant itin trumpiems lazerio impulsams, kokie dažniausiai naudojami plazmoms tyrinėti, rekombinacija nespėja įvykti, taigi paskutinis lygties narys dažniausiai gali būti ignoruojamas. Tokiu atveju elektronų tankis pastoviai auga per visą impulso trukmę.

Toliau panagrinėkime optines plazmos savybes. Elektrono padėtis lauke $\tilde{E}(t) = E e^{-i\omega t} + k.j.$ keisis priklausomai nuo $\tilde{x}(t) = x e^{-i\omega t} + k.j.$, kur $x = eE / m\omega^2$.

Su šiuo atsaku susijęs dipolinis momentas yra $\tilde{p}(t) \equiv pe^{-i\omega t} + k.j. = -e\tilde{x}(t)$.
 Poliarizuojamumas $\alpha(\omega)$ apibrėžtas $p = \alpha(\omega)E$, vadinasi

$$\alpha(\omega) = -\frac{e^2}{m\omega^2} \quad (11)$$

Taigi tokio elektronų rinkinio dielektrinė konstanta išreiškiama

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N\alpha(\omega) = 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}, \quad (12)$$

Ši lygybė dažnai išreiškiama šitaip

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \text{kur } \omega_p^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m}, \quad (13)$$

o ω_p vadinamas plazminis dažnis. Kai N pakankamai mažas toks, kad $\omega_p^2 < \omega^2$ (mažo tankio plazma), dielektrinė konstanta yra teigiama, $n = \sqrt{\varepsilon}$ išlieka realus dydis, ir šviesos bangos gali sklirti. Ir atvirkščiai, kai N pakankamai didelis, kad $\omega_p^2 > \omega^2$ (didelio tankio plazma), dielektrinė konstanta tampa neigiama, $n = \sqrt{\varepsilon}$ pasidaro menamas, ir šviesos bangos nebegali sklirti.

Kad palygintume, prisiminsime, kad surištajam elektronui tiesinis dielektrinis jautris yra $\chi^{(1)}(\omega) = N\alpha(\omega)$, kur tiesinis poliarizuojamumas aprašomas lygtimi

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma}, \quad (14)$$

kuri toli nuo rezonanso ($\omega \ll \omega_0$) susiprastina iki

$$\alpha_{surišt} = \frac{e^2}{m\omega_0^2}. \quad (15)$$

Pastebėtina, kad laisvo elektrono poliarizuojamumas yra priešingo ženklų bei (įprastoje situacijoje $\omega \ll \omega_0$) yra žymiai didesnės vertės negu surištojo elektrono. Taigi plazmos formavimosi procesas daro didelį *neigiamą* įnašą į lūžio rodiklio vertę. Taip pat pastebėsime, kad, palyginus su elektronais, dėl didelės teigiamų jonų masės, mes galime ignoruoti jų įnašą į bendrą poliarizuojamumą, nes šis įnašas yra žymiai mažesnis negu elektronų.

Šviesos impulsų fazės moduliavimasis

Turint omeny, kad $n = n_0 + n_2 I(r, t)$, laikinis šviesos impulso intensyvumo kitimas sukelia laikinį terpės lūžio rodiklio kitimą, kas sąlygoja naujų dažnių komponentų atsiradimą impulso spektre. Šis efektas vadinamas fazės moduliavimusi. Paprasčiausias modelis, nusakantis laikinį fazės kitimą sklidimo metu, sieja momentinius dažnius su impulso intensyvumu:

$$\omega(\tau) = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \sim \omega_0 - \frac{n_2 \omega_0}{c} z \frac{\partial I(r, t)}{\partial t}. \quad (16)$$

Taigi naujų dažnių generavimas priklauso nuo impulso intensyvumo šlaito $\frac{\partial I}{\partial t}$, nukeliauto atstumo z Kero terpėje bei netiesinio lūžio rodiklio n_2 . Jei terpės atsakas momentinis, priekinė impulso dalis generuoja spektrines komponentes su raudonojo dažnio poslinkiu, tuo tarpu galinė impulso dalis – mėlynojo. Fazės moduliavimasis atlieka ryškų vaidmenį generuojantis šviesos kontinuumui, kuris gali nusidriekti nuo regimos šviesos iki infraraudonos spinduliuotės srities.

Grupinių greičių dispersija

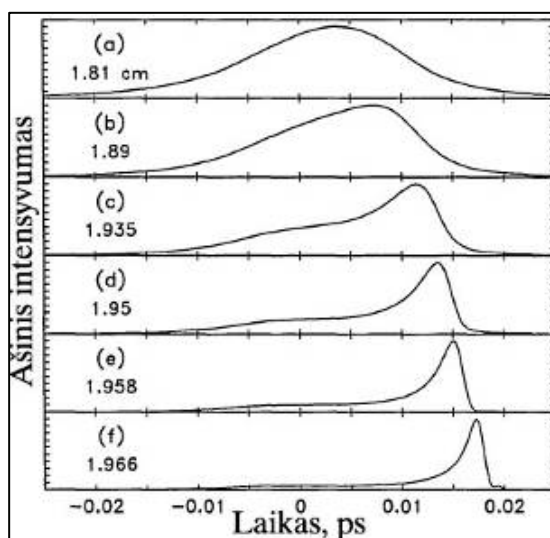
Dujos, skysčiai ir skaidrūs kieti kūnai yra dispersinės terpės. Normalios grupinių greičių dispersijos srityje mažesnio dažnio bangos sklinda greičiau nei trumpesnio dažnio. Tai reiškia, kad pradinio faziškai laike nemoduliuoto impulso raudonieji dažnių komponentai susikaups priekinėje impulso dalyje, o mėlynieji komponentai - užpakalinėje. Šis procesas ilgina impulso trukmę bei mažina jo smailinį intensyvumą. Toks efektas, vadinamas grupinių greičių dispersija, yra charakterizuojamas dispersiniu ilgiu

$$L_{GGD} = \frac{t_{imp}^2}{2k''}, \quad (17)$$

kur t_{imp} yra impulso trukmė, o $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 \big|_{\omega_0}$ yra grupinių greičių dispersijos koeficientas, kuriuo aprašomas bangos skaičius k kaip funkcija nuo centrinio impulso dažnio ω_0 nuokrypio:
 $k(\omega) = n(\omega)\omega / c = n_0\omega_0 / c + k'(\omega - \omega_0) + k''(\omega - \omega_0)^2 / 2 + \dots$.

Savaiminis impulso statėjimas

Savaiminis impulso statėjimas atsiranda dėl to, kad grupinių greičių dispersija kinta kartu su šviesos intensyvumu dėl indukuoto lūžio rodiklio pokyčio $\Delta n = n_2 I$ [27]. Matosi, kad esant momentiniam teigiamam Δn pokyčiui, šviesos greitis terpėje mažės augant spinduliuotės intensyvumui. Jei pradinis impulsas yra Gauso formos, tai jo smailė bus stabdoma impulso priekio bei galo atžvilgiu, ir rezultate impulso gale susiformuos status kraštas (žr. 4 pav.) [28].

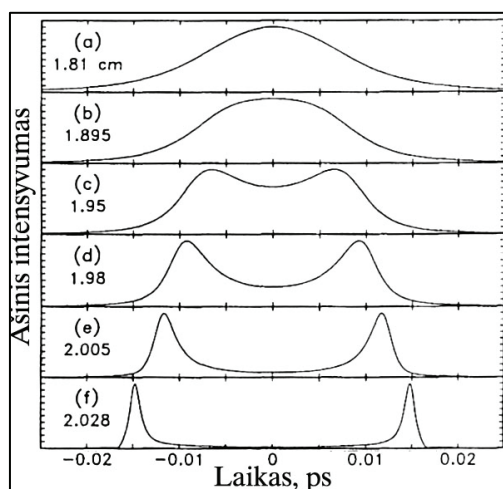


4 pav. Impulso asimetrinė deformacija dėl dispersijos [28].

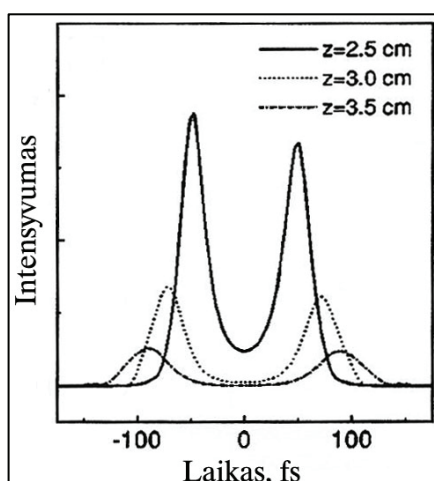
Toks efektas sąlygoja greitesnį galinės impulso dalies fokusavimąsi bei efektyvesnį mėlynųjų dažnių generavimąsi dėl itin stataus impulso šlaito.

Impulso ašinis skilimas

Jau pirmieji skaitmeniniai modeliavimai, kuriuose įskaičiuojama grupinių greičių dispersija, tačiau nepaisomi netiesiniai nuostoliai, parodė, kad impulsas, kurio galia viršija kritinę fokusavimosi galią P_{kr} , nekolapsuoja. Tačiau dėl fazinio moduliavimosi smarkiai išplitus spektrui įvyksta simetrinis impulso ašinis skilimas (žr. 5 pav.) [29, 30]. Įskaičiavus aukštesnės eilės dispersiją (žr. 6 pav.) [31], pastebėta, kad impulsų skilimas laike tampa asimetrinis.



5 pav. Impulso ašinis skilimas vykstant fokusavimuisi normalios dispersijos terpėje. (a)-(f) – impulse nuskrietas atstumas medžiagoje [28].

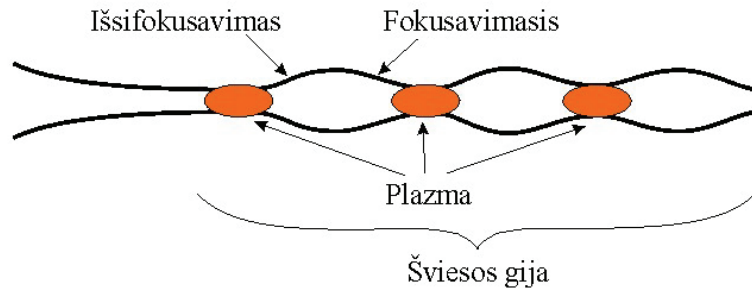


6 pav. Įskaičius trečios eilės dispersiją, impulso ašinis skilimas dėl grupinių greičių dispersijos tampa asimetrinis [31].

Pakartotinio fokusavimosi ciklai

Šis procesas – tai kombinuota fokusavimosi, daugiafotonės sugerties ir jonizacijos veika. Šis procesas pavaizduotas 7 pav. Šviesos pluoštas, kurio galia viršija P_{kr} , turėtų susitraukti iki nykstamai mažų matmenų, o jo intensyvumas artėtų į begalybę, t.y. pluoštas patirtų kolapsą. Tačiau taip neįvyksta, nes, kai pluoštas pasidaro pakankamai intensyvus, daugiafotonė sugertis slopina intensyvią pluošto viršūnę, taip pat generuojama plazma, kuri

defokusuoja pluoštą. Išsifokusavusio pluošto galia vis dar gali išlikti aukščiau kritinės, taigi pluoštas gali pereiti dar vieną ar net daugelį fokusavimo ciklų, taip formuodamas šviesos giją.



7 pav. Fokusavimo ir išsifokusavimo ciklai palaikantys šviesos gijų ilgo nuotolio sklidimą.

Nors kitų efektų, kaip difrakcija, grupinių greičių dispersija, fazės moduliavimasis ir impulso statėjimas, įtaka yra reikšminga, tačiau pakartotinio fokusavimo ciklai yra vienas pagrindinių reiškinų formuojančių šviesos gijas ore ir leidžiančių joms sklisti dideliais nuotoliais, išlaikant mažą pluošto diametrą.

2.2 Teorinis saviveikos modelis

Apžvelgėme fizikinius mechanizmus, kurie daro įtaką šviesos bangų paketų sklidimui netiesinėje Kero terpėje. Šių reiškinų pusiausvyroje formuojasi ypatingas darinys - šviesos gija – dinaminis optinio impulso darinys, turintis intensyvią šerdį ir galintis nusklisti žymiai didesnius atstumus nei charakteringas difrakcijos ilgis, išlaikydamas siaurus pluošto matmenis be jokių išorinių mechanizmų pagalbos [32]. Paprastai šviesos gijos pasižymi spalvota kūgine spinduliuote bei intensyvaus baltos šviesos kontinuumo emisija.

Paprasčiausiu atveju šviesos pluoštų sklidimą skaidrioje terpėje aprašo netiesinė kubinė Šredingerio lygtis [33]:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \tilde{E} + \frac{ik_0 \Delta n}{n_0} |\tilde{E}|^2 \tilde{E}, \quad (18)$$

kur $\tilde{E}(r, z, t)$ – kompleksinė bangos amplitudė, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda_0$ – kampinis bangos skaičius, n_0 – tiesinis lūžio rodiklis bei n_2 - netiesinis lūžio rodiklis. Lygtyje įskaitoma tik difrakcija (pirmas narys dešinėje pusėje) ir fokusavimasis (antras narys dešinėje pusėje). Kai $P > P_{kr}$, už tam tikro atstumo z sprendinys įgyja neapibrėžtą reikšmę, t.y. pluošto diametras artėja į nulį, o intensyvumas išauga į begalybę. Toliau sprendiniai nebeįmanomi – įvyksta šviesos pluošto kolapsas. Realiose fizikinėse sistemose bangos kolapsas sąlygoja optinį medžiagos suardymą. Tačiau lygtis 18 ribiniu atveju yra labai jautri net mažiems trukdžiams.

Norint tiksliai aprašyti itin trumpų bangų paketų, kurių $P > P_{kr}$, transformacijų izotropinėje terpėje dinamiką erdvėje bei laike, teoriniame modelyje turime įtraukti praeitame skyriuje išvardintus reiškinius, vykstančius šviesos bangų paketo fokusavimosi metu. Aprašant šiuos reiškinius viena lygtimi, netiesinė Šredingerio lygtis atrodys taip:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E + \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{ik'''}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + \frac{in_2\omega_0}{c} |E|^2 E - \frac{\beta_K}{2} |E|^{2K-2} E. \quad (19)$$

Dešinėje lygties pusėje surašyti nariai aprašo:

$$\frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 E - \text{difrakcija};$$

$$\frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \text{grupinių greičių dispersija};$$

$$\frac{ik'''}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} - \text{trečios eilės dispersija};$$

$$\frac{in_2\omega_0}{c} |E|^2 E - \text{fokusavimasis bei fazės moduliavimasis},$$

$-\frac{\beta_K}{2}|E|^{2K-2}E$ - netiesinius nuostolius, kur K nurodo daugiafotonės sugerties eilę.

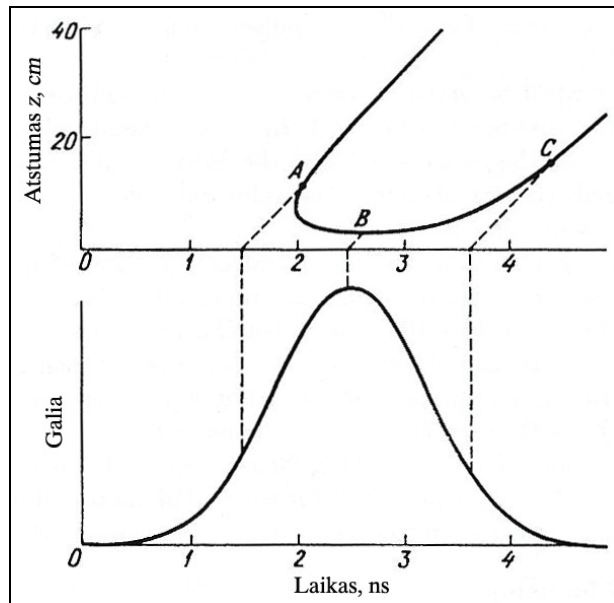
Norint įskaičiuoti ir plazmos defokusavimo efektą, reiktų atsižvelgti į tai, kad laisvųjų elektronų tankis, kuris priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo, lokaliai sumažina netiesinio lūžio rodiklio n_2 vertę dydžiu $-\frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2}$, kur $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e(I)/m_e}$ yra plazminis dažnis, o N_e yra laisvųjų elektronų tankis ir m_e yra elektrono masė [34].

Lygtis 19 yra labai sudėtinga ir analitiškai neišsprendžiama. Norint gauti sprendinį, reikia žinoti tikslias parametrų reikšmes bei lygtį spręsti skaitmeniniais metodais, kurie reikalauja itin galingų kompiuterių ir užima daug laiko. Tačiau konkrečiais atvejais šį modelį galima supaprastinti ir, darant tam tikras prielaidas, palengvinti sprendinio gavimą. Tuo tikslu buvo kuriamos įvairios fizikinės šviesos gijų interpretacijos.

2.3 Fizikinės šviesos gijų atsiradimo interpretacijos

Nepaisant sukauptos didelės šviesos gijų modeliavimo bei eksperimentų duomenų bazės, mokslinėje literatūroje lig šiol egzistuoja kelios bangų paketų saviveikos fizikinės interpretacijos. Tokių interpretacijų gausa išliko būtent dėl didelės eksperimentų pradinių sąlygų įvairovės.

Judančio židinio modelis. Šioje interpretacijoje šviesos gija formuojasi iš skirtingos galios laikinių impulso segmentų, kurie fokusuojasi skirtinguose atstumuose išilgai sklidimo ašies [35]. Šis modelis taikytinas tik impulsams, žymiai ilgesniems už netiesinio medžiagos atsako trukmę, t.y. pikosekundiniams ir ilgesniems impulsams. Impulso segmentas, kurio galia P , fokusuosis nuotolyje, kuris įvertinamas iš (6) formulės.



8 pav. Susifokusavimo židinio judėjimas. Apačioje - pavaizduota pradinė impulso forma, viršuje – atitinkamų impulso vietų susifokusavimo židinių pozicijos [35].

Tokiu atveju susifokusavusių impulso laikinių atkarpų židinių seka gali būti išivaizduojama, kaip judantis židiny (žr. 8 pav.). Šis modelis buvo patobulintas įskaičius defokusuojantį plazmos efektą, kad paaiškintų ypač ilgų (~100 m) šviesos gijų formavimąsi ore [36].

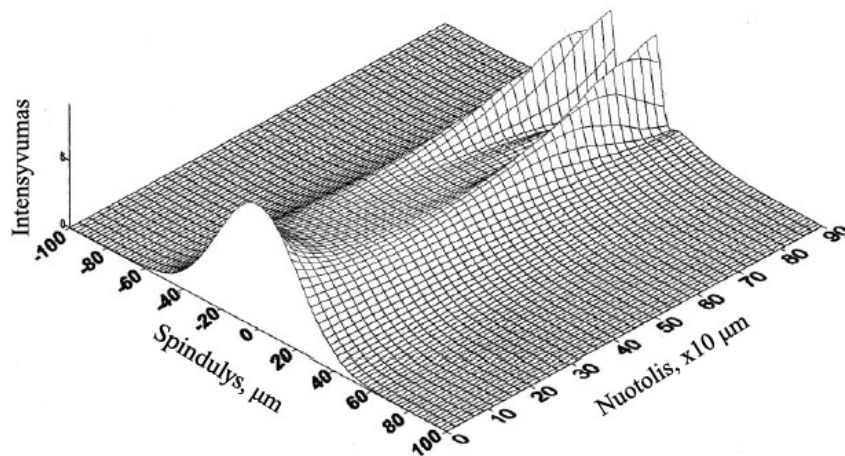
Verta pabrėžti, kad judančio židinio modeliu apibūdinama gija yra tik iliuzija ir nepaaiškina daugelio kitų procesų, vykstančių fokusavimosi metu.

Erdvinio solitono modelis. Ši interpretacija apibūdina šviesos giją, kaip erdvinį solitoną, kuris susiformuoja dinaminėje fokusavimosi, difrakcijos bei defokusavimo plazma procesų pusiausvyroje [34]. Buvo manoma, jog solitonai yra tinkamiausi kandidatai lokalizuotam šviesos sklidimui dideliais atstumais. Tačiau egzistuoja mechanizmai, kurie neleidžia realioje situacijoje susidaryti daugiadimensiniam (erdvėlaikiniam) solitonui. Tarp tokių verta paminėti spektro plėtimą, vedantį prie svarbių dispersijos nulemtų procesų normalios grupinių greičių dispersijos sąlygomis (pvz.: impulso skilimas, savaiminis fronto statėjimas, ir kt.), bei netiesinius nuostolius [37, 38], kurie dominuoja trijų dimensijų (3D) lokalizacijos atveju (anomalios grupinių greičių dispersijos režime). Pastebėtina, kad šis modelis teigia, kad gija nepriklauso

nuo periferinės spinduliuotės, todėl nepaaiškina naujausiuose eksperimentuose stebimų Beselio tipo pluoštų formavimosi bei savaiminės smailės rekonstrukcijos [39].

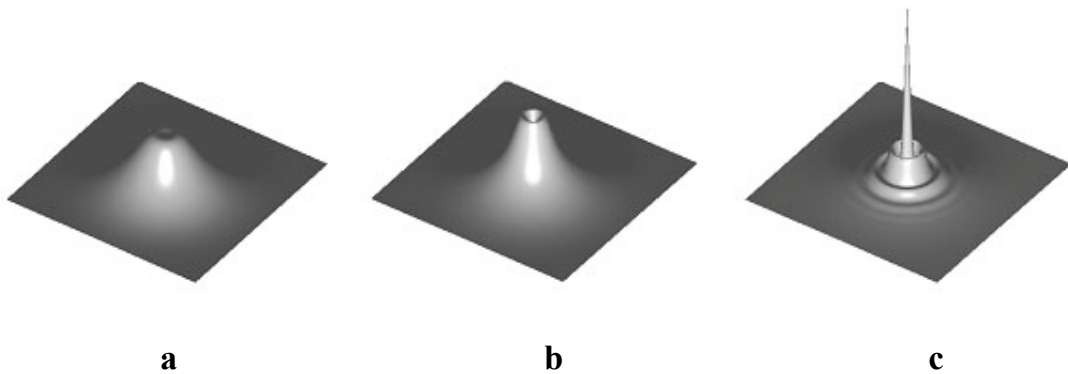
Dinaminio erdvinio papildymo modelis. Šis modelis įskaičiuoja impulso trukmę bei grupinių greičių dispersiją, dėl to gali būti taikomas itin trumpų impulsų dinamikai aprašyti [40]. Modelyje daugiafotonės sugerties bei defokusavimo plazma poveikyje gija įgyja žymią ašinio intensyvumo moduliaciją. Nors šis modelis nenagrinėja kūginės emisijos, tačiau neblogai paaiškina fokusavimosi ir defokusavimosi ciklus.

Kūginės bangos modelis. Neseniai pateiktas visai naujas šviesos gijos formavimosi modelis. Šviesos gija interpretuojama kaip medžiagoje sklindanti kūginė banga [39]. Tokiai bangai, kaip ir Beselio pluoštui, yra būdinga smailės rekonstrukcijos savybė. Eksperimentiškai pademonstruota, kad centrinė gijos dalis nuolat pasipildo energija iš periferijos, kurioje sukaupta didžioji energijos dalis. Skaitmeniniai modeliai, kuriuose įskaitomas tik fokusavimasis, difrakcija bei netiesiniai nuostoliai, parodė, kad šviesos pluoštas, turintis Gauso skersinį intensyvumo skirstinį, dėl fokusavimosi, daugiafotonės sugerties ir difrakcijos, transformuojasi į panašų į Beselio erdvinį intensyvumo skirstinį turintį pluoštą (žr. 9 pav.).



9 pav. Daugiafotonės sugerties įtaka Gauso pluoštui fokusavimosi metu [41].

Dėl daugiafotonės sugerties, kuri yra netiesinis reiškinys, labiau yra sugerama intensyvesnė Gauso pluošto centrinė dalis, ir taip suformuojamas plokščios viršūnės intensyvumo skirstinys (žr. 10 a pav.). Pluošto kraštai toliau fokusuojasi, tačiau jo centrinė dalis, kuriai medžiagoje nebėra netiesinio lūžio rodiklio gradiento – nesifokusuoja. Tokiu būdu susiformuoja kūginis pluoštas (žr. 10 b pav.). Toliau sklindant tokiam pluoštui, išryškėja intensyvumo maksimumas jo centre, ir jo erdvinis intensyvumo skirstinys tampa panašus į Beselio pluošto (žr. 10 c pav.).



10 pav. Gauso pluošto transformacija į Beselio tipo pluoštą dėl fokusavimo ir daugiafotonės sugerties Pluošto, kurio galia $P = 25 P_{kr}$, pereinamosios stadijos nusklidus medžiagoje 7 (a), 12 (b) ir 15 (c) mm [39].

Kūginės bangos modelis gerai paaiškina beveik visas erdvines pluošto transformacijas bei jo sklidimo ypatumus. Šį modelį patobulinus: įskaičius impulso trukmę, spektro plitimą bei laisvųjų elektronų plazmos atsiradimą, buvo sukurtas žymiai bendresnis – X bangų modelis.

X bangų modelis.

Neseniai pasiūlyta šviesos gijų interpretacija, besiremianti savaiminiu netiesinių X bangų formavimusi [42, 43]. Netiesinės X bangos apibendrina tiesinių X bangų sąvoką netiesinės terpės atveju. Tiesinės X bangos – tai dispersinėje terpėje sklindantys stacionarūs, silpnai lokalizuoti bangų paketai,

sudaryti iš koherentiškai (sinchronizuojant fazes) apjungtų monochromatinių skirtingo dažnio Beselio pluoštų, kurie sklinda skirtingais kūgio kampais bei tenkina tam tikrą kampinės dispersijos dėsnį [44]. Netiesinės X bangos priklauso pagrindinei netiesinių kūginių bangų šeimai. Kiti pavyzdžiai galėtų būti nesubalansuoti Beselio pluoštai [45], taip pat netiesinės O bangos [46] erdvėlaikinės lokalizacijos atveju anomalios grupinių greičių dispersijos terpėje. Neatsiejamas ryšys su netiesiniais nuostoliais [45] - vienas svarbiausių netiesinės kūginės bangos bruožų – būtent ir sąlygoja savaime atsistatančio Beselio tipo pluošto formavimąsi, kas ir yra esminis veiksnys, palaikantis ilgų šviesos gijų susidarymą [47, 39]. Taigi X bangų modelis įskaito kūginę emisiją kaip neatsiejamą bangų paketo dalį. Kūginės emisijos prigimtis – keturbangis parametrinis stiprinimas, tenkinantis fazinio sinchronizmo sąlygas. Iš kitos puses dujose kūginės emisijos prigimtis besiformuojant šviesos gijai gali būti Čerenkovo spinduliuotė [48].

Šias sąlygas apsprendžia medžiagos dispersija, t.y. terpė, kuria sklinda bangų paketas.

Šiame skyriuje aptarėme procesų, vykstančių šviesos gijų susidarymo metu, modeliavimą bei skirtingas fizikines šviesos gijų interpretacijas. Tačiau tikslų atsakymą apie minėtų reiškinių svarbą gali duoti tik eksperimentai, įgalinantys didele skyra tiesiogiai išmatuoti bangų paketų ir terpės pokyčius laike bei erdvėje vienu metu. Todėl šiame darbe didžiausias dėmesys skiriamas tokių metodikų sukūrimui bei eksperimentiniam jų realizavimui.

3 Bangų paketų diagnostikos metodai

Šiame skyriuje aptarsime svarbiausius eksperimentinius metodus, taikomus itin trumpiems bangų paketams charakterizuoti.

3.1 Nesudėtingos struktūros bangų paketų tyrimo metodai.

Stacionarūs metodai

Stacionarūs tyrimo metodai gali suteikti informacijos apie laike integruotą bangų paketų erdvinę ar spektrinę struktūrą. Pavyzdžiui, charakterizuojant skersinį šviesos pluošto intensyvumo skirstinį dažniausiai naudojamos CCD (angl. Charge Coupled Device – krūvių sąsajos įrenginys) kameros. Jei norime išmatuoti nedidelės trukmės ($< \mu\text{s}$) bangų paketą, laikinė informacija bus prarandama dėl per didelės kameros integravimo trukmės ($\sim \text{ms}$), kuri yra žymiai didesnė už pačio bangų paketo trukmę.

Spinduliuotės spektrui tirti puikiai tinka spektrometras (monochromatorius) [49], kurio veikimas pagrįstas difrakcinės gardelės savybe atspindėti skirtingo dažnio komponentus skirtingais kampais. Spektras dažniausiai registruojamas šviesai jautrių puslaidininkinių diodų liniuote. Tačiau naudojant šį metodą labai trumpas šviesos impulsas yra suintegruojamas ne tik laike bet ir erdvėje. Taigi ši metodika nesuteiks pilnos informacijos apie erdviškai sudėtingą bei laike moduluotą bangų paketą.

Sudėtingos struktūros, tačiau radialinę simetriją turinčių, bangų paketų erdviniam spektriniam charakterizavimui gali būti pritaikyta atvaizduojančio spektrometro metodika, įgalinanti vienu metu registruoti ir laikinį, ir erdvinį spektrą. Ši metodika plačiau aprašyta 3.3 skyriuje.

Laikinės skyros metodai

Vienas fundamentaliausių ir plačiausiai taikomų metodų lazerinio impulso $I(t)$ trukmei nustatyti yra intensyvumo autokoreliacinės funkcijos S_{AK} matavimas [50]

$$S_{AK}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt = S_{AK}(-\tau). \quad (20)$$

Tai laikinis integralas, vieno impulso intensyvumo padauginto iš identiško impulso intensyvumo pavėlinto laike, kaip funkcija nuo vėlinimo trukmės τ . Ši metodika įgyvendinama panaudojant šviesos pluošto daliklį, ploną kristalą antros harmonikos generacijai arba dviejų fotonų sugerties puslaidininkinį diodą bei vėlinimo liniją. Intensyvumo autokoreliacija suteikia tik ribotą informaciją apie bangų paketo formą todėl, kad egzistuoja be galo daug simetrinių ir asimetrinių impulso formų, kurios sąlygoja labai panašias simetrines autokoreliacijos funkcijas. Be to šios metodikos specifika leidžia tirti tik bangų paketo ašinių intensyvumą. Dėl minėtų priežasčių intensyvumo autokoreliacinės funkcijos matavimas taikomas dažniausiai tik paprastos, varpo formos, impulsų trukmei matuoti.

Jei turėsime žinomos formos impulsą $I_1(t)$, jį galime panaudoti kaip zonduojantį kitam nežinomos laikinės formos impulsui $I_2(t)$ tirti, atliekant intensyvumo kryžminę koreliaciją S_{KK} ir matuojant suminio arba skirtuminio dažnio signalą, taip pat dvifotonio puslaidininkinio diodo atsaką:

$$S_{KK}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t)I_2(t+\tau)dt. \quad (21)$$

Femtosekundiniams šviesos impulsams matuoti kartais naudojama interferometrinė autokoreliacija, suteikianti papildomos informacijos apie šviesos impulso laikinę moduliaciją. Šią metodiką galima taikyti tik tada, jei impulso dažninė moduliacija laike yra tiesinė. Be to triukšmų lygis turi būti itin mažas.

Visi aprašyti autokoreliacijos bei kryžminės koreliacijos metodai reikalauja daugelio identiškų impulsų voros, bei vėlinimo linijos norint užregistruoti impulso intensyvumo skirstinį laike. Tačiau egzistuoja ir vienašūvė autokoreliacijos metodika ultratrumpųjų šviesos impulsų trukmėms matuoti. Ji paremta antrosios harmonikos generacija ploname kristale, esant nekolineariai sąveikai. Šiuo atveju vėlinimo linija nereikalinga, o vėlinimą τ pakeičia erdvinė koordinatė x_0 , atitinkanti dviejų identiškų šviesos impulsų nekolinearaus persiklojimo kristale skersiniam ilgiui.

$$S_{AK}(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x)I(x + x_0)dx . \quad (22)$$

Ši vienašūvė autokoreliacijos metodika geriausiai tinka didelio intensyvumo femtosekundinių impulsų trukmei matuoti.

Paminėti metodai, net jei ir derinami su atskirai išmatuotu spektru, negali suteikti pilnos informacijos apie sudėtingos intensyvumo $I(t)$ bei fazės $\Phi(t)$ formos šviesos impulso struktūrą.

Metodai su laikine ir dažnine skyra

Tokie metodai veikia apjungtu laikinės ir dažninės skyros režimu, kas leidžia registruoti tiriamojo impulso dažnį (fazę) su didele laikine skyra.

Laikinis bangų paketo profilio matavimas FROG (angl. Frequency Resolved Optical Gating) metodu leidžia registruoti spektrogramas $I(\omega, \tau)$ – šviesos impulso momentinį dažnio kitimą po impulso gaubtinė [50]. Spektrogramos registravimas vykdomas zonduojant tiriamąjį impulsą identišku impulsu keičiant jų laikinį persiklojimą netiesiniame kristale bei registruojant generuojamo signalo spektrus. Priklausomai nuo netiesinio optinio efekto (antrosios harmonikos generacija, trečiosios harmonikos generacija, poliarizacinė užtūra, savaiminė difrakcija, indukuotoji momentinė gardelė) naudojamo impulso zondavimui, yra sukurta keletas FROG metodo modifikacijų specifiniams atvejams, kurie leidžia nustatyti impulso intensyvumo kitimą laike bei fazinį profilį. Pavyzdžiui antrosios harmonikos

FROG optinė schema labai panaši į nekolinearios autokoreliacijos, tik šiuo atveju detektorius pakeičiamas spektrometru. Deja, visais skirtingų FROG modifikacijų atvejais intensyvumo skirstinys skersai sklidimo krypties yra integruojamas arba registruojama tik tam tikra skirstinio dalis [51], dėl to neįmanoma nustatyti bangų paketo erdvinio profilio laike. Be to FROG metodikos reikalauja sudėtingos registruojamų duomenų matematinio apdorojimo, kas iš dalies apsunkina impulso charakterizavimo procedūrą.

Spektrinės interferometrijos metodai

Dažnai, tiriant lazerio impulsų, patiriančių tam tikras transformacijas, charakteristikas, turime pradinį gerai charakterizuotą impulsą, kurį galime panaudoti, kaip atraminį, siekiant atskleisti tiriamojo šviesos impulso transformacijas. Spektrinės interferometrijos metodai bendru atveju remiasi tiriamojo bei atraminio impulso interferencinio vaizdo spektro nagrinėjimu, kuris suteikia informaciją apie šviesos impulso amplitudę bei fazę.

Paprasčiausios spektrinės interferencijos schemos atveju, gerai žinomas ar kitu metodu (pvz. FROG) charakterizuojamas atraminis šviesos impulsas, kurio amplitudė $E_{atr}(t)$, ir transformacijas patyręs impulsas, kurio amplitudė $E(t)$, yra kolineariai nukreipiami į spektrometrą. Keičiant atraminio impulso vėlinimą, registruojama spektrinė interferograma, kurios skirtinį $S_{SI}(\omega)$ lemia abiejų laukų sumos Furjė transformacijos kvadratas:

$$S_{SI}(\omega) \propto |\mathcal{F}\{E_{atr}(t) + E(t - \tau)\}|^2. \quad (23)$$

Paprasčiausias spektrinės interferometrijos metodas turi žymų trūkumą norint tirti stiprią fazės moduliaciją patiriančius impulsus, nes atraminio ir tiriamojo impulso spektro pločiai turi būti artimi.

Čia turi pranašumų taip vadinama Spektrinė fazės interferometrija tiesioginei elektrinio lauko rekonstrukcijai (SPIDER – angl. Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction), kuriai nereikalingas atskiras atraminio impulso charakterizavimas.

Neseniai pasiūlytas optinės poliarigrafijos būdas tiriamojo impulso sukkelto dvigubo lūžio atsiradimui izotropinėje terpėje matuoti [52]. Deja, šis metodas neleidžia tiesiogiai stebėti bangų paketų transformacijų.

Literatūroje galima rasti keletą metodų, kurie leidžia charakterizuoti impulsą ir laike ir vienoje skersinėje koordinatėje. Tai patobulintas SPIDER metodas [53], ar tam pritaikyta pikosekundinės laikinės skyros elektronoptinė „streak“ kamera [54]. Deja, ir šie metodai neleidžia pilnai ištirti impulso trimatėje erdvėje, be to, duomenų apdorojimo algoritmai yra labai sudėtingi, kas žymiai apsunkina metodų panaudojimą realiame laike.

Laikinės ir erdvinės skyros metodai

Metodai, įgalinantys gauti tiriamojo bangų paketo pilną intensyvumo skirstinį erdvėje ir laike vienu metu, paremti parametrine sąveika tarp bangų paketo ir žymiai trumpesnio zonduojančio šviesos impulso.

G. Le Tolguenec ir kt. 1999 metais pademonstravo lazerinės tomografijos metodą objektui storoje difuzinėje terpėje aptikti bei atvaizduoti [55]. Buvo panaudota II tipo išsigimusio parametrinio stiprinimo schema ir pasiekta 35 ps skiriamoji geba.

Pats naujausias lazerinės tomografijos metodas, panaudojant suminio dažnio generaciją kvadratinio netiesiškumo terpėje, 2003 metais pademonstruotas bendros Lietuvos, Italijos bei Ispanijos mokslininkų grupės [54]. Gauti trijų dimensijų sudėtingų bangų paketų vaizdai su skiriamąja geba 200 fs laike ir 10 μm erdvėje.

Itin sudėtinga metodika, įgalinanti su laikine skyra registruoti erdvinius spektrinius bangų paketų intensyvumo skirstinius, buvo įgyvendinta F. Bragheri ir kt., susiejus lazerinės tomografijos bei atvaizduojančio spektrometro metodikų principus [56].

Šiame darbe patobulinome ir pritaikėme lazerinės tomografijos metodiką sklindančių izotropinėje terpėje itin trumpų impulsų transformacijoms tirti. Patobulinimai leido padidinti skiriamąją gebą iki 10 kartų. Lazerinės tomografijos metodika leidžia stebėti rezultatą realiame laike,

neapdorojant duomenų skaitmeniškai. Lazerinės tomografijos principai aptariami kitame skyriuje.

3.2 Lazerinės tomografijos principai

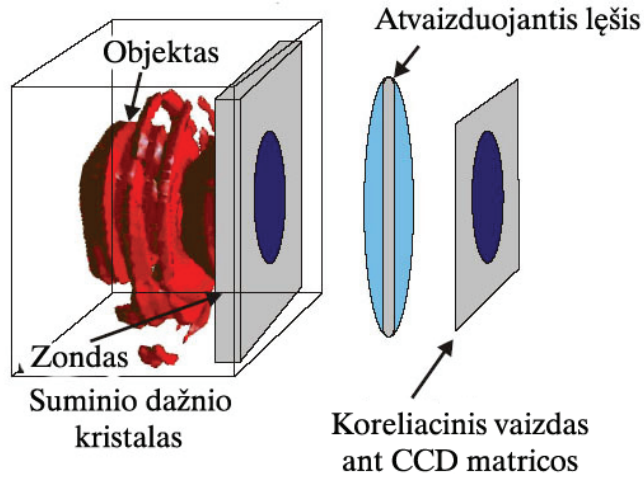
Dauguma iki šiol pasiūlytų ir praeitame skyriuje aptartų šviesos impulsų diagnostikos metodų turi ribotas galimybes tirti sudėtingus bangų paketus ir apie juos gali suteikti informaciją tik mažiau dimensijų turinčioje erdvėje. Taip pat beveik visi minėti laikinės skyros metodai reikalauja gan sudėtingos matematinės analizės, kas apsunkina impulsų tyrimą realiame laike.

Būtent lazerinės tomografijos metodika išvengia šių trūkumų ir įgalina didelę laikinę bei erdvinę skyra registruoti sudėtingų bangų paketų intensyvumo skirstinius.

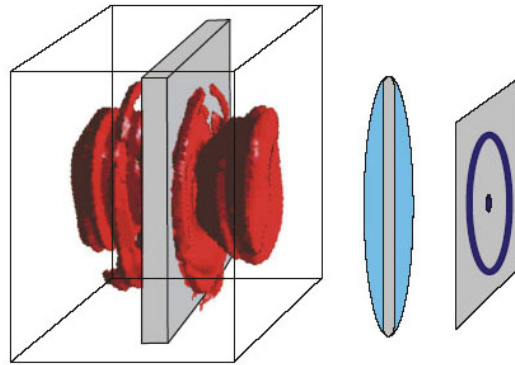
Aptarsime lazerinės tomografijos metodą, kuris remiasi suminio dažnio generacija kvadratinio netiesiškumo terpėje, esant mažo kampo nekolineariai sąveikai [54]. Jei zonduojančio impulso trukmė yra žymiai mažesnė už tiriamo impulso (objekto), šiuo būdu galima gauti trijų matmenų objekto vaizdą.

Objekto tūrinio vaizdo atstatymas galimas dėl ypač trumpo atraminio impulso, kuris sudaro laikines užtvaras netiesiniame kristale ir, keičiant šio impulso vėlinimą, generuojamas suminis dažnis, kuris teikia informaciją apie dvimates laikines objekto iškarpas (žr. 11 pav.).

Vėlinimas 1



Vėlinimas 2



11 pav. Lazerinės tomografijos principinė schema.

Užrašykime objekto (E_O) ir atraminio impulso (E_A) bangų paketus taip:

$$\bar{E}_O = E_O(x, y, z, t)e^{i[\omega_O t - k_z(\omega_O)z - k_x(\omega_O)x]} + k.j. \quad (24)$$

$$\bar{E}_A = E_A(x, y, z, t)e^{i[\omega_A t - k_z(\omega_A)z - k_x(\omega_A)x]} + k.j. \quad (25)$$

Čia kompleksinės funkcijos $E_O(x, y, z, t)$ ir $E_A(x, y, z, t)$ yra lėtai kintančios dviejų dažnių ω_O ir ω_A bangų gaubtinės. Šios dvi lygtys aprašo dviejų bangų sklidimą teigiama z ašies kryptimi, kurios susikerta (x, z) plokštumoje kampu $\theta = 2 \arctan(k_x/k_z)$, kur $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} = 2\pi/\lambda$. Poliarizuotumas, sąlygojantis suminio dažnio generaciją kvadratinėje netiesinėje terpėje, gali būti užrašytas taip:

$$P_{SD} \propto 2E_O E_A e^{i[\omega_{SD}t - k_z(\omega_{SD})z]} + k \cdot j. \quad (26)$$

Čia turi būti išpildytos fazinio sinchronizmo bei energijos tvermės dėsnio sąlygos:

$$k_z(\omega_{SD}) = k_z(\omega_O) + k_z(\omega_A), k_x(\omega_O) = -k_x(\omega_A) \text{ bei } \omega_{SD} = \omega_O + \omega_A. \quad (27)$$

Tarus, kad suminio dažnio laukas sklinda z kryptimi ir turi lėtai kintančią gaubtinės funkciją $E_{SD}(x, y, t, z)$, tiriamojo bangų paketo erdvinis laikinis intensyvumo skirstinys bus neiškraipytas, jei tenkinsime 3 sąlygas:

1. Mažas E_O ir E_A laukų nuskurdinimas;
2. Maža difrakcija bei dispersija kristale;
3. Sąveikaujančių bangų grupinių greičių skirtumų galima nepaisyti:

$$U_O = U_A = U_{SD} = U.$$

Šios sąlygos bus tenkinamos tik tuo atveju, jei netiesinis kristalas bus kiek galima plonesnis, o šviesos pluoštai didelio skersmens. Iškeltos sąlygos leidžia rasti laiko rėmus kiekvienam per kristalą sklindančiam impulsui įsivedant vėlinimą $\tau = t - z/U$. Tokiu atveju pagrindinių dalinių diferencialinių lygčių, aprašančių sąveikos procesą, skaičių galima sumažinti iki vienos – E_{SD} gaubtinei. Jei įvesime vėlinimą τ_i atraminės bangos frontui, lygtis įgis tokia forma:

$$\frac{dE_{SD}(x, y, \tau, z)}{dz} = i2\sigma E_O(x, y, \tau, z) E_A(x, y, \tau - \tau_i, z), \quad (28)$$

kur σ yra medžiagos efektyvus netiesiškumas. Jei atskaitos tašku z_0 pasirinktume kristalo įėjimo plokštumą, išsprendę lygtį, gausime:

$$E_{SD}(x, y, \tau, z_0) = i\sigma 2E_O(x, y, \tau, z_0) E_A(x, y, \tau - \tau_i, z_0) \Delta z. \quad (29)$$

Ši lygtis parodo, kad suminio dažnio bangų paketo erdvinis laikinis skirstinys yra tiesiog proporcingas objekto bangų paketo erdviniam laikiniam

skirstiniui. Įvedus vėlinimų rinkinį $(\tau_i, i=1, \dots, n)$ atraminiam bangų paketui objekto atžvilgiu, iš eilės sudėliojus n vaizdų, galima gauti patikimą objekto sandaros trimatę rekonstrukciją. Ši metodika buvo sėkmingai pritaikyta darbe [54], tyrinėjant X bangų žadinimą kvadratinio netiesiškumo terpėje. Šio metodo laikinę skyrą lemia zondojuančio impulso trukmė, o erdvinę – CCD matricos, didinančio teleskopo bei suminį dažnį generuojančio kristalo apertūros.

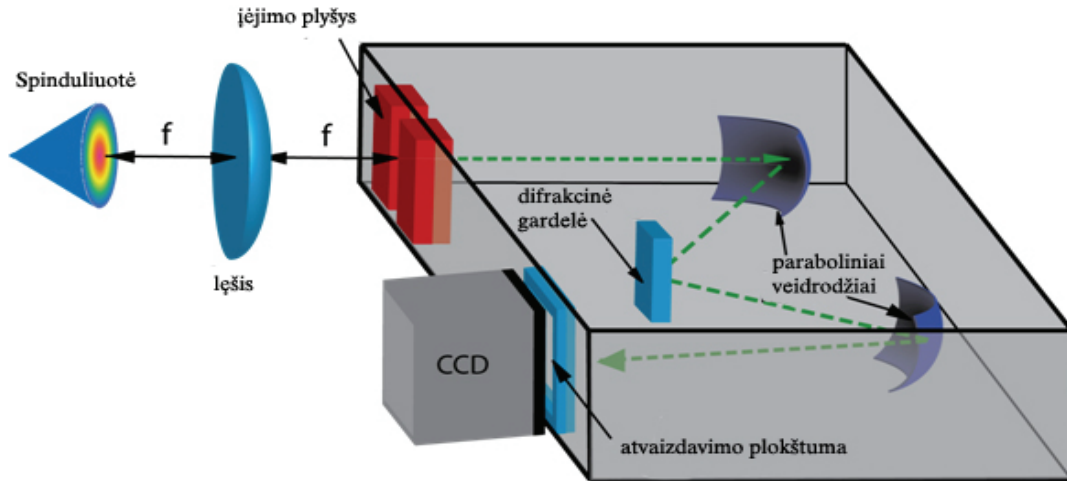
Mes patobulinome ir pritaikėme lazerinės tomografijos metodiką sudėtingų itin trumpų bangų paketų intensyvumo skirstiniams tirti ir pasiekėme 20 fs laikinę, $\sim 1 \mu\text{m}$ erdvinę skyra bei dinaminį diapazoną išplėtėme iki 4 intensyvumo eilių.

3.3 Atvaizduojančio spektrometro metodika

Tiriant ypatingai sudėtingos struktūros bangų paketus, kaip, pavyzdžiui, šviesos impulsus, kurių spektras saviveikos metu žymiai išplinta ir sudėtingai persiskirsto erdvėje, erdvėlaikinė lazerinės tomografijos metodika gali būti nepakankama pilnam bangų paketo charakterizavimui dėl galimai riboto dinaminio diapazono, norint išryškinti struktūros subtilybes. Taip pat lazerinės tomografijos metodika nesuteikia informacijos apie bangų paketo dažniųjų komponentų pasiskirstymą erdvėje.

Tokiu atveju papildomai gali būti taikoma atvaizduojančio spektrometro metodika spinduliuotės tolimojo lauko kampiniams spektrams (θ, λ) charakterizuoti. Matavimo aparatūros schema pavaizduota 12 paveikslėlyje.

Tarkime, kad turime sudėtingos erdvėlaikinės struktūros ir plataus spektro bangų paketą. Pastatykime f židinio nuotolio lęšį, užtikrindami, kad juo surenkame visą spinduliuotę. Atstumu f už lęšio turėsime taip vadinamą Furjė plokštumą kurioje bus gaunama erdvinė spinduliuotės Furjė transformacija, t.y. bangų paketo skersinis (x, y) intensyvumo skirstinys yra transformuojamas į jo skersinę Furjė transformaciją (θ_x, θ_y) koordinatėse.



12 pav. Eksperimentinė atvaizduojančio spektrometro metodikos schema naudojama matuoti Furjė (θ , λ) spektrus.

Šioje plokštumoje pastatysime siaurą vertikalų plyšį. Atvaizduojantis spektrometras, susidedantis iš difrakcinės gardelės bei dviejų parabolinių veidrodžių, atkurs vertikalų intensyvumo skirstinį (t.y. θ_y skirstinį) savo išėjimo (atvaizdavimo) plokštumoje. Tačiau horizontalia kryptimi spinduliuotė bus išskleista pagal dažnių spektrą. Taigi spektrometro išėjimo plokštumoje horizontali ašis parodys spektrinį skirstinį (bangos ilgių λ), o vertikali ašis atitiks erdvinės Furjė transformacijos skirstinį (kampų θ). Vaizdo plokštumoje pastatoma didelio dinaminio diapazono CCD kamera, leidžianti fiksuoti pilną dvimatį vaizdą. Bangos ilgių skalė kalibruojama sukant spektrometro difrakcinę gardelę, taip paslenkant centrinį bangos ilgį per $\Delta\lambda$ ir registruojant CCD kameros jautrių taškų skaičių N , per kurį centrinis bangos ilgis pasislenka. Kalibravimo konstanta apskaičiuojama kaip $C_\lambda = \Delta\lambda/N$ [nm/taškui]. Vertikalia ašį galime sukalibruoti naudodamiesi lygtimi $C_\theta = \Delta Y/f$ [rad], kur ΔY yra CCD kameros vieno taško aukštis.

Šiame darbe pritaikėme atvaizduojančio spektrometro metodiką itin trumpų šviesos bangų paketų, kurie transformuojasi saviveikos metu, kampiniams spektrams (θ , λ) tirti.

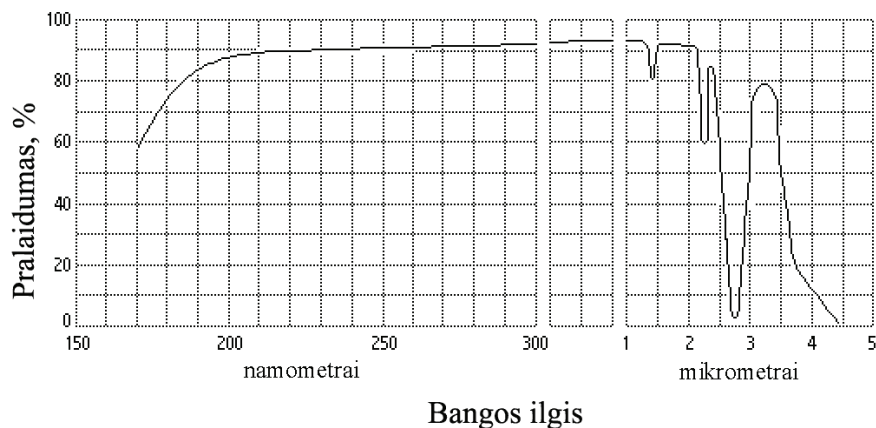
4 Itin trumpų šviesos bangų paketų erdviųjų, laikinių ir spektrinių transformacijų tyrimai

Aptarsime šiame darbe pasiūlytas ir eksperimentiškai realizuotas bangų paketų registravimo metodikas, kurios leidžia didele skyra fiksuoti laikinę, erdvinę bei spektrinę šviesos bangų paketų dinamiką netiesinio sklidimo metu.

4.1 Darbe naudojamų netiesinių terpių savybės

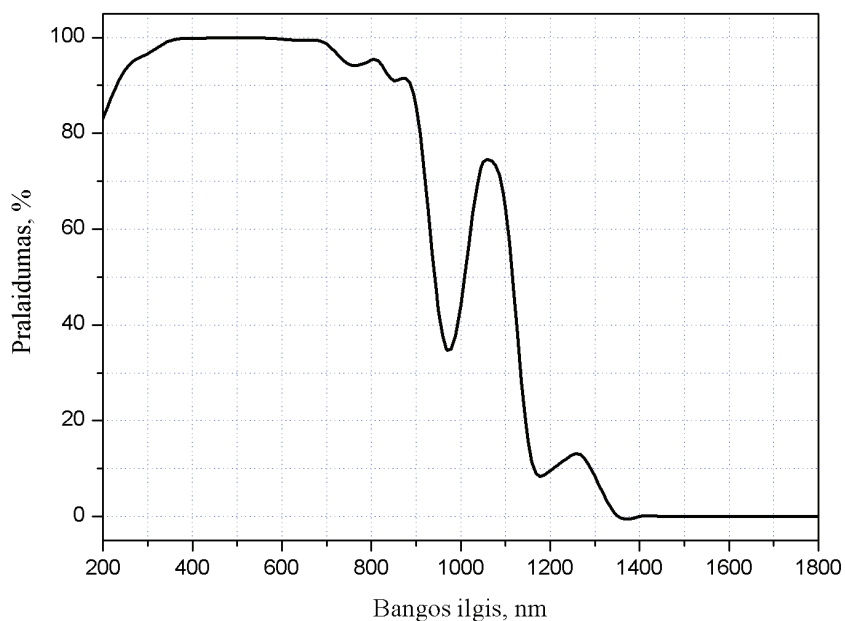
Siekiant ištirti šviesos saviveikos metu vykstančius fizikinius reiškinius, buvo pasirinktos dvi kubinio netiesiškumo terpės: lydytas kvarcas ir vanduo.

Lydytas kvarcas – amorfinė silicio oksido forma. Šią medžiagą technologiškai galima išgauti itin švarią bei optiškai atsparią didelės energijos lazerio impulsams, todėl ji plačiai naudojama įvairiems optiniams elementams gaminti. Lydytas kvarcas pasižymi mažu terminio plėtimosi koeficientu bei puikiu šviesos pralaidumu plačioje spektro srityje (žr.13 pav.). Minėtos savybės leidžia tokioje terpėje be didesnio atsargumo formuoti šviesos gijas išvengiant optinio medžiagos suardymo. Lydyto kvarco lūžio rodiklis regimos šviesos srityje $n \approx 1,46$. Netiesinis lūžio rodiklis $n_2 \approx 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [57].



13 pav. Lydyto kvarco 10 mm ilgio bandinio pralaidumo spektras [58].

Vanduo – skystos fazinės būsenos terpė, kurios optinės savybės yra labai panašios į lydyto kvarco. Vandens (20°C temperatūros) lūžio rodiklis regimos šviesos srityje $n \approx 1.33$. Netiesinis lūžio rodiklis $n_2 \approx 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [57]. Optinio pralaidumo spektras pateiktas 14 pav.

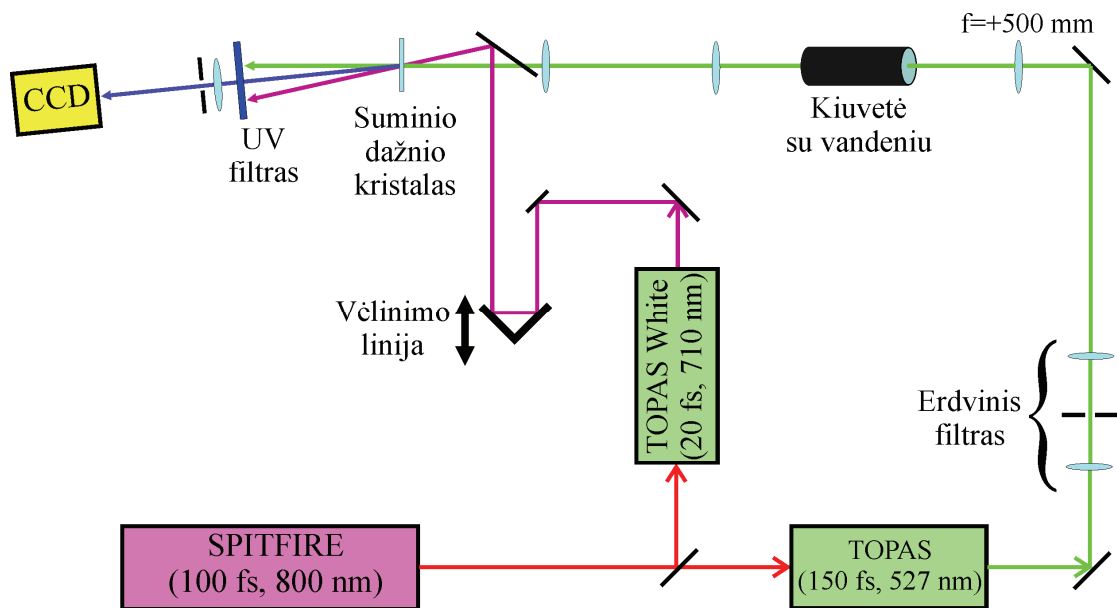


14 pav. Distiliuoto vandens pralaidumo spektras 10 mm ilgio bandinyje, neįskaitant atspindžio nuo paviršiaus [59].

Vanduo leidžia eksperimentuoti su didelės energijos šviesos impulsais be rizikos sukelti ilgalaikius terpės pažeidimus. Be to, panaudojant keičiamo ilgio kiuvetę, skystis įgalina lengvai keisti netiesinės terpės ilgį.

4.2 Sudėtingos struktūros bangų paketų dinamikos tyrimas lazerinės tomografijos metodu

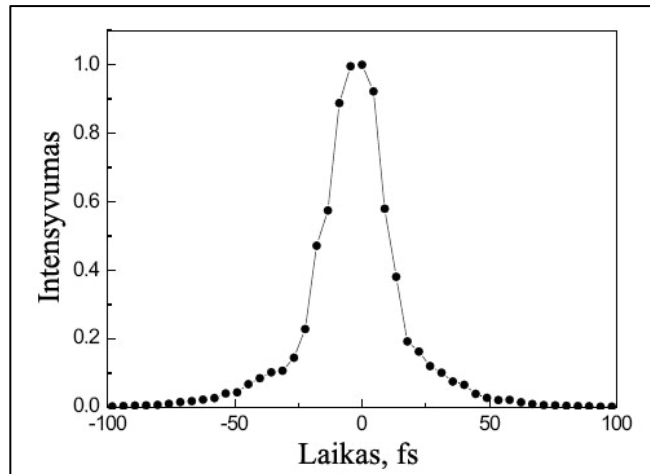
Šiame darbo etape, siekdami ištirti bangų paketų erdviųjų laikinių transformacijų dinamiką, vykstant fokusavimuisi vandenyje, panaudojome lazerinės tomografijos metodą. Eksperimento schema pateikta 15 paveikslėlyje.



15 pav. Eksperimento schema.

Šviesos gijos buvo žadinamos $f = 500$ mm lęšiu sufokusavus $0,9 \mu\text{J}$, 150 fs trukmės, 527 nm bangos ilgio impulsus į $82 \mu\text{m}$ skersmens (pusės intensyvumo aukštyje) pluoštą keičiamo ilgio z vandens pripildytoje kiuvetėje. Pradiniai impulsai buvo generuojami parametriniu šviesos generatoriumi (TOPAS), kaupinamu 100 fs, 800 nm bei 1kHz pasikartojimo dažnio impulsais, gaunamais iš Ti:safyro lazerinės sistemos (SPITFIRE). Kadangi netiesiniai procesai Kero terpėje yra itin jautrūs netgi nedideliems intensyvumo pokyčiams, papildomai buvo naudojama optoelektroninė sistema, įgalinanti palaikyti griežtai fiksuotą impulsų energiją. Didelio kontrasto, 20 fs, $13 \mu\text{J}$ bei 710 nm centrinio bangos ilgio zondojuojantys impulsai (žr. autokoreliacinę

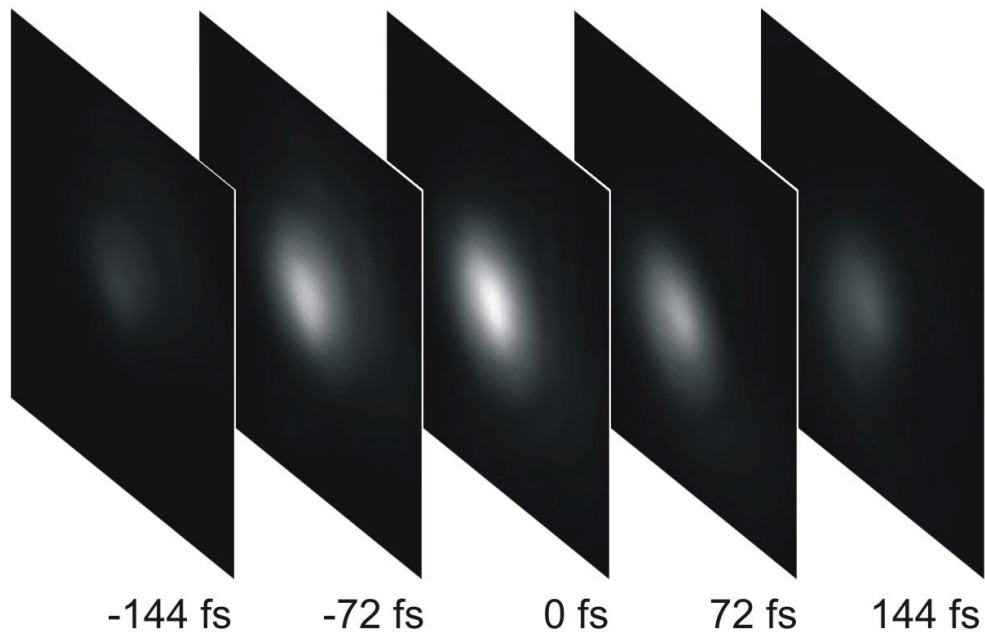
funkciją 16 pav.) buvo generuojami nekolineariu optiniu parametriniu stiprintuvu (TOPAS White), kuris buvo kaupinamas antrosios harmonikos 130 fs trukmės Ti:safyro lazerio impulsais.



16 pav. Zonduojančio impulso autokoreliacinė funkcija. Išmatuota trukmė $\tau = 20$ fs.

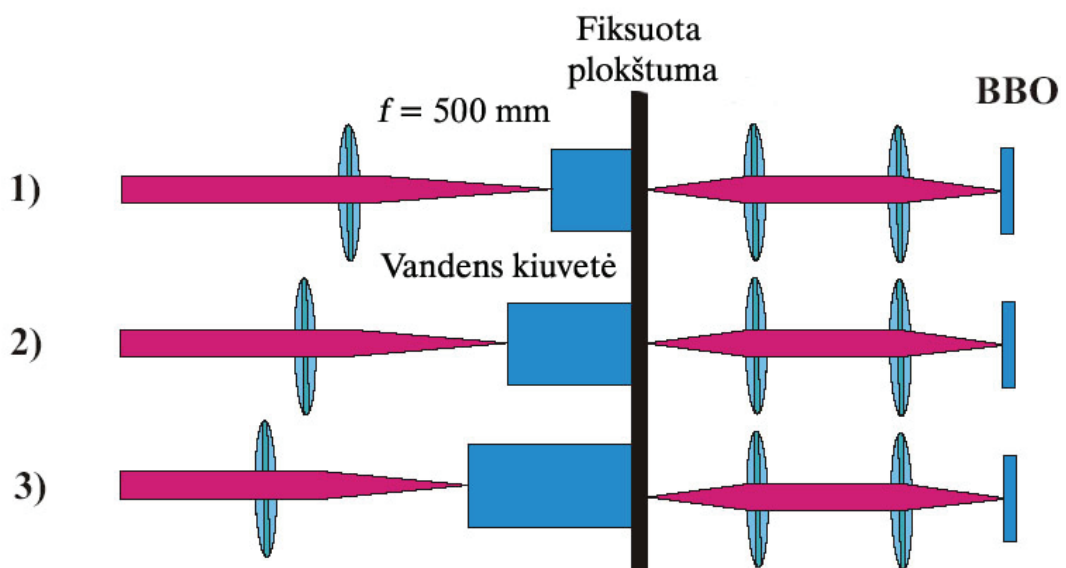
Netiesinis zondavimas buvo vykdomas pasitelkiant suminio dažnio generaciją ploname ($20 \mu\text{m}$) I tipo fazinio sinchronizmo β -bario borato (BBO) kristale, nekolineariai ($6,5^\circ$ kampu) suvedant iš kiuvetės išeinančius bangų paketus su zonduojančiais impulsais. Gautas suminio dažnio 302 nm centrinio bangos ilgio signalas atvaizduojamas ant didelio dinaminio diapazono (16 bit) CCD kameros. Kad būtų išpildomos duotojo lauko artinio sąlygos, zonduojančių impulsų pluošto skersmuo parinktas gana didelis ($\sim 1 \text{ mm}$), o suminio dažnio generacijos procesas vyko esant mažam energijos virsmui. 12 fs žingsniu keičiant vėlinimą τ , gautas pilnas intensyvumo pasiskirstymo vaizdų rinkinys $I(x,y,\tau,z)$, kur z – saviveikos atstumas, kuris visiškai sutampa su kiuvetės ilgiu L , todėl nusakydami kiuvetės naudosime z . Eksperimento duomenys buvo apdoroti naudojant programą „Matlab“ (The MathWorks, Inc.).

Pradžioje buvo išmatuotas mažo intensyvumo Gauso pavidalo bangų paketas, kuris sklisdamas nepatiria saviveikos. Gauti energijos tankio laikiniai skirstiniai (x,y,τ) , kurių keletas pavaizduoti 17 paveikslėlyje.

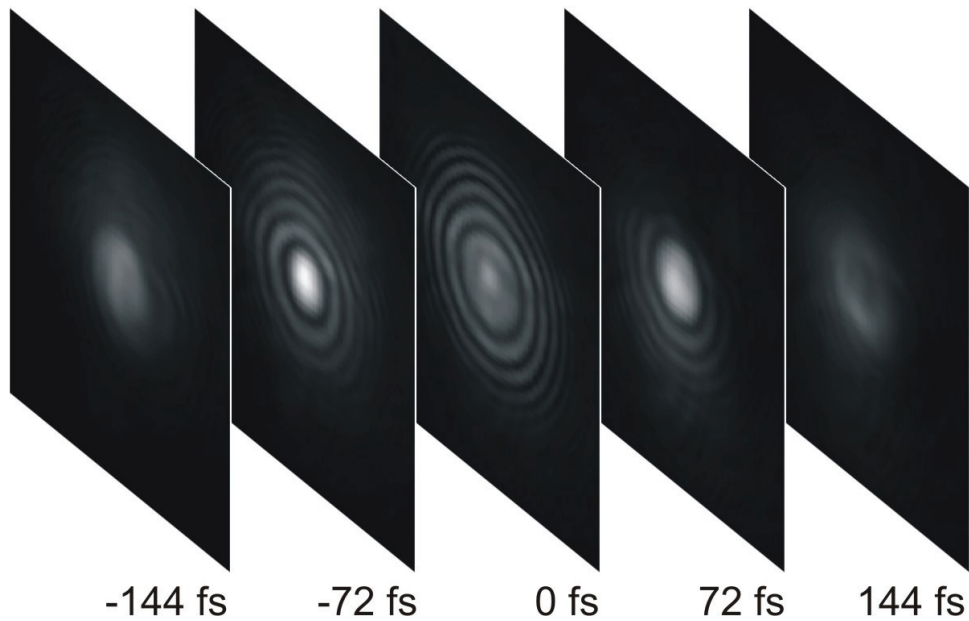


17 pav. Gauso formos intensyvumo laikinį skirstinį turinčio bangų paketo skirtingų laikinių iškarpų intensyvumo erdviniai skirstiniai $I(x, y, \tau, z=0\text{mm})$. Neigiami vėlinimai atitinka impulso priešakinę dalį.

Patalpinus pluošto kelyje kiuvetę su vandeniu ir keičiant jos ilgį (principas parodytas 18 pav.), buvo užregistruoti laikiniai erdviniai bangų paketai, formuojančių giją vandenyje, pjūviai (žr. 19 pav.).

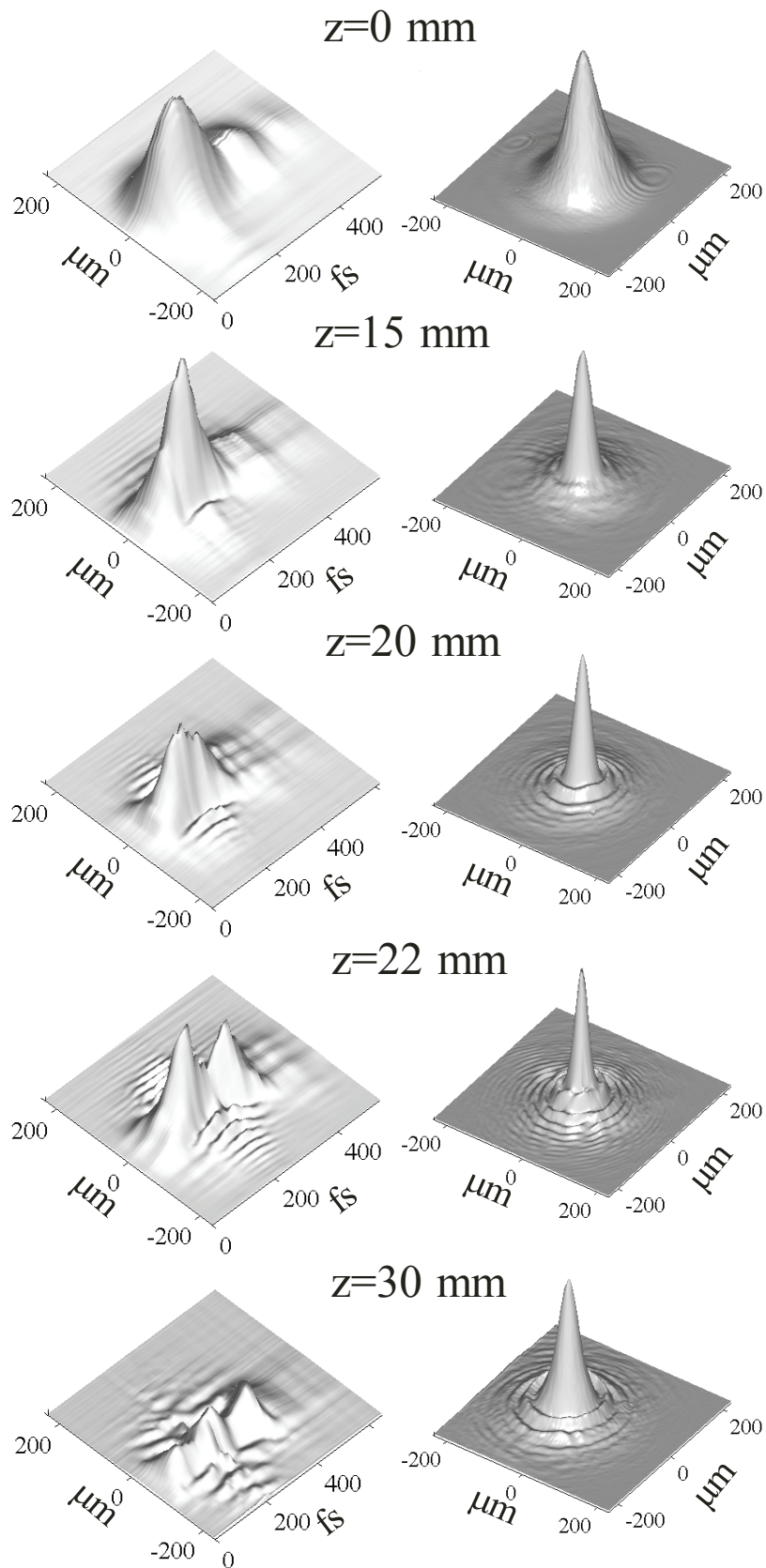


18 pav. Kiuvetės ilgio keitimo principas, išlaikant fiksuotą atvaizdavimo plokštumą.



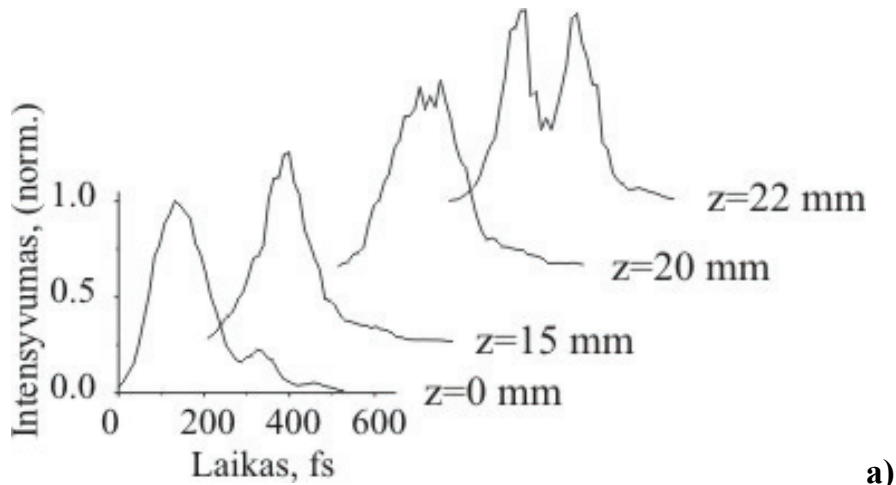
19 pav. Šviesos giją vandenyje formuojančio bangų paketo skirtingų laikinių iškarpų intensyvumo erdviniai skirstiniai ($x, y, \tau, z=22\text{mm}$).

Apjungiant gautus pjūvius, sukaupiama pilna informacija apie bangų paketo intensyvumo skirstinį laike ir erdvėje. Eksperimento duomenys yra apibendrinti 20 paveikslėlyje. Dešinėje pusėje parodyti laike integruoti energijos tankio skirstiniai ties kiuvetės išėjimo plokštuma – tai tiesiogiai CCD kamera gauti vaizdai. Kairėje pusėje pavaizduoti erdviniai-laikiniai profiliai, gaunami apdorojus laikines bangų paketo iškarpas. Pradinis impulsas ($z=0$) yra šiek tiek asimetriškas, tačiau manome, kad mažo intensyvumo netolygumas neturėjo įtakos mūsų stebėtai laikinei erdvinei dinamikai. Iš rezultatų matyti, kad susiformuoja $\sim 45\ \mu\text{m}$ skersmens gija, turinti aplink save žiedinę struktūrą. Galime pastebėti, kad esant kiuvetės ilgiui $z=22\ \text{mm}$, bangų paketo ašinė dalis skyla laike į du impulsus, o dar pailginus kiuvetę iki $z=30\ \text{mm}$ – ašinė intensyvumo smailė laiko skalėje atsistato. Laiko $\tau=0$ zonoje, kuri atitinka pradinio Gauso formos bangų paketo ($z=0$) didžiausios smailinės galios padėtį, šiam bangų paketui fokusuojantis vandenyje, aplink sklidimo ašį formuojasi žiedai. Taigi matuojant toki impulsą autokoreliatoriumi ar kroskoreliatoriumi su ribojančia diafragma - nefiksuojant spinduliuotės esančios periferijoje, atrodo, kad impulsas skyla laike į du (žr. 21a pav.).

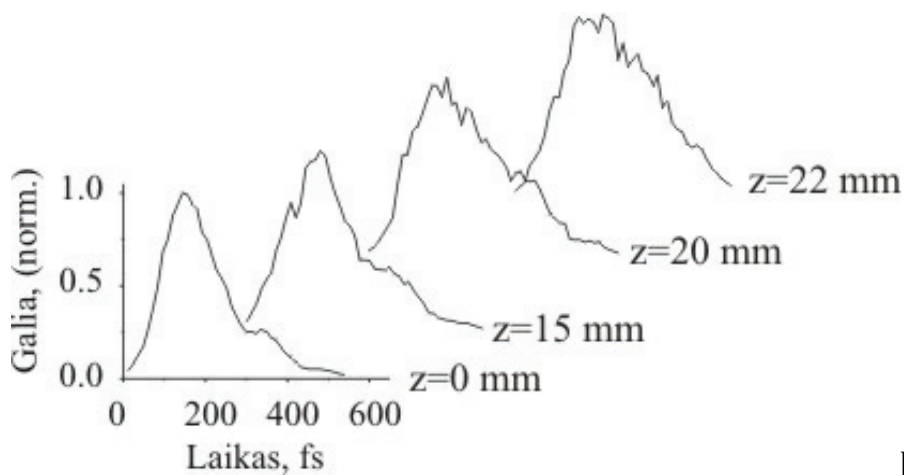


20 pav. Giją formuojančių bangų paketų laikiniai erdviniai intensyvumo skirstiniai (kairėje), bei laike integruoti intensyvumo skirstiniai (dešinėje), skirtingiems saviveikos atstumams z .

Pabandėme šiuos rezultatus apdoroti kitaip – suintegrovome bangų paketų intensyvumo skirstinius erdvėje. Gauti galios laikiniai profiliai (žr. 21b pav.), kurie parodo, kad realaus impulso skilimo nėra, tiesiog vyksta energijos persiskirstymas tarp pluošto centro ir periferijos.



a)

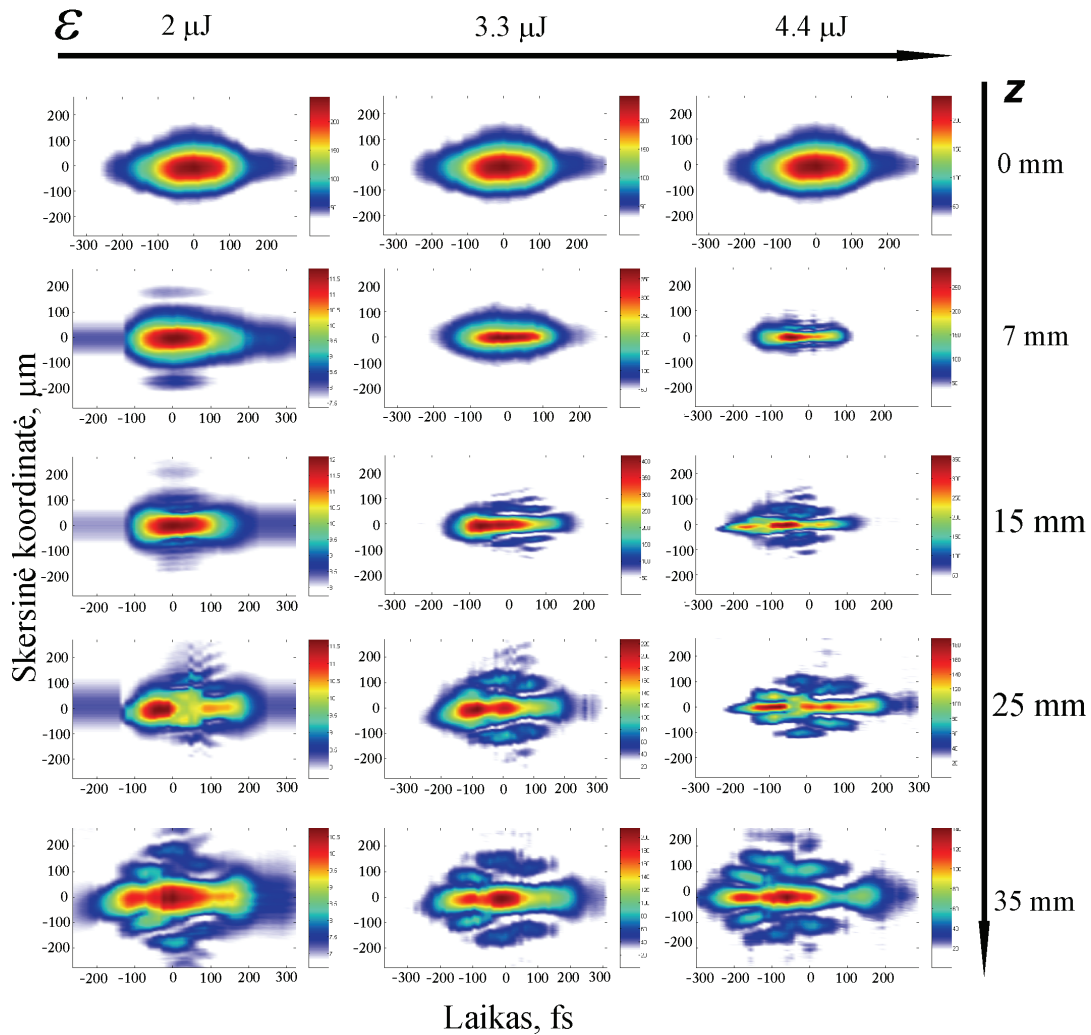


b)

21 pav. Esant skirtingiems saviveikos atstumams išmatuotos bangų paketų koreliacinės funkcijos (a) ant pluošto sklidimo ašies $I(x=0, y=0, \tau, z)$ bei (b) suintegravus pluoštą erdvėje $P(\tau, z)$.

Analogiški matavimai atlikti esant kitam pradinių impulsų bangos ilgiui bei skirtingoms jų energijoms. Iš schemos (žr. 15 pav.) buvo pašalintas parametrinis generatorius (TOPAS), ir į kiuvetę su vandeniu buvo fokusuojami 800 nm bangos ilgio bei 133 fs trukmės impulsai tiesiai iš lazerio (SPITFIRE). Dalis gautų duomenų atvaizduota erdvinėse laikinėse energijos tankio

tomogramose, esant skirtingoms pradinių impulsų energijoms ε bei keičiant kiuvetės ilgį, t.y. saviveikos atstumą z (žr. 22 pav.).



22 pav. Skirtingų energijų 800 nm bangos ilgio bei 133 fs trukmės impulsų transformacijų dinamika, jiems fokusuojantis vandenyje, esant skirtingiems kiuvečių ilgiams: $z = 0$ (pradinis impulsas), $z = 7\text{ mm}$, $z = 15\text{ mm}$, $z = 25\text{ mm}$, $z = 35\text{ mm}$. Spalvų skalė atitinka energijos tankį.

Palyginus gautus rezultatus su 527 nm bangos ilgio bangų paketų tomogramomis, galime daryti išvadą, kad, esant skirtingiems pradinių bangų paketų bangų ilgiams normalios grupinių greičių dispersijos srityje, erdviųjų laikinių transformacijų dėsningumas fokusavimo proceso metu išlieka toks pats: sklindant vandeniui impulso erdviniai matmenys mažėja (žr. 22 pav. $\varepsilon = 2\ \mu\text{J}$, $z = 7\text{ mm}$), vėliau ($\varepsilon = 2\ \mu\text{J}$, $z = 7\text{ mm}$) ant ašies įvyksta impulso skilimas laike, o dalis energijos perduodama periferijai. Bangų paketui nusklidus

vandenyje 35 mm, jo forma tampa itin sudėtinga. Ant sklidimo ašies stebimos kelios intensyvumo smailės asimetriškai išsidėsčiusios laike. Į periferiją pereina didelė dalis energijos ir suformuoja žiedų struktūrą aplink centrinę pluošto dalį. Didinant pradinę impulsų energiją, minėti reiškiniai įvyksta anksčiau, tačiau transformacijų dėsningumas išlieka nepakitęs.

Galime išvelgti ir skirtumų. Impulso ašinis skilimas nebėra toks simetrinis laike. Tai galima paaiškinti tuo, kad dalis dėl fazinio moduliavimosi išplitusio spektro patenka į vandens nulinės dispersijos sritį.

Trumpa skyriaus rezultatų santrauka

Sukurta ir eksperimentiškai realizuota trimatė lazerinės tomografijos metodika su 20 fs laikine bei 1 μm erdvine skyra itin trumpų bangų paketų transformacijoms vykstant jų saviveikai skaidriose terpėse su Kero netiesiškumu tirti. Ši metodika įgalino ištirti bangų paketų, turinčių pradinį Gauso skirstinį, erdvėlaikines transformacijas vandenyje. Eksperimentiškai parodyta, kad: pradinis Gauso bangų paketas erdvėje transformuojasi į kūginę bangą – formuojasi intensyvi ašinė spinduliuotė, tačiau didžioji dalis energijos perduodama periferijai ir formuoja žiedus; laike stebima ašinė impulso spūda ir skilimas, tačiau erdvėje integruotas vaizdas rodo, kad nei impulso trukmė, nei forma nekinta, tačiau energija persiskirsto. Šis energijos persiskirstymas lemia, kad erdvėlaikyje bangų paketas įgauna X tipo intensyvumo skirstinį. Šios transformacijos yra universalios bangų paketams normalios grupinių greičių dispersijos srityje, kadangi stebėtos tiek su 527 nm 200 fs, tiek su 800 nm 130 fs impulsais.

Lazerinės tomografijos metodika leidžia preciziškai išnagrinėti bangų paketų artimojo lauko erdvėlaikinius intensyvumo skirstinius. Tačiau pilnam sudėtingos struktūros bangų paketo charakterizavimui reikia papildomai atlikti laikinio bei erdvinio spektro matavimus.

4.3 Femtosekundinių šviesos gijų tolimojo ir artimojo lauko dinamika netiesinėje Kero terpėje

Praeitame skyriuje aprašyta lazerinės tomografijos metodika leido su itin didele laikine bei erdvine skyra ištirti pradinės Gauso formos bangų paketų intensyvumo skirtinių struktūros dinamiką saviveikos metu netiesinėje Kero terpėje. Šiame skyriuje žengsime sekantį žingsnį sudėtingo bangų paketo pilno charakterizavimo link. Naudodami lazerinės tomografijos metodiką tirsime spinduliuotės erdvėlaikinius skirstinius artimajame lauke bei tuo pačiu metu pasitelkdami atvaizduojančio spektrometro metodiką registruosime spinduliuotės spektro dinamiką bei spektro komponentų pasiskirstymą tolimajame lauke.

Intensyvių optinių bangų paketų dinamika ir lokalizuotų šviesos struktūrų formavimasis netiesinėse skaidriose terpėse susilaukė ypatingo dėmesio jau nuo pirmųjų netiesinės optikos mokslo etapų [1, 2, 60]. Šia tematika lig šiol karštai diskutuojama, ypatingai numatomų taikymų perspektyvoje, kaip atmosferos žemesniųjų sluoksnių užterštumo tyrimai, nustatant cheminę oro sudėtį skirtinguose aukščiuose [6, 61]. Šie taikymai susiję su ultratrumpų impulsų kanalizavimusi dideliais atstumais ore [34, 62, 63]. Taip pat kyla nemažas susidomėjimas lokalizacijos procesais kitokiose fizikinėse sistemose (pvz. Bozė-Einšteino kondensatuose), kurios pasižymi panašia netiesine dinamika [64]. Buvo manoma, jog solitonai yra tinkamiausi kandidatai lokalizuotam šviesos sklidimui dideliais atstumais. Tačiau egzistuoja mechanizmai, kurie neleidžia realioje situacijoje susidaryti daugiadimensiniam (erdvėlaikiniam) solitonui. Tarp tokių verta paminėti spektro plėtėjimą, vedantį prie svarbių dispersijos nulemtų procesų normalios grupinių greičių dispersijos sąlygomis (pvz.: impulso skilimas, savaiminis fronto statėjimas, ir kt.), bei netiesinius nuostolius [65, 66], kurie dominuoja trijų dimensijų (3D) lokalizacijos atveju (anomalios grupinių greičių dispersijos režime). Preliminarūs eksperimentai su savaimine erdvėlaikine

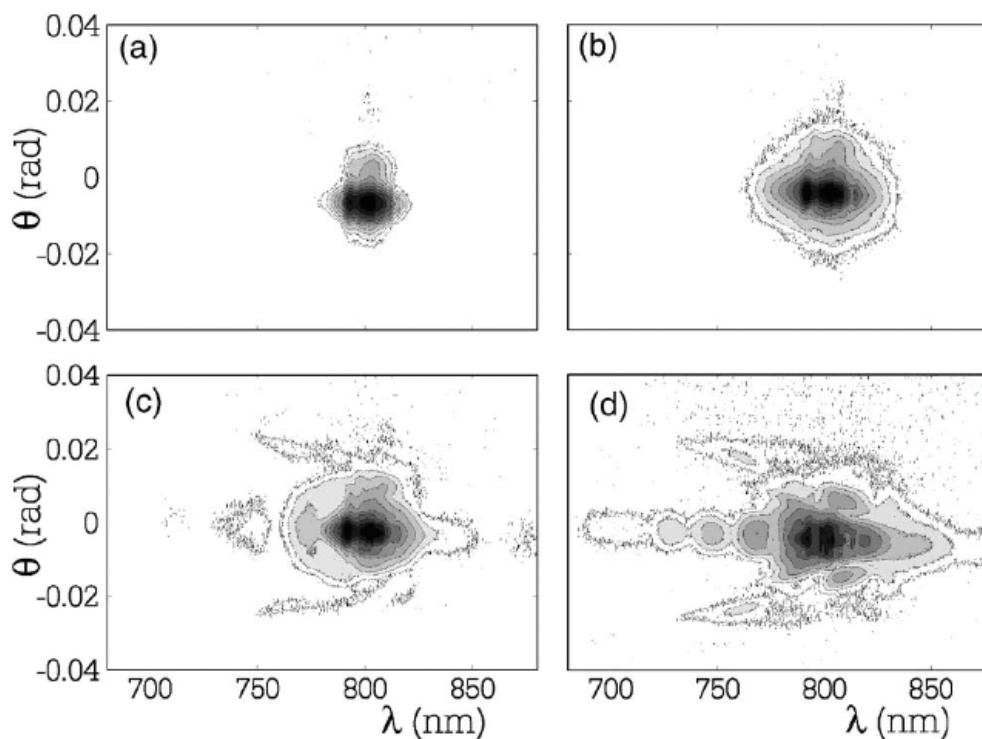
šviesos lokalizacija normalios grupinių greičių dispersijos $\chi^{(2)}$ terpėje iškėlė hipotezę, kad egzistuoja stacionari silpnai lokalizuota būseną, iš esmės besiskirianti nuo erdvėlaikinio solitono, pavadinta netiesine X banga [67], kuri taip pat yra tikslus $\chi^{(2)}$ bei netiesinės Šredingerio lygties stacionarus sprendinys [68].

Palyginus su $\chi^{(2)}$ terpėmis, izotropinės terpės sąlygos daug sudėtingesnį galingo šviesos impulso sklidimą dėl aukštesnio išisotinimo slenksčio, kas lems aukštesnės eilės dispersinį bei netiesinį medžiagos atsaką. Tokiu atveju dažnai naudojamas netiesinės Šredingerio lygties modelis [68,69] (įskaitantis tik Kero netiesiškumą, difrakciją ir grupinių greičių dispersiją) bus nebūtinai korektiškas modeliuojant realias fizikines sistemas. Nagrinėdamas besivystančio impulso kampinį spektrą (θ, λ) , sumodeliuotą skaitmeniškai, įskaičiuojant ir plazmos susidarymą bei aukštesnių eilių dispersiją, Kolesik ir kt. [42], numatė savaiminį X impulsų formavimąsi, sklindant ultratrumpam impulsui vandenyje, bei interpretavo stebimą ilgąs gijos susidarymą [70] X bangų dinamikos pagrindu.

Šiame eksperimente, naudodami lazerinės tomografijos metodiką [54], mes išmatavome bangų paketo profilį erdvėlaikyje, tuo patvirtindami sudėtingą impulsų dinamiką, kurią pradžioje nulemia netiesiniai nuostoliai, vėliau – fokusavimasis bei impulso skilimas, galiausiai vedantis prie X formos darinio formavimosi. Šiuose mūsų eksperimentuose šviesos gijos buvo indukuojamos vandenyje, sklindant 160 fs trukmės impulsam, kurių bangos ilgis centruotas ties 800 nm. Panašūs matavimai atlikti naudojant impulsus centruotus ties 527 nm. [71, 72]. Tačiau, dėl artimesnio sugerties srities krašto, netiesiniai nuostoliai pasireiškė itin stipriai, dėl to buvo sudėtinga artimajame lauke išskirti grupinių greičių dispersijos nulemtą X bangos formavimąsi eksperimento bei modeliavimo metu, kas taip pat pabrėžiama M. Kolesik ir kt. darbe [42].

$\varepsilon_{in}=3,3$ μ J energijos impulsai 50 cm židinio nuotolio lęšiu buvo silpnai fokusuojami ant kiuvetės su vandeniu priekinio langelio (pluošto diametras sąsmaukoje buvo 80 μ m pusės intensyvumo aukštyje). Jei fokusavimuisi

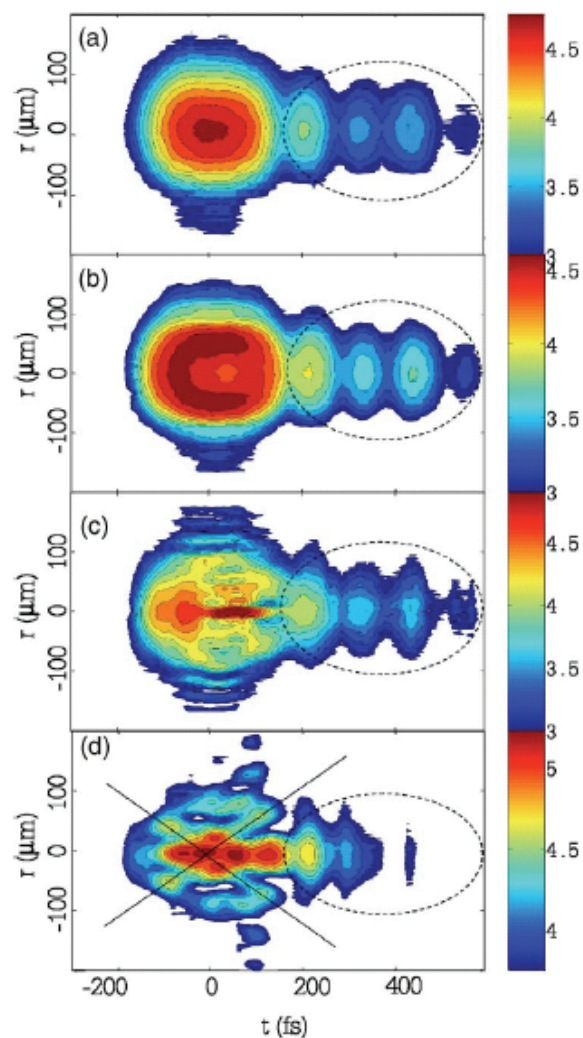
stebėti reikalingą kritinę įėjimo galią apibrėšime kaip $P_{krit} = 3.77\lambda_0^2 / 8\pi n_0 n_2$, (n_0 ir n_2 yra atitinkamai tiesinis ir netiesinis lūžio rodikliai, $n_2 = 4,1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ [22]), tai gausime, kad įėjimo galia $P_{in} \sim 11P_{krit}$. Pradinė matavimų serija buvo skirta charakterizuoti bangų paketo kampinius spektrinius skirstinius (θ, λ) , jam nusklidus skirtingus atstumus z medžiagoje. Tuo tikslu visa spinduliuotė netiesinės terpės išėjime buvo surenkama lęšio pagalba ir atvaizduojama taip, kad Furjė plokštuma būtų atvaizduojama ant atvaizduojančiojo spektrometro (MS260i, Lot-Oriel) įėjimo plyšio (23 pav.). Išėjime spektras (θ, λ) registruojamas 16 bitų CCD kamera (DU420, Andor).



23 pav. Eksperimentiškai išmatuoti (θ, λ) kampiniai spektrai esant skirtingiems vandens kiuvečių ilgiams (z). (a) Pradinis impulsas, (b) $z = 1 \text{ cm}$, (c) $z = 2 \text{ cm}$, (d) $z = 3 \text{ cm}$. Pradinio impulso energija $\varepsilon = 3,3 \mu\text{J}$.

Pav. 23 parodyta bangų paketo, turinčio pradinį Gauso intensyvumo skirstinį (a), kampinio spektro dinamika erdvėje ir laike. Esant sklidimo atstumui $z = 1 \text{ cm}$ (b) stebimas tolygiai išplatėjęs spektras. Esant $z = 2 \text{ cm}$ (c) stebimas spalvotos kūginės spinduliuotės atsiradimas – darinio su aiškia (θ, λ) priklausomybe. Didesniuose atstumuose $z = 3 \text{ cm}$ (d) stebima kontinuumo

generacija bei vis ryškesnė kūginė spinduliuotė, turinti X pavidalo kampinį spektrą. Tačiau taip pat stebima ryški asimetrija – spinduliuotė ilgesniųjų bangų srityje labai silpna. Ši kampinė dispersija atsiranda dėl sąveikos tarp Kero netiesiškumo, difrakcijos ir chromatinės dispersijos, kitaip sakant dėl stipraus erdvės ir laiko sąryšio. Todėl, esant tokioms sąlygoms, išbaigtas ir teisingas gijų susidarymo reiškinio charakterizavimas gali būti atliktas tik padarius pilną erdvėlaikinę besikeičiančio bangų paketo sandaros tomogramą. Svarbu pabrėžti, kad tai jau kitas režimas, jei palyginsime su publikuotais eksperimentų rezultatais [39, 45], kuriuose išskirtinai dominavo erdviniai efektai.



24 pav. Eksperimentiškai išmatuoti impulso intensyvumo skirstiniai erdvėlaikyje (r , t) jam sklindant skirtingus atstumus Kero terpe, t.y. vandeniū (spalvų juosta parodo intensyvumo eilę logaritminėje skalėje): (a) pradinis impulsas ($\tau = 160$ fs, diametras $d=80$ μm), (b) $z=10$ mm, (c) $z=20$ mm, (d) $z=30$ mm. Pradinė energija $\varepsilon_{in}=3,3$ μJ

Norėdami atlikti tokius matavimus mes pasitelkėme ankščiau aprašytą lazerinės tomografijos metodiką [54, 72], kurios pagrindas yra netiesinė optinė užtūra. Parinkę tokias pačias pradines sąlygas kaip 23 pav., naudodami šią metodiką mes registruojame bangų paketo erdvėlaikinių transformacijų dinamiką. Tomogramos [24 pav. (a)-(d)] parodo gautus erdvėlaikio (r, t) intensyvumo skirstinius, esant impulso lėkio nuotoliams vandenyje: 0 cm (impulsas įėjime), 1 cm, 2 cm ir 3 cm.

Kaip matosi paveikslėlyje 24(a), pradinis impulsas yra suformuotas iš pagrindinės, Gauso pavidalo smailės, paskui kurią, kelis šimtus femtosekundžių atsilikusi, matoma žymiai mažesnio intensyvumo impulsų vora. Vora atsiranda dėl nelabai kokybiškai suspausto impulso Ti:Safyro lazerinėje sistemoje. Ši silpnų impulsų uodega, kaip kokybinis trūkumas, visuose grafikuose apibrėžta punktyriniu ovalu. Tačiau toks impulso defektas eksperimento rezultatų neįtakoja, nes impulsų uodega yra per mažos energijos, kad dalyvautų netiesinėje sąveikoje, taigi apibrėžta dalis išlieka nepakitusi (pažymėtina, kad ji šiek tiek skiriasi intensyvumu, dėl likutinio fliktuojančio triukšminio fono, susijusio su neišvengiama savaimine kontinuumo emisija). Nusklidęs pirmą centimetrą [24 pav. (b)] impulsas patiria transformaciją erdvėje ir laike, kuri pasireiškia pastebimu centrines smailės susilpnėjimu, kaip ir tikėtina dėl netiesinių nuostolių ir defokusavimo plazma efekto. Antrame sklidimo centimetre [24 pav. (c)] impulso sklidimą stipriausiai įtakoja Kero efektas, stebimas stiprus fokusavimasis. Galiausiai ties $z = 3$ cm [24 pav. (d)] stebime impulso skilimo pėdsakus, bet taip pat ir simetrinės X pavidalo darinio formavimąsi (paryškinta ištisinėmis linijomis), kuriam būdinga centrinė intensyvumo smailė bei charakteringos dvigubo kūgio (panašios į smėlio laikrodį) uodegos. Gana stiprų ašinės spinduliuotės, kai $t \neq 0$, atsiradimą galime interpretuoti kaip likutinį impulso skilimo dinamikos efektą.

Kad geriau suprasti stebimus reiškinius, buvo atliktas skaitmeninis modeliavimas. Bendrais bruožais nusakysime matematinį modelį, kuris detalai aprašytas G.Méchain ir kt. [73]. Modeliuojame sklidimą tiesiškai poliarizuoto

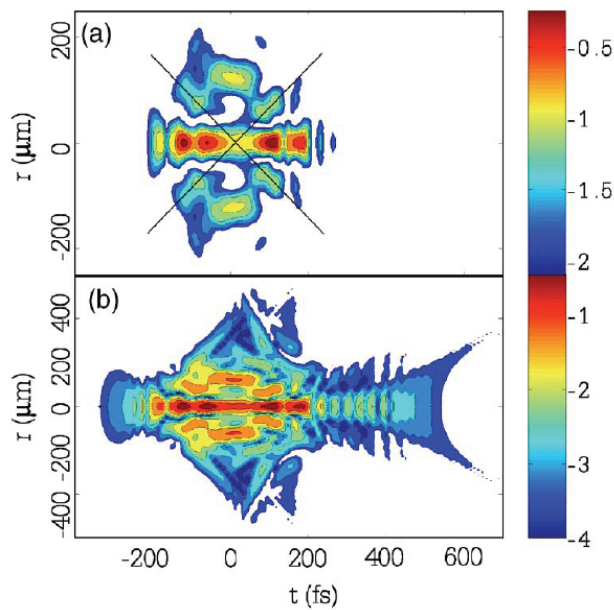
bangų paketo, turinčio cilindrinę simetriją sklidimo ašies z atžvilgiu, aprašydami elektrinio lauko stipriu \mathbf{E} , kurio gaubtinė E . Elektrinio lauko stiprį užrašysime taip: $\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{j}E \exp(ikz - i\omega_0 t)]$, kur \mathbf{j} yra vienetinis poliarizacijos vektorius, o $k = n_0 \omega_0 / c$ ir ω_0 yra bangos skaičius bei nešantysis bangos dažnis. Darome prielaidą, kad pradinis bangų paketas yra Gauso formos, o jo parametrai parenkami taip, kad atitiktų pagrindinę eksperimentiškai išmatuoto impulso smailę artimajame lauke [žr. 24 pav.(a)]. Skaljarinė gaubtinė $E(r, t, z)$ kinta išilgai sklidimo ašies z , o jos kitimas aprašomas lygtimi [74], kurios laikinis pavidalas atrodo taip:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} U^{-1} \nabla_{\perp}^2 E - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + U^{-1} N(E), \quad (30)$$

kur $U \equiv [1 + (i/kv_g) \partial / \partial t]$, o $v_g = \partial \omega / \partial k$. Lygtis 30 įskaito difrakciją skersinėje plokštumoje, fokusavimąsi erdvėlaikyje bei antros ir trečios eilės dispersijas. Galiausiai netiesinis narys išreiškiamas taip:

$$N(E) = ik_0 n_2 T^2 |E|^2 E - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - T \frac{\beta_K}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right) |E|^{2K-2} E, \quad (31)$$

ir įskaito optinį Kero efektą, impulso fronto statėjimo efektą, plazmos sugertį, plazmos defokusavimą bei daugiafotonę sugertį. $\rho_{at} = 6,7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ nurodo neutralių vandens molekulių tankį, $\rho = \rho(r, t, z)$ yra daugiafotonės jonizacijos sukurtas plazmos elektronų tankis, remiantis $\partial \rho / \partial t = \sigma_K |E|^{2K} (\rho_{at} - \rho)$, kur $\sigma_K = 1,2 \times 10^{-52} \text{ s}^{-1} (\text{cm}^2/\text{W})^5$. $K=5$ yra skaičius fotonų, dalyvaujančių netiesinės sugerties procese. $\beta_K = 10^{-47} \text{ cm}^7/\text{W}^4$ ir $\sigma = 5,1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ yra atitinkamai daugiafotonės sugerties bei atvirkštinės stabdymo spinduliuotės skerspjūviai. $\tau_c = 3 \text{ fs}$ yra vidutinis laikas tarp susidūrimų, o operatorius $T \equiv 1 + (i/\omega_0) \partial / \partial t$ yra atsakingas už savaiminį impulso statėjimą.



25 pav. 800 nm impulso sklidimo vandenyje skaitmeninio modeliavimo rezultatai. (a) Normuotas intensyvumo skirstinys erdvėlaikyje (r, t) , pateiktas logaritminėje skalėje (2 eilės), esant tokioms pat sąlygoms kaip ir 24 pav. (d) ($\epsilon_m=3,3 \mu\text{J}$, $z=3 \text{ cm}$). (b) Tas pats kaip ir (a), tik atvaizduota per 4 intensyvumo eiles, išryškinant itin mažo intensyvumo X formos detales.

25 pav. (a) parodytas apskaičiuotas (r, t) intensyvumo skirstinys po 3 cm sklidimo. Intensyvumo skalė parinkta tokia, kad atitiktų eksperimento dinaminį diapazoną, t.y. dvi intensyvumo eilės. Kaip galima matyti, skaitmeninio modeliavimo rezultatai pakankamai gerai atitinka eksperimentinius. Pagrindinis skirtumas yra tik toks, kad centrinė smailė nėra dar galutinai susiformavusi. Pav. 25(b) yra brėžinys to paties (a) grafiko, tik vaizduojantis 4 intensyvumo eiles, išryškinantis daug mažo intensyvumo detalių, kurios neatskleidžiamos eksperimentiškai. Iš tikrųjų 25 pav.(b) leidžia nustatyti, kad 25 pav.(a) kūginės savybės yra suskilusio impulso daugelio dalių interferencijos ir sąveikos padarinys.

Šie rezultatai parodo, kad femtosekundinis Gauso bangų paketas saviveikos metu virsta X banga. Tuo tarpu impulso skilimo dinamika yra būtinas žingsnis, leidžiantis pradinei varpo formos intensyvumo skirstinio bei plokščio bangos fronto struktūrai išsivystyti į X tipo bangą. Taip pat pabrėžtina, kad gautas geras kokybinis atitikimas tarp eksperimentiškai

išmatuotų ir sumodeliuotų kampinių spektrų (θ, λ), lyginant su 527 nm pradinio impulso atveju. Svarbus skirtumas yra tas, kad čia kaupinantysis bangos ilgis yra arčiau vandens nulinės dispersijos taško (~1000 nm), kur aukštesniųjų eilių dispersiniai efektai įgauna daugiau svarbos. Trečiosios eilės dispersija yra tokia žymi, kad stebima ryški spektro X uodegų asimetrija ilgesnių ir trumpesnių bangų pusėse. Tuo tarpu 527 nm atveju asimetrija beveik nestebima. Tai dalinai paaiškina tariamą asimetrijos anomaliją 23 pav.(c) ir (d).

Trumpa skyriaus rezultatų santrauka.

Susiejus trimatės lazerinės tomografijos matavimus su tolimojo lauko erdvine spektrine diagnostika, parodėme, kad tuo atveju, kai artimajame lauke pradinis Gauso formos bangų paketas dėl saviveikos Kero terpėje virsta X tipo banga, tai tolimojo lauko kampinis spektras taip pat įgauna X formą.

Gautus eksperimentinius rezultatus gerai atitiko skaitmeninis modeliavimas, kuris įskaito difrakciją, fokusavimąsi erdvėlaikyje, antros ir trečios eilės dispersijas, plazmos sugertį, plazmos išfokusavimą bei daugiafotonę sugertį.

4.4 Grupinių greičių dispersijos įtaka bangų paketų erdviniams spektriniam skirstiniam

Bangų paketo spektro išplitimas, nulemtas netiesinės intensyvių optinių bangų paketų dinamikos kietoje Kero terpėje, dažnai aprašomas plokščios monochromatinės (PM) netiesinės tikrinės modos moduliacinio nestabilumo (MN) [30]. Dažniausiai pasitaikančiais bangų paketo saviveikos atvejais parodyta, kad PM MN sąlygoja hiperbolinių (normalios GGD sąlygomis) ar elipsinių (anomalios GGD sąlygomis) didžiausio intensyvumo kampinio spektro (θ, λ) paviršiaus profilių formavimąsi [75]. Cituojamame modelyje chromatinės dispersijos įtaka įskaityta tik iki antros eilės narių. Jei įskaitoma ir aukštesnių eilių dispersijos, skaičiavimai rodo, kad tik porinių eilių nariai įtakoja PM MN [76, 77].

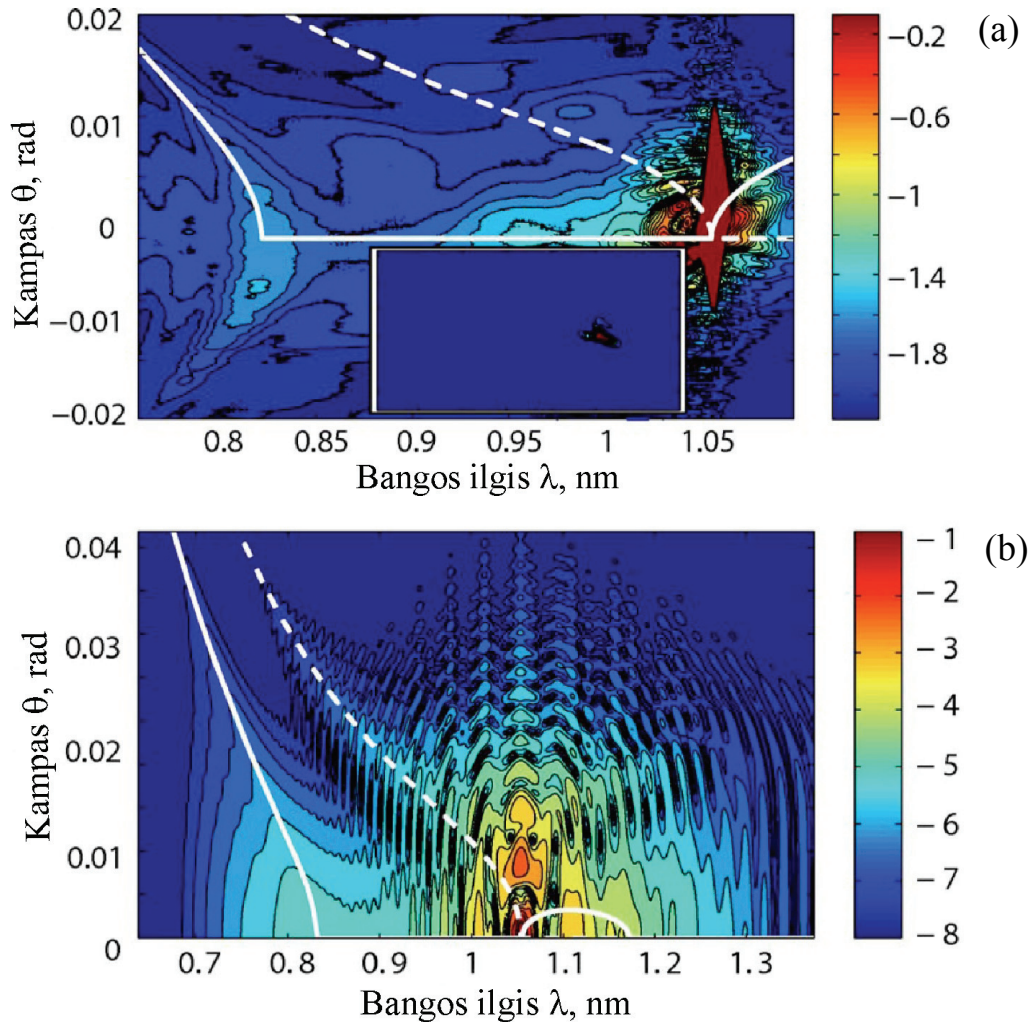
Realioje situacijoje galima tikėtis, kad spektro platėjimas bus pakankamai gerai aprašomas remiantis PM MN, jei kaupinimo laukas yra artimas plokščiai monochromatinei bangai, o netiesinis atsakas yra idealios Kero netiesinės terpės. Tačiau skirtingai nei dauguma pastaruoju metu nagrinėtų eksperimentinių režimų, susijusių su femtosekundinių impulsų fokusavimusi, sąveikaujantis bangų paketas – labai trumpas impulsas ir sufokusuotas šviesos pluoštas. Tokiomis sąlygomis galima tikėtis, kad taip pat ir neporiniai grupinių greičių dispersijos nariai turės įtakos simetrijos išdarymui spektrinio platėjimo procese. Pažymėtina, kad naujausiuose skaitmeninių ir eksperimentinių ultratrumpų impulsų dinamikos vandenyje tyrimų rezultatuose, tame tarpe ir aprašomuose šiame darbe, asimetrija yra akivaizdi [43, 78, 79].

Plokščios monochromatinės tikrinės modos moduliacinio nestabilumo principo taikymo nepakankamumas, (θ, λ) plotmėje aprašant didžiausio stiprinimo paviršių (t.y. teisingą kreivumą) srityje arti kaupinančios bangos dažnio, visgi buvo aprašytas [80], kur stebima ne hiperbolės formos θ spraga, tačiau dvigubos hiperbolės bangos ilgių spraga. PM MN modeliavimo

nukrypimas nuo realiu rezultatų aiškinamas stipria kaupinančios bangos lokalizacija. Šiame darbe mūsų matavimai patvirtina stiprius asimetriškumus plintant spektrui į raudonąją ir mėlynąją puses. Pastebėtina, kad dėl labai išplitusio spektro, šitos bangos įgauna savybes: X bangų normalios dispersijos srityje bei O bangų anomalios dispersijos srityje [81], kurios stebimos plačiaspektrėse tiesinėse bangose, pasiūlytose S.Orlovo ir kt. [82].

Eksperimentai buvo atliekami dviejose skirtingose Kero netiesiškumą turinčiose terpėse – vandenyje ir lydytame kvarce. Pradinis lazerinis impulsas buvo gaunamas iš Nd:stiklo lazerio (Twinkle; Light Conversion Ltd.) ir derinamo optinio parametrinio generatoriaus (TOPAS; Light Conversion Ltd.). Impulsas, kurio trukmė 200 fs (pusės intensyvumo aukštyje), buvo silpnai fokusuojamas į 100 μm dėmę ant bandinio įėjimo plokštumos. Kad pasiekti šviesos gijos susidarymą, pradinio impulso energija ε_{in} buvo keičiama nuo 2 iki 20 μJ , tai, atitiko įėjimo galias $P \sim (5-20)P_{kr}$. Lazerio impulsų bangos ilgis λ_0 vandeniui buvo pasirinktas 1055 nm, t.y. šiek tiek didesnis už nulinės dispersijos bangos ilgį (1000 nm) [83], o kvarcui – 1600 nm, t.y. anomalios dispersijos srityje. Dėl nereikšmingos antros eilės dispersijos eksperimente su vandeniu, manome, kad trečios eilės dispersija, o bendrai paėmus, aukštesnių eilių dispersija atlieka pagrindinį vaidmenį pasiekiant režimą, idealų, kad pademonstruoti PM MN paremtą teoriją trūkumus. Eksperimente su lydytu kvarcu, priešingai, bangos ilgis pasirinktas toli nuo nulinės dispersijos srities (kuri yra ~ 1290 nm [84]). Netgi ir šiuo atveju netiesinių efektų dinamika pateikė duomenų apie svarbią aukštesnių eilių dispersijos įtaką. Kero terpėje susidariusi šviesos gija nuo bandinio išėjimo plokštumos buvo atvaizduojama dviejų lęšių teleskopu į $f = 15$ cm lęšio židinio plokštumą. Pastarasis lęšis buvo pastatytas atstumu f nuo atvaizduojančiojo spektrometro (Lot-Oriel, modelis MS260i) įėjimo plyšio. Spektrometro išėjime CCD kameros pagalba buvo užrašomas (θ, λ) tolimojo lauko skirstinys (kampinis spektras), Kampinis spektras gali būti lengvai perskaičiuotas į (K_{\perp}, Ω) spektrą, kuriuo yra patogiau naudotis teoriniame modelyje [85]. Čia K_{\perp} yra statmenas sklidimo ašiai bangos

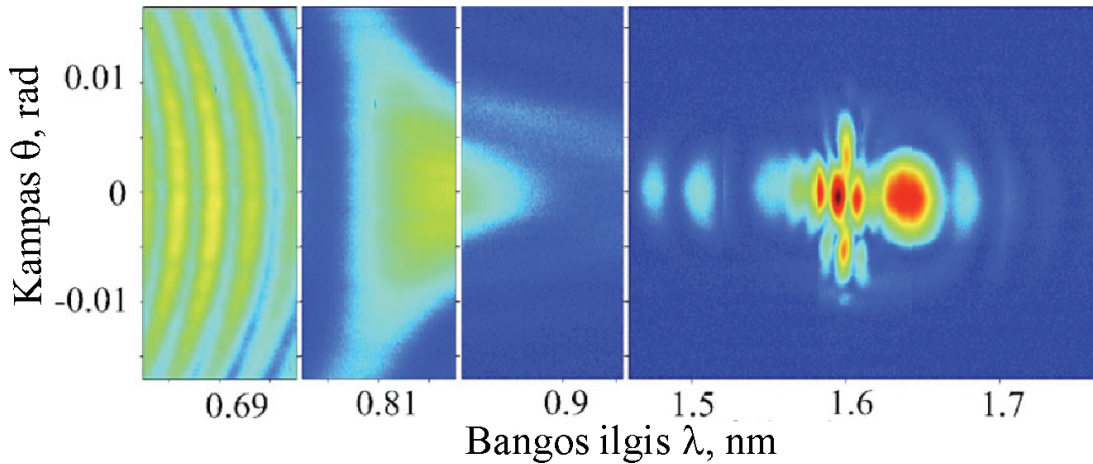
vektoriaus komponentas, o Ω yra dažnio poslinkis nuo nešančiojo dažnio. Pav. 26(a) parodytas 4 cm ilgio vandens kiuvetėje generuojamos šviesos gijos vieno šūvio kampinis spektras, kai pradinio impulso energija $\varepsilon_{in}=15 \mu\text{J}$.



26 pav. (a) Eksperimentiškai išmatuotas šviesos gijos, nusklidusios 4 cm vandenyje, spektras logaritminėje intensyvumo skalėje, esant pradiniam kaupinančiajam impulsui 1055 nm bangos ilgio ir $5 \mu\text{J}$ energijos. Paveikslėlio įklijoje parodytas pradinio impulso spektras (tokio pat mastelio, tik su paslinkta λ ašimi). (b) Analogiškai (a), tik sumodeliuota skaitmeniškai. Baltos ištisinės linijos vaizduoja stacionarią „žuvies“ formos modą.

Kampinis spektras yra stipriai asimetrinis, su į apskritimus panašiomis interferencinėmis juostomis, supančiomis kaupinimo spektro sritį, bei į mėlynų bangų pusę nusidriekiančia hiperboline uodega, kurios intensyvumo maksimumas yra ties 850 nm bangos ilgiu. Palyginimui, pradinio kaupinančio

impulso kampinis spektras parodytas paveikslėlio 26(a) įdėkle. Galime pastebėti stiprių panašumų su tokių pačių pradinių parametrų skaitmeniškai modeliuotais spektrais [79]. Paveikslėlyje 27 parodytas analogiškas spektras lydyto kvarco atveju, kai energija $\varepsilon_{in}=5 \mu\text{J}$.



27 pav. Eksperimentiškai išmatuotas šviesos gijos 3 cm ilgio lydyto kvarco bandinyje spektras, kai pradinio impulso energija buvo $5 \mu\text{J}$, o centrinis bangos ilgis 1600 nm.

Kadangi šiuo atveju kaupinančiojo impulso bangos ilgis pasirinktas 1600 nm, tai po saviveikos bandinyje buvo atliekamas gauto spektro dažnio dvigubinimas, panaudojant beta bario borato (BBO) $20 \mu\text{m}$ storio kristalą priešais spektrometrą, kad paslinkti gautą kampinį spektrą į silicio pagrindu veikiančios CCD kameros jautrumo sritį. Norėdami užregistruoti išskirtinai plačią spektro sritį, 27 pav. pateiktus duomenis sukonstravome iš kelių spektrinių dalių, kurios gautos iš skirtingų lazerio šūvių, tačiau išlaikant tą pačią pradinę energiją ($\pm 3\%$). Kaip ir paveikslėlyje 26 pav., pastebime stiprią asimetriją su elipsinėmis struktūromis aplinkui kaupinimo spektro centrą bei hiperbolinės struktūros moduliaciją trumpesnių bangų pusėje.

Gilesniam netiesinės šviesos dinamikos supratimui buvo atliktas skaitmeninis modeliavimas, sprendžiant netiesinę lygtį (30) duotai Furjė transformuotai gaubtinei $\hat{E}(r, \omega, z) \equiv \mathcal{F}[E(r, t, z)]$, pagal [43] šaltinyje nurodytus principus. Šis modelis įskaito difrakciją, dispersiją, Kero fokusavimąsi ($n_2=3,2$

$\times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$), daugiafotonę sugertį ($\beta_K=2 \times 10^{-60} \text{ cm}^{19}/\text{W}^{10}$, $K=10$), plazmos išfokusavimą, kur plazmos tankis ρ išreikštas $\partial\rho/\partial t = (\beta_K / K\hbar\omega_0)|E|^{2K}$, erdvėlaikio fokusavimąsi bei savaiminį statėjimą. Paveikslėlyje 26(b) parodyti skaitmeninio modeliavimo rezultatai, atlikti su tokiomis pačiomis pirminėmis sąlygomis, kaip ir eksperimente, kurio rezultatai pateikti paveikslėlyje 26(a).

Pastebimi tik labai nežymūs pokyčiai modeliavimo rezultate, jei plazmos išfokusavimo efektas nėra įskaičiuojamas. Galima pastebėti, kad pagrindinės išmatuoto kampinio spektro savybės puikiai atkuriamos mūsų naudojamame modelyje, įskaitant ir į mėlynųjų bangų pusę nusidriekusią uodegą bei jos formą. Taip pat skaitmeninis modeliavimas parodė, kad gijos susidarymo metu pradinis impulsas skyla į dvi intensyvumo smailes, kurios sklinda skirtingais grupiniais greičiais, o jų persiklojantys spektrai sukuria į apskritimus panašų interferencinį raštą, aiškiai įžiūrimą aplinkui pradinio impulso spektro srityje.

Pasiūlyta šių eksperimentinių ir skaitmeninių rezultatų interpretacija, paremta prielaida, jog pradinio lazerinio impulso tolimesnis vystymasis gali būti charakterizuojamas, kaip savaiminis stacionarių kūginių bangų formavimasis.

Be to dar galima impulso skilimą normalios dispersijos srityje interpretuoti, kaip faziškai sinchronizuotą parametrinę sąveiką tarp kaupinimo bei signalinės ir šalutinės X bangų [80]. Antro laipsnio (kvadratinės) dispersijos artinyje abi bangos išsiskiria dėl priešingo greičių ženklo kaupinimo bangos atžvilgiu, tačiau spektras išlieka simetrinis. Taigi mūsų atveju aukštesnių eilių dispersija daro didelę įtaką. Kad aiškiau iliustruotume šią įtaką, užrašysime skersinės dispersijos išraišką tiesinėms stacionarioms bangoms [86]: $K_{\perp} = \sqrt{k^2(\Omega) - k_z^2(\Omega)}$, kur $\Omega = \omega - \omega_0$ yra dažnio išderinimas nešančiojo dažnio atžvilgiu, $k(\Omega) = (\omega/c)n(\omega)$, o stacionarumui išpildyti, išilginis bangos skaičius k_z turi būti tiesinė išderinimo Ω funkcija, kuri patogiai užrašoma $k_z(\Omega) = (k_0 - \beta) + (k'_0 - \alpha)\Omega$. Parametras β nustato išilginį bangos skaičių $k_0 - \beta$ ties ω_0 , o α nustato banginės modos grupinį greitį $1/(k'_0 - \alpha)$.

Eksperimento su vandeniu atveju $n(\omega)$ paimtas iš analitinio sąryšio priderinant baltos šviesos interferencijos matavimo rezultatus, pateiktus [83] šaltinyje. Lydytam kvarcui $n(\omega)$ buvo įvertintas pagal Selmajerio (Sellmeier) sąryšį [84]. Eksperimento su vandeniu atveju gautos dispersijos kreivės $K_{\perp s}$ ir $K_{\perp i}$ parodytos paveikslėlyje 26(a), kur vientisa linija atitinka bangos modą susietą su atsiliekančiu impulsu, o brūkšniuota linija – bangos modą surištą su priekiniu impulsu. Išmatuoto ir sumodeliuoto kampinio spektro charakteringa „žuvies“ forma, sudaryta iš elipsinės „galvos“ ilgesniųjų bangų pusėje ir hiperbolinės „uodegos“, nutįsusios į trumpesniųjų bangų pusę, yra pakankamai gerai atkurama stacionarių banginių modų. Šnekant apie raudonųjų bangų pusėje esančia elipsinę modos struktūrą, galim pažymėti, kad ji perdengta intensyvių interferencinių raštų, todėl yra beveik nematoma. Elipsinės dariniai žymiai geriau matomi lydyto kvarco atveju. Paveikslėlyje 27 puikiai įžiūrimas impulso skilimas. Čia kampinis spektras sudarytas iš dviejų elipsinių darinių, besiliečiančių tarpusavyje ties pradinio impulso bangos ilgiu.

Trumpa skyriaus rezultatų santrauka.

Pritaikius atvaizduojančio spektrometro metodiką ištirtos bangų paketu saviveikos charakteristikos netiesinėje Kero terpėje. Nustatyta, kad normalios grupinių greičių dispersijos terpėje nusistovi X tipo kampinis spektrinis skirstinys, kurį apsprendžia terpės dispersinės savybės.

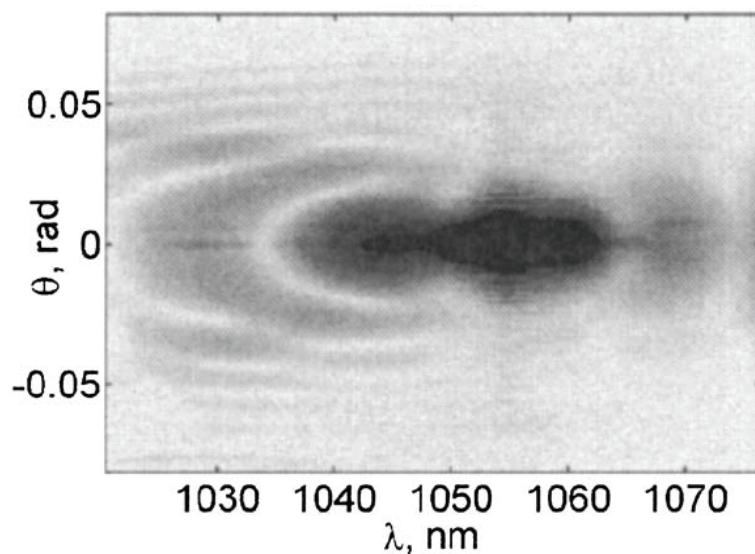
Eksperimentais parodėme, kad silpnai sufokusuoto ultratrumpo impulso, sklindančio netiesiškai fokusuojančia Kero terpe, spektro platėjimas iš esmės skiriasi nuo to, kuris gaunamas remiantis dažnai naudojamu, plokščios monochromatinės netiesinės tikrinės modos Kero sąlygojamo moduliacinio nestabilumo modeliu. Tokią dinamiką galima interpretuoti savaiminiu kūginių bangų susidarymu, t.y. plačiaspektrių tiesinių stacionarių modų, kurias palaiko pati terpė. Rezultatai parodo svarbią trečios ir aukštesniųjų eilių dispersijos įtaką. Stipriai asimetriški sugeneruoto (K_{\perp}, Ω) spektro požymiai atsiranda dėl neporinių eilių dispersijos narių.

4.5 Femtosekundinių bangų paketų saviveikos anomalios grupinių greičių dispersijos terpėje ypatumai

Kūginės emisijos reiškinys femtosekundinėse šviesos gijose pastaruosius dešimtmečius buvo nagrinėjamas daugelio mokslininkų [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93], kas leido atsirasti kelioms skirtingoms interpretacijoms, besiremiančiomis keturfotoniu parametriniu procesu, gijos paviršiuje atsiradusia Čerenkovo spinduliuote, plazmos sukelta savaimine fazės moduliacija ar priverstine Ramano sklaida. Taip pat buvo pasiūlyta kūginę emisiją interpretuoti kaip erdvėlaikinio moduliacinio nestabilumo apraišką, sąlygojamo medžiagos Kero netiesinio atsako [30, 94], arba ekvivalentiškai – keturbangė sąveika, kuri duoda pagrindą netiesinei Kero dinamikai [30]. Normalios dispersijos terpėje su fokusuojančiu Kero netiesiškumu, netiesinės plokščios bangos iš tikrųjų nėra stabilios, ir didžiausio intensyvumo erdvėlaikinės modos pasižymi laikiniu bei skersiniu dažnio poslinkiu, išsidėsčiusiu ant aplink ašį apsukto hiperboloido laikinių ir skersinių dažnių erdvėje [94]. Ši hiperbolinė geometrija taip pat stebima šviesos gijos kampiniame spektre (θ, λ) , kuris įgauna asimptotinę X formos struktūrą [85, 70], paprasčiau tariant, didėjant kūginės spinduliuotės kūgio kampui, didėja dažnio nuokrypis nuo impulso nešančiojo dažnio [87, 89, 91]. Taip pat buvo pademonstruota, kad asimptotinės X atšakos sutampa su gautomis pagal moduliacinio nestabilumo modelį [92].

Žymiai mažiau dėmesio mokslinėje literatūroje skiriama ultratrumpų impulsų gijų bei kūginės emisijos formavimuisi terpėje su anomalia grupinių greičių dispersija ($k_0'' < 0$). Teoriškai netiesinis Kero fokusavimasis anomalios grupinių greičių dispersijos terpėje galėtų sąlygoti visiškai lokalizuotų šviesos kulku formavimąsi [95]. Deja, tokios lokalizacijos režimas įmanomas tik esant išskirtinai Kero netiesiškumui bei ribotų dimensijų sistemai, kaip, pavyzdžiui, plėvelinis šviesolaidis $(2D+1)$. Solitoninis režimas visame erdvėlaikyje $(3D+1)$ yra nestabilus, taigi neįmanomas [96]. Buvo parodyta, kad gijos anomalios dispersijos terpėse gali būti ilgesnės negu normalios dispersijos

terpėse [97, 98]. Taip pat stebima itin plataus spektro kontinuumo generacija, nusidriekianti toli į regimų bangų ilgių sritį [79, 99]. Jei nagrinėsime gijos kūginę emisiją, tai moduliacinio nestabilumo modelis nurodo, kad didžiausio intensyvumo modos erdvėlaikinėje dažnių plokštumoje yra išsidėsčiusios ant sukimosi elipsoido [94]. Kampinis gijos spektras (θ, λ) , tikėtina, atkartos šia elipsinę struktūrą. Tokiu atveju didėjant dažnio išderinimui, kūginės emisijos kampas mažės. Preliminarūs eksperimentai vandenyje su 1050 nm bangos ilgio impulsais būtent ir parodė elipsinę, arba dar kitaip – O formos (θ, λ) spektro struktūrą (28 pav.) [100]. Deja, ekstremalios sąlygos, įskaitant stiprią tiesinę sugertį, itin mažos grupinių greičių dispersijos ir stipriai pasireiškiančius plazmos efektus, atsiradusius dėl didelės impulso trukmės (1 ps), neleido atlikti aiškaus kiekybinio eksperimento ir teorijos palyginimo.



28 pav. 1 ps trukmės, 1050 nm bangos ilgio vandenyje susifokusavusio impulso kampinis spektras [100].

Taigi atlikome tikslesnius šviesos gijos (θ, λ) spektro matavimus lydytame kvarce, naudodami trumpesnius (200 fs) impulsus. Pasirinkdami kelis skirtingus nešančiuosius dažnius (nuo 1400 nm iki 1700 nm), esančius stipriai toliau kvarco nulinės dispersijos taško (~1273 nm), kur tiesinė sugertis mažesnė, grupinių greičių dispersijos koeficientų vertės didesnės (nuo -12 iki -

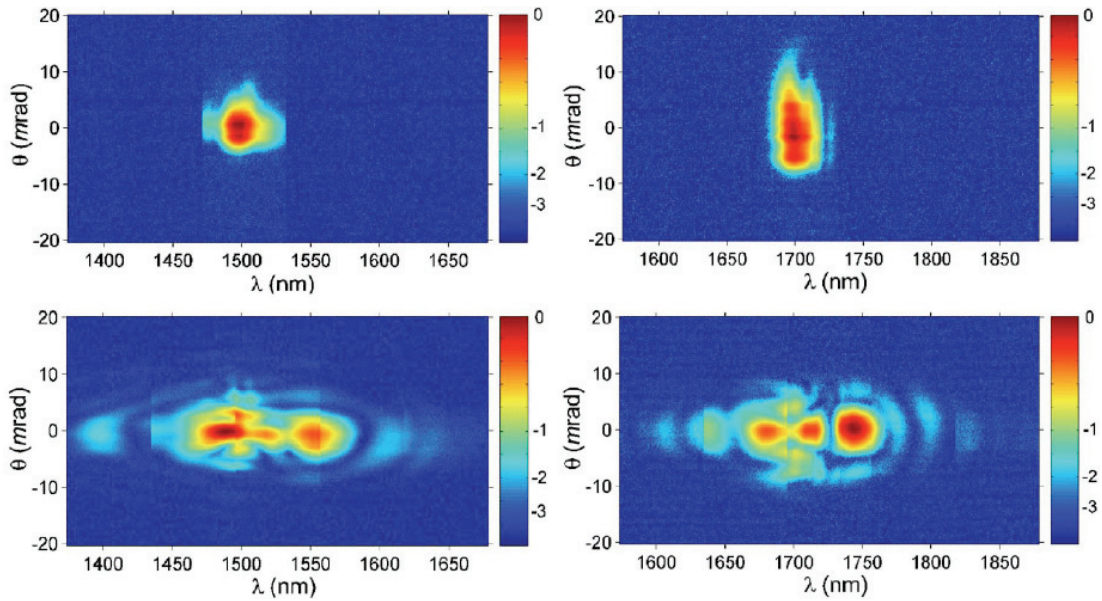
48 fs²/mm). Užregistruoti spektrai turi akivaizdžiai sudėtingesnę struktūrą aplink kaupinimo dažnį, kurią toliau supa daugiaelipsiniai dariniai, kaip ir pirmuose eksperimentuose su vandeniu. Kiekybinė eksperimentinių duomenų analizė rodo, kad elipsinio spektro forma ir dydis sutampa su modeliuojama maksimalaus nestabilumo elipsoide Kero terpėje su anomalia dispersija. Tai puikiai palaiko kūginės spinduliuotės atsiradimo interpretaciją, besiremiančią Kero sukeltu nestabilumu, ir tuo pačiu praplečia šį modelį iki terpių su anomalia grupinių greičių dispersija.

Eksperimentui naudojome plačioje spektro srityje derinamą optinį parametrinį generatorių (TOPAS, Light Conversion Ltd.), kuris buvo kaupinamas 200 fs trukmės bei 527 nm bangos ilgio impulsais, gaunamais iš sinchronizuotų modų Nd:stiklo lazerio su regeneratyviniu stiprintuvu (Twinkle, Light Conversion Ltd.), atlikus atnros harmonikos impulsų spūdą. Eksperimente buvo naudojami šalutiniai, derinami nuo 1055 nm iki 2600 nm, parametrinio generatoriaus generuojami impulsai, kurie buvo izoliuoti Glano-Teiloro poliarizatoriaus pagalba. Taip pat buvo atliktas šių impulsų erdvinis filtravimas, kad užtikrinti švarią Gauso intensyvumo skirstinio erdvinę pluošto struktūrą. Paruošti impulsai buvo fokusuojami ant 41 mm ilgio lydyto stiklo bandinio priekinės plokštumos, naudojant $f = +500$ mm židinio nuotolio lęšį. Toks silpnas fokusavimas sąlygojo 80 μm skersmens (pusės intensyvumo aukštyje) erdvinius pluošto matmenis ties bandinio įėjimu. Pasirinkta impulsų energija $\varepsilon \sim 2,5 \mu\text{J}$.

Deja, mūsų naudojama įprasta, silicio pagrindu veikianti, duomenų registravimo sistema (10 bitų CCD kamera su Spiricon kompiuterio sąsaja) nėra jautri mus dominantiems infraraudoniems bangos ilgiams virš 1100 nm. Kad užregistruoti šiuos bangų ilgius, iš bandinio išeinančios spinduliuotės dažnis buvo padvigubinamas ploname (20 μm storio) I-tipo fazinio sinchronizmo BBO kristale, kuris buvo pastatytas iškart už bandinio išėjimo. Itin trumpas netiesinio kristalo ilgis užtikrino fazinio sinchronizmo sąlygas plataus diapazono dažnių keitimui bei didelę kampinę toleranciją tiesiniame antrosios harmonikos generacijos režime. Dvigubo dažnio spinduliuotė buvo

analizuojama, naudojant atvaizduojančio spektrometro metodą, kuris leido užfiksuoti pavienių šūvių (θ, λ) spektrus [85, 70]. Tuo tikslu buvo naudojamas didelės apertūros achromatinis $f = +50$ mm lęšis, už kurio buvo pastatytas atvaizduojantis spektrometras (EG&G, Princeton Applied Research, su 600 linijų/mm gardele) taip, kad įėjimo plyšys atsidurtų lęšio Furjė plokštumoje. (θ, λ) skirstinys spektrometro išėjime buvo registruojamas CCD kamera.

Atlikome (θ, λ) spektrų matavimus paleisdami impulsus, kurių nešantysis bangos ilgis buvo 1400 nm, 1500 nm, 1600 nm bei 1700 nm. Paveikslėliuose (žr. 29 pav.) viršuje pavaizduoti užregistruoti 1500 nm ir 1700 nm pradinių impulsų kampiniai spektrai (pašalinus bandinį), bei apačioje – fokusavimąsi patyrusių impulsų kampiniai spektrai. Kaip matosi iš apatinių paveikslėlių, susiformavus šviesos gijai bandinyje, generuojamo kontinuumo spektras yra sudarytas iš elipsinių intensyvumo minimumų ir maksimumų. Panašios spektrų savybės stebimos esant ir kitiems pradinių impulsų bangų ilgiams. Atsižvelgiant į tai, kad tiksliai registruoti spektrus reikėjo didelės spektrinės skiriamosios gebos, galutinius 300 nm pločio spektrus sudėliojome iš penkių spektrinių atkarpų, užregistruotų skirtingais lazerio šūviais. Stebimos apvalios, artimos elipsinėms struktūros stipriai atskiria kampinę dispersiją anomalios dispersijos terpėje nuo jau gerai žinomos X formos kampinės dispersijos normalios dispersijos terpėje. Tai patvirtina kūginės emisijos reiškinių bendrumą, kur medžiagoje su anomalia dispersija didėjant dažnio išderinimui, mažėja kūginės spinduliuotės kampas.



29 pav. Kampiniai spektrai logaritminėje intensyvumo skalėje: viršuje pradinių impulsų, kurių centriniai bangos ilgiai 1500 nm ir 1700 nm; apačioje – juos atitinkančių susiformavusių šviesos gijų kvarco bandinio išėjime.

Panašiai kaip ir X formos spektrai [92, 94], O formos spektrai gali taip pat būti interpretuojami kaip erdvėlaikinio nestabilumo Kero netiesinėje dinamikoje pasekmė. Erdvėlaikinis nestabilumas geriausiai suvokiamas, kaip erdvėlaikiniai trikdžiai pastovios amplitudės $E_0 = \sqrt{I} \exp(i\beta z)$ bangai, turinčiai intensyvumą I , netiesinį bangos vektoriaus poslinkį $\beta = k_0 n_2 I / n_0$ bei tenkinančiai kubinę netiesinę Šredingerio lygtį:

$$\partial_z E = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp} E - \frac{ik_0''}{2} \partial_t^2 E + i \frac{k_0 n_2}{n_0} |E|^2 E \quad (32)$$

Ši netiesinė Šredingerio lygtis yra standartinė modeliavimo lygtis aprašyti optinio bangų paketo $\bar{E} = E(x, y, z, t) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t)$ sklidimą, kurio nešantysis dažnis ω_0 ir sklidimo konstanta k_0 , terpėje su tiesiniu ir netiesiniu lūžio rodikliais n_0 ir n_2 bei grupinių greičių dispersija k_0'' . Lygtyje (32) narys su $\partial_t^2 E$ aprašo antros eilės medžiagos dispersiją, o narys su $\Delta_{\perp} E \equiv \partial_x^2 E + \partial_y^2 E$ aprašo difrakciją. Tiesinė (ištiesinta) nestabilumų analizė parodė, kad

periodiniai laikinio dažnio poslinkio Ω (nuo ω_0) ir skersinio bangos vektoriaus (k_x, k_y) trukdžiai ant impulso gaubtinės E_0 yra nestabilūs ir yra didžiausi kai [8]

$$K_{\perp}(\Omega) = \sqrt{k_0 k_0'' \Omega^2 + 2k_0 \beta}, \quad (33)$$

kur $K_{\perp} \equiv \sqrt{(k_x^2 + k_y^2)}$. Lygtis (33) aprašo sukimosi hiperboloidą tuo atveju, kai medžiagos dispersija yra normali ($k_0'' > 0$). Tokia geometrija, kai didėjant dažniam išderinimui Ω , didėja spinduliuotės kampas $\theta \approx K_{\perp} / k_0$, esant didesniems dažnio išderinimams pereina į tiesinį kampo didėjimo šlaitą $\sqrt{k_0'' / k_0}$, kas buvo parodyta ir eksperimentiškai [92]. Anomalios dispersijos ($k_0'' < 0$) atveju lygtis (33) aprašo sukimosi elipsoidą, kuris centruotas ties $\Omega = 0$, kas atitinka mažėjančius spinduliuotės kampus, didėjant dažnio išderinimui [100].

Trumpa skyriaus rezultatų santrauka.

Eksperimentiškai parodėme, kad bangų paketo tolimojo lauko kampinių spektrinių skirstinių forma anomalios grupinių greičių dispersijos atveju kiekybiškai skiriasi nuo gaunamų normalios grupinių greičių dispersijos atveju.

Šie rezultatai rodo, kad, esant difrakcijai bei anomaliai dispersijai, keturbangis dažnių maišymas veikia kaip mechanizmas, kuris verčia kaupinimo impulsą persitvarkyti į darinį su erdvėlaikine sukimosi hiperboloido simetrija. Tai reiškia, kad dispersija ir difrakcija, kurios vaidina tą patį vaidmenį anomalios dispersijos terpėje (tas pats ženklas lygtyje (32) be to turi identišką galią, t.y. skersiniai bangų vektoriai K_{\perp} bei dažnio nuokrypiai kinta pagal $\sqrt{k_0 |k_0''|}$, kaip ir lygties (33) erdvėlaikiniame spektre.

5 Femtosekundinių šviesos impulsų poveikis medžiagai

5.1 Itin trumpų šviesos impulsų poveikio medžiagai prigimtis

Struktūrinė terpės modifikacija ar lūžio rodiklio pokytis, sukeltas fokusuojant ultratrumpą lazerio šviesos impulsą skaidriame dielektrike, yra modernios technologijos pagrindas tūrinėse optinėse terpėse formuojant optinius elementus, tokius kaip bangolaidžiai [101], gardelės [102] bei trijų dimensijų optinės laikmenos [103], taip pat biomediciniuose taikymuose, kaip refrakcinė chirurgija [104]. Itin intensyvaus šviesos impulso optinis laukas netiesinio židinio srityje paprastai formuoja elektronų ir skylių poras. Esant stipraus fokusavimo konfigūracijai, elektronų tankis savo ruožtu yra dar labiau padidinamas dėl atvirkštinės stabdomosios spinduliuotės, lengvai pasiekia 10^{20} cm^{-3} ir sukelia stiprią sugertį [105, 106]. Jonizacija gali sukelti medžiagos struktūrinius pokyčius, kurie gali būti tiek trumpalaikiai, tiek ir ilgalaikiai. Egzistuoja keli intensyvios spinduliuotės skaidrioje terpėje sukeliamų struktūrinių pokyčių mechanizmai.

Spalviniai centrai

Spalvinių centrų kietoje terpėje sukūrimas yra siejamas su taškinio elektroninio defekto atsiradimu gardelėje. Spalviniai centrai sąlygoja sugerties padidėjimą tam tikriems bangos ilgiams bei lūžio rodiklio pokytį. Šis struktūrinio pokyčio mechanizmas labiausiai būdingas priemaišiniams kristalams bei stiklams. Spalvinių centrų atsiradimas gali būti įvardijamas kaip trumpalaikis reiškinys, nes dažniausiai laikui bėgant jie išnyksta, o procesą galima pagreitinti pakaitinus medžiagą iki tam tikros temperatūros.

Lokalinis tankio pokytis

Intensyviam šviesos impulsui sklindant skaidria terpe bei patiriant saviveiką, dėl išaugusio laisvų elektronų plazmos tankio itin padidėja sugertis. Esant pakankamai dideliame impulsų pasikartojimo dažniui (pvz. >200 kHz kvarcinės kilmės stikluose) dėl sugerties atsiradusi šiluma nespėja išsisklaidyti bei pradeda kauptis. Tokiu būdu gali įvykti lokalinis medžiagos išlydymas, kuris sąlygoja įtempimų gardelėje atsiradimą – aplink netiesinį šviesos pluošto židinį formuojasi didesnio ir mažesnio medžiagos tankio zonos. Lokalinio tankio pokyčio profilis labai priklauso nuo medžiagos bei priemaišų joje. Šis lokalinio lūžio rodiklio keitimo mechanizmas taikomas modernioje technologijoje, užrašant bangolaidžius skaidrioje terpėje.

Esant kolimuotiems pluoštams ar mažoms skaitmeninėms apertūroms, elektronų ir skylių plazmos tankis gali būti ribotas iki 10^{18} cm^{-3} (jei žadinama $\lambda = 800 \text{ nm}$ bangos ilgiu), kas lemia silpną sugertį. Tokiu būdu sudaromos sąlygos lazerio pluošto gijos formavimuisi. Optiškai pažeistų medžiagų tyrinėjimas leidžia netiesiogiai įvertinti elektronų plazmos tankį, tačiau tiesioginis jo matavimas neardančios šviesos gijos režime yra sudėtinga užduotis [32]. Dėl mažo plazmos kanalo skerspjūvio ($\sim 2\text{-}5 \mu\text{m}$) ir atitinkamai mažo sukkelto fazės poslinkio ($\pm 0,01 \text{ rad}$) yra sunku atlikti interferometrinius ar kitokius optinius matavimus su erdvės bei laiko skyra. Mokslinėje literatūroje pateikti ankstesni matavimai [105, 107, 108, 109] apytikriai įvertino plazmos tankius skysčiuose bei kietuose kūnuose, pasitelkiant elektrinio laidumo matavimu, poliarografija, interferometrija, holografija su laikine skyra, ar sugerties šešėlinį metodą [110], tačiau tik esant aštraus fokusavimo sąlygoms. Visais paminėtais atvejais zonduojantys lazerio impulsai buvo tokios pat trukmės, kaip ir impulsai žadinantys giją, todėl plazmos formavimosi dinamika negalėjo būti atskleista. Fundamentiniu požiūriu, didesnė laikinė skyra būtų reikalinga norint įvertinti plazmos vaidmenį pluoštui transformuojantis į šviesos giją, kuris gali būti mažiau reikšmingas kondensuotoje terpėje negu

dujose, kaip užsimenama naujausioje šio reiškinio interpretacijoje, paremtoje X bangos formavimusi [42, 78].

Šioje darbo dalyje nagrinėjama lūžio rodiklio pokyčio variacija, sukelta šviesos ir plazmos gijos vandenyje.

5.2 Mažo tankio elektronų plazmos detekcijos metodai

Daugelis fizikos sričių susiduria su problema, siekiant tiksliai charakterizuoti mažo tankio ($n_e < 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) bei mažų matmenų ($d \approx 20 \mu\text{m}$) plazmas, tokias kaip lazerio spinduliuotės sukurti plazmos kanalai dielektrikuose [125], ar plazmą atsirandančią esant didelio intensyvumo lazerinės spinduliuotės ir kieto kūno ardančiai sąveikai [111].

Yra sukurta nemažai metodų mažo tankio plazmai detektuoti ir charakterizuoti. Aptarsime dažniausiai literatūroje sutinkamus metodus.

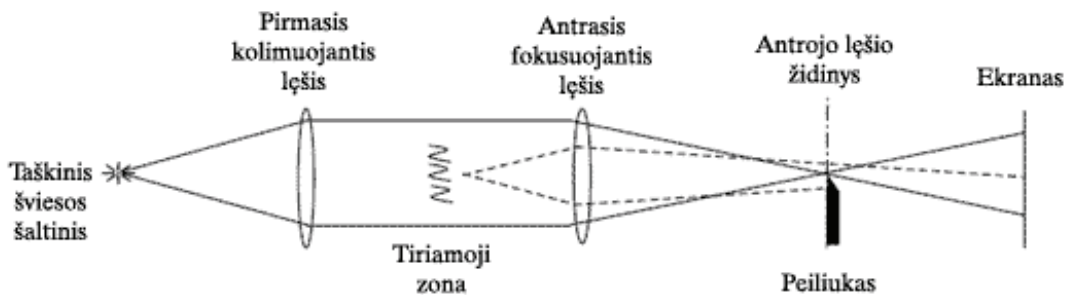
Langmuir zondas

Langmuir zondas - metalinis elektrodas, kuris yra įvedamas į plazmą [112]. Jis gali būti įvairios formos: plokštelės, cilindrinis, sferinis. Paprastai Langmuir zondas yra mažo diametro izoliuota viela su nedideliu atviru galu, kuris atrenka iš plazmos elektronus arba jonus, priklausomai nuo to koks zondo potencialas plazmos atžvilgiu. Zondas yra jungiamas prie maitinimo šaltinio, miliamperometro arba oscilografo. Šaltinis palaiko teigiamas arba neigiamas įtampas plazmos atžvilgiu, o srovė tekanti į zondą pateikia informaciją apie plazmos parametrus.

Langmuir zondo metodas labiau tinka didesnio tūrio plazmoms dujose tirti. Mažo tankio elektronų plazmos gijų tyrimui vandenyje šis metodas sunkiai pritaikomas dėl vandenyje natūraliai egzistuojančių jonų, kurie stipriai sumažina metodo jautrumą. Be to Langmuir zondas nesuteikia informacijos apie elektronų plazmos pasiskirstymą erdvėje bei yra per daug lėtas plazmos ankstyvajam vystymuisi tirti.

Schlieren metodas

Paprasciausio Schlieren metodo [113] schemą vaizduoja pav. 30. Taškinio šviesos šaltinio spinduliuotės pluoštas pluoštas kolimuojamas pirmuoju lęšiu. Lygiagretūs šviesos spinduliai pereina per tiriamąją zoną ir antruoju lęšiu sufokusuojami į taškinio šaltinio atvaizdą. Iš čia šviesos pluoštas toliau sklinda iki ekrano, kur formuojasi tikrasis invertuotasis tiriamosios zonos atvaizdas. Norint vizualizuoti lūžio rodiklio variacijas tiriamojoje zonoje reikia antrojo lęšio židinio plokštumoje pastatyti peiliuką. Tiriamojoje zonoje lūžę šviesos spinduliai nebepataiko į antrojo lęšio židinį. Į viršų nukrypęs spindulys paryškina tašką ekrane, tačiau žemyn nukrypęs spindulys atsimuša į peiliuko ašmenis. Vieno tiriamojo objekto taško sąlygojamas fazės pokytis, lemia vertikalų spindulio gradientą $\partial n / \partial y$, kuris transformuojamas į amplitudės variaciją ekrane.



30 pav. Paprasciausio Schlieren metodo schema su taškiniu šviesos šaltiniu

Schlieren metodo galimybes galima išplėsti įvedus keleta patobulinimų. Pavyzdžiui Moiré deflektometrijos metode [114] vietoj peiliuko naudojamos specialios gardelės šviesos pluošto analizei. Šis patobulintas metodas leidžia kiekybiškai įvertinti skersinį lūžio rodiklio gradientą.

Fluorescencinės spinduliuotės matavimas

Intensyvaus šviesos impulso sąveikos su medžiaga metu susidariusi laisvųjų elektronų plazma sukelia medžiagos plačiaspektrę fluorescenciją [115]. Matuojant spinduliuotės iš jonizuotos zonos spektrą bei dinamiką galima

įvertinti laisvųjų elektronų tankį. Tačiau fluorescencijos spektrai varijuoja priklausomai nuo terpės bei lazerinės spinduliuotės parametrų. Todėl šis metodas labiau tinkamas medžiagos cheminei sudėčiai nustatyti.

Sonografija

Fotojonizacijos metu išlaisvintieji elektronai įgauna didelę kinetinę energiją. Plazmos rekombinacijos proceso metu ši energija perduodama didesnėms aplinkos dalelėms, kurios formuoja akustinę bangą. Tokios bangos intensyvumą, ypač dujose, galima nesunkiai išmatuoti priartinus mikrofoną prie plazmos kanalo. Slenkant mikrofoną išilgai plazmos gijos, galima įvertinti laisvųjų elektronų tankio pasiskirstymą bei energiją [116].

Elektromagnetinio impulso registravimas

Vienas iš plazmos generacijos šviesos gijoje padarinių yra sub-THz elektromagnetinių bangų emisija [117]. Nors ši emisija yra gana trumpų bangų diapazone, tačiau galinti sukurti elektros srovę vielinėje antenoje, priartintoje prie pat šviesos gijos. Slenkant antena išilgai šviesos gijos, matuojamas elektromagnetinio impulso profilis. Kadangi sub-THz spinduliuotės stiprumas yra proporcingas laisvųjų elektronų tankiui šviesos gijoje, elektromagnetinio impulso registravimas suteikia galimybę matuoti plazmos tankį išilgai gijos. Nors metodas techniškai yra gana paprastas, tačiau jo skiriamoji geba dėl naudojamos antenos matmenų nėra didelė. Taip pat elektromagnetinio impulso registravimas negali būti taikomas plazmos kanalams kietakūnėje terpėje tirti, todėl kad antena negali būti pristumta labai arti šviesos gijos.

Optinė interferometrija

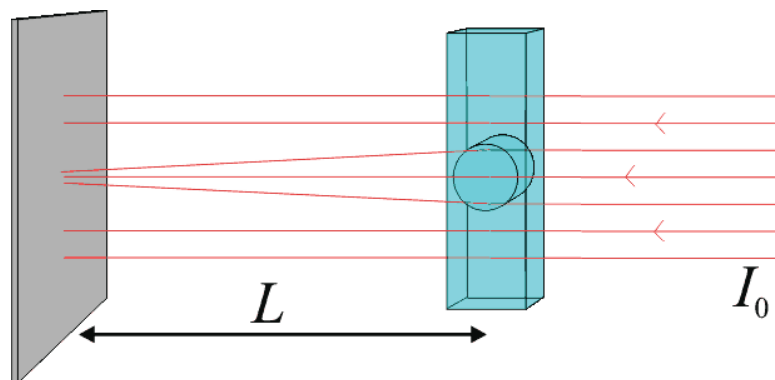
Optinė interferometrija yra labiausiai paplitęs metodas charakterizuojant mažo tankio plazmas skaidrioje terpėje [118]. Lazerinės interferometrijos schemoje zonduojantis lazerio šviesos pluoštas yra padalinamas į du, o vėliau suvedamas ant ekrano, leidžiant susidaryti interferencijos juostoms. Tiriamosios plazmos kanalas patalpinamas vienoje interferometro atšakoje,

taip, kad šviesos pluoštas kirstų jį. Interferometrinis metodas remiasi faktu, kad plazmos lūžio rodiklis kinta proporcingai laisvųjų elektronų tankiui plazmoje. Lūžio rodiklio pokytis sąlygoja šviesos pluošto fazės poslinkį, kuris gali būti nustatomas iš interferencijos juostų amplitudės skirstinio, kuris gaunamas suvedus zonduojantį bei atraminį pluoštus.

Optinės interferometrijos metodas su laikine skyra, naudojant žymiai trumpesnį zonduojantį impulsą leidžia tirti plazmos vystymąsi laike [119]. Tokiu atveju laikinė skiriamoji geba priklauso nuo zonduojančiojo impulso trukmės.

5.3 Kiekybinis šešėlinis metodas

Remiantis geometrine optika, šviesos spinduliai, priklausantys kolimuotam vienalyčiam I_0 intensyvumo pluoštui, vienalytėje terpėje sklinda lygiagrečiai vienas kitam išilgine kryptimi z [120]. Spinduliai, kurie pataiko į skaidrų, optiškai ploną objektą, yra laužiami jo lūžio rodiklio skersinių gradientų, ir todėl stebėjimo plokštumoje (ant ekrano) atstumu L nuo objekto gaunamas skersinio intensyvumo skirstinys $I(x, y)$ (šešėlinė nuotrauka) (žr. 31 pav.).



31 pav. Šešėlinės metodikos principas. Lygiagretūs spinduliai praėję pro skaidrų objektą su netolygiu lūžio rodikliu ant ekrano formuoja skirtingo intensyvumo skirstinio vaizdą.

Jei darysim prielaidą, kad difrakcija yra nereikšminga, lūžio kampas yra mažas, o bandinio storis yra mažas $\Delta z \ll L$, tada galima bandinio optinio kelio skersinį kitimą susieti su šešėline nuotrauka:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \int_0^{\Delta z} n(x, y, z) dz = -\frac{1}{L} \frac{I(x, y) - I_0}{I_0}, \quad (34)$$

kur $n(x, y, z)$ yra fazinio objekto lūžio rodiklio skirstinys. Šioje lygtyje galima nesunkiai atpažinti Puasono (Poisson) lygtį: nežinomasis yra objekto optinis kelias, tuo tarpu šaltinį aprašantis narys yra proporcingas šešėlinės nuotraukos normuotam intensyvumo kitimui, atsižvelgiant į krintančios plokščios bangos intensyvumą. Jei objektas turi radialinę ar cilindrinę lūžio rodiklio skirstinio simetriją, kaip, pavyzdžiui, šviesos gija, tai tokio objekto projekcija, t.y. mūsų gaunamos šešėlinės nuotraukos intensyvumo skirstinys bus susietas su objekto lūžio rodiklio skirstiniu per Abelio transformaciją [121]:

$$S(y) = 2 \int_y^R n(r) (r^2 - y^2)^{-1/2} r dr, \quad (35)$$

kur $S(y)$ atitiks projekcijos skirstinį, o $n(r)$ – ieškomo objekto lūžio rodiklio skirstinį.

Taigi, galima pritaikyti Abelio inversijos transformaciją, kad atstatyti trijų matmenų lūžio rodiklio skirstinį $n(r)$ iš optinio kelio duomenų [122]:

$$n(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dS(y)}{dy} (y^2 - r^2)^{-1/2} dy. \quad (36)$$

Abelio transformacijos plačiai taikomos žemės atmosferos lūžio rodiklio profilio nustatymui, nagrinėjant GPS (radijo lokacijos) palydovų siunčiamų radijo bangų užlinkimą atmosferoje [123]. Teoriškai šešėlinio metodo tikslumą riboja sklidimo laisvoje erdvėje difrakcijos poveikis, kurį galima minimizuoti

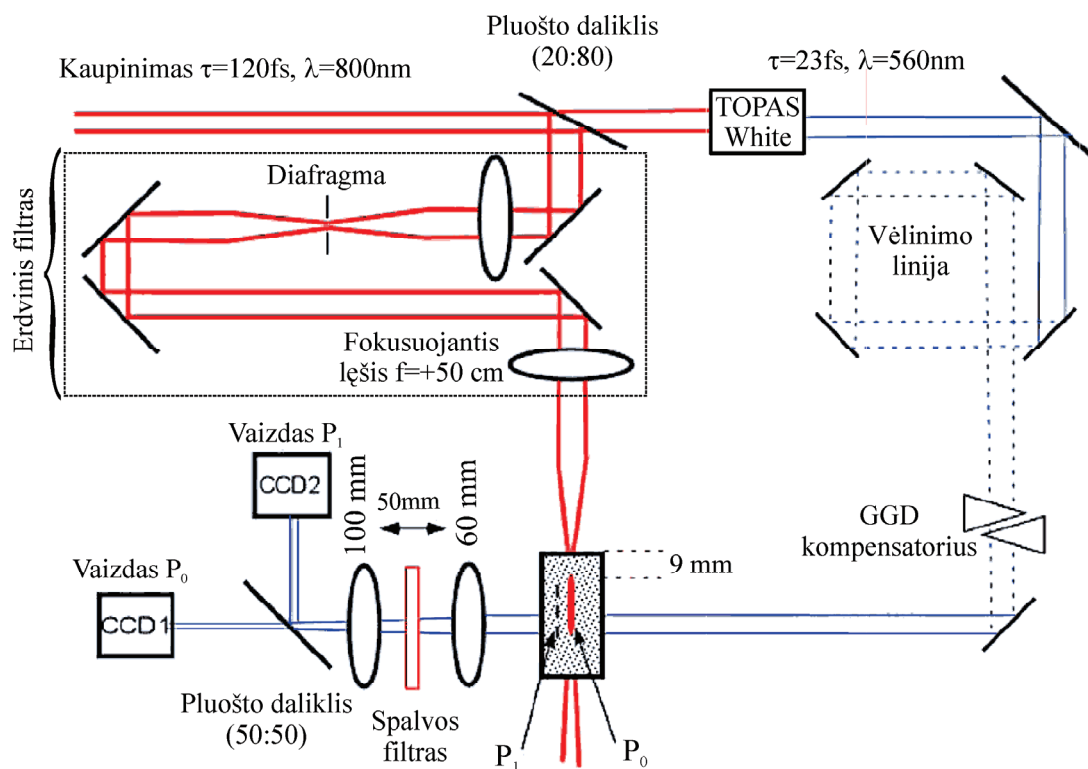
paimant pakankamai mažą L arba zonduojant objektą trumpesnio bangos ilgio šviesa.

5.4 Šviesos bei plazmos gijų vandenyje lūžio rodiklio ir sugerties didelės laikinės skyros tomografija

Pasitelkiant kiekybinį šešėlinį metodą, atlikome šviesos ir plazmos gijos, 120 fs lazerio impulsų generuojamos vandenyje, sukulto lūžio rodiklio kitimo bei trumpalaikės sugerties erdvėlaikinį charakterizavimą. 23 fs laikine skyra stebėtas plazmos kanalo formavimasis ir vystymasis arti netiesinio židinio.

Šioje darbo dalyje nagrinėjama lūžio rodiklio pokyčio variacija, sukelta šviesos ir plazmos gijos vandenyje. Tyrimas atliktas su beprecedente skyra ir erdvėje (1,5 μm), ir laike (23 fs). Mūsų žiniomis, pirmą kartą buvo atskleista sudėtinga lūžio rodiklio kitimo struktūra vieno kaupinančiojo femtosekundinio impulso trukmės periode. Taip pat pateikiame originalią plazmos gijos ilgalaikių savybių interpretaciją.

Matavimai atlikti pasitelkiant laikinės skyros kiekybinį šešėlinį metodą, jautrų lūžio rodiklio gradientams [124], kuris neseniai buvo panaudotas lazerio sukeltos plazmos ore elektronų tankio skirstiniui didele skyra nustatyti [120]. Ši metodika yra nepaprastai jautri aptinkant mažų matmenų lūžio rodiklio pokyčius, sukeltus optinio Kero efekto ir plazmos ($\Delta n \approx 10^{-4} - 10^{-3}$), darant prielaidą, kad objektas yra pakankamai mažas, tačiau difrakcijos efektai tebėra nereikšmingi [124]. Eksperimentas atliktas su Ti:safyro lazerine sistema (Spitfire, Spectra Physics), generuojančia $\lambda=800$ nm, 120 fs trukmės impulsus 1 kHz dažniu. Eksperimento schema parodyta 32 pav.

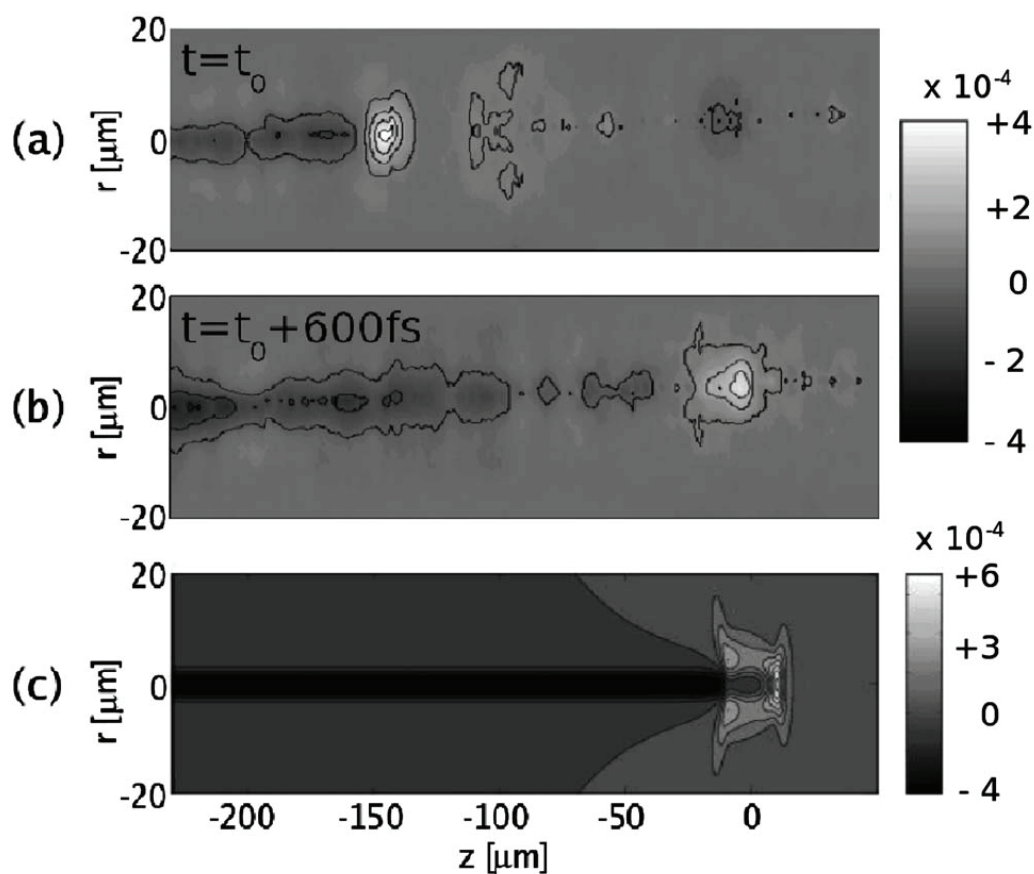


32 pav. Eksperimento schema.

Erdviškai filtruotas lazerio pluoštas buvo silpnai fokusuojamas (pluošto sąsmaukos diametras pusės intensyvumo aukštyje $d=109 \mu\text{m}$) ant priekinio 20 mm ilgio kvarcinės kiuvetės langelio, kuri buvo pripildyta dejonizuotu vandeniu, kuriame buvo generuojama kelių milimetrų ilgio šviesos gija. Esant impulso energijai $4 \pm 0,25 \mu\text{J}$, netiesinio fokusavimo židinyje atsirado ties $\sim 9,1 \text{ mm}$ nuo kiuvetės įėjimo lango. Šviesos gijos sukelti lūžio rodiklio pasikeitimai buvo skersai zonuojami naudojant $\lambda=560 \text{ nm}$, 23 fs trukmės, erdviškai filtruotus impulsus iš nekolinarus optinio parametrinio stiprintuvo (TOPAS White, Light Conversion), kaupinamo lazerio antros harmonikos impulsais. Naudojant motorizuotą vėlinimo liniją zonuojantys impulsai buvo vėlinami, paskui įvedama neigiama grupinių greičių dispersija, kad kompensuoti kiuvetės langelio ir vandens įnešamą dispersiją, kol impulsas pasiekia plazmos kanalą (2,5 mm).

Šešėlinėms nuotraukoms užrašyti naudojome didelės erdvinės skyros atvaizdavimo schemą, paremtą dviem 10 bitų CCD kameromis bei dviem lygiagrečiomis atvaizduojamomis plokštumomis (P_0 ir P_1), esančiomis vandens

kiuvetės viduje (žr. 32 pav.). Plokštumoje P_0 yra gija, tuo tarpu plokštuma P_1 yra $\sim 100 \mu\text{m}$ atstumu nuo P_0 . Abi kameros buvo elektroniškai sinchronizuotos su lazerio impulsais ir galėjo užfiksuoti vieno šūvio gijos vaizdus. Dviejų kamerų panaudojimas leidžia išvengti sisteminių klaidų, galinčių atsirasti dėl bandinio sugerties bei zonduojančio impulso energijos fluktuacijų. Nedidelis skirtumas tarp abiejų kanalų didinimo ($<1\%$) yra nereikšmingas. Eksperimentiškai nustatyta optinės sistemos skiriamoji geba buvo $\approx 1,5 \mu\text{m}$. Lūžio rodiklio tomogramos galiausiai gaunamos darant fazinės informacijos, gautos iš šešėlinių nuotraukų, Abelio inversiją [120].



33 pav. (a) ir (b) gijos lūžio rodiklio skirstiniai, gauti esant skirtingiems vėlinimams, parodantys plazmos kanalo formavimąsi. Horizontali koordinatė: sklidimo ašis, nuo 9,41 mm (kairėje) iki 9,68 mm (dešinėje) atstumu už įėjimo langelio. (c) Lūžio rodiklio skirstinys, gautas atliekant eksperimento skaitmeninį modeliavimą.

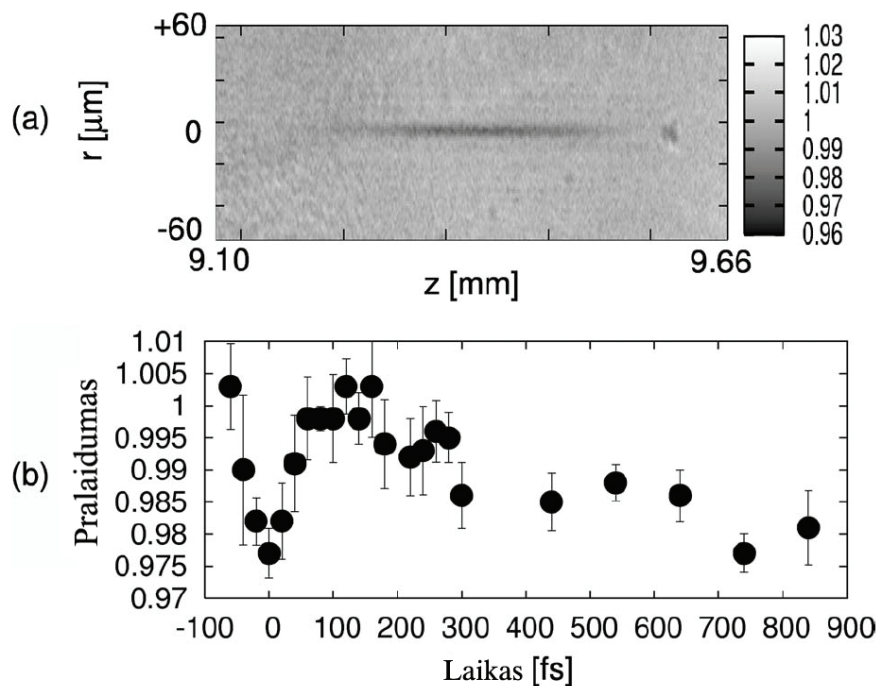
Paveikslėliuose 33 (a) ir (b) pavaizduoti tipiški vieno šūvio matavimai - keli šimtai mikrometrų gijos kanalo iškart už netiesinio židinio. Gijos „galvą“

žymi smailė (išmatavimai pusės intensyvumo aukštyje $5 \mu\text{m} \times 40 \text{ fs}$) su teigiamu lūžio rodiklio pokyčiu (maksimali vertė $\Delta n \approx +3,0 \times 10^{-4}$). Paskui „galvą“ seka siauras kanalas (vidutinis skerspjūvio diametras $5,5 \pm 1,5 \mu\text{m}$), kurio lūžio rodiklis $\Delta n \approx (-1,2 \pm 0,2) \times 10^{-4}$. Teigiamą lūžio rodiklio pokytį priskiriame optiniam Kero efektui, tuo tarpu neigiama lūžio rodiklio pokyčio sritis yra aiškus elektronų plazmos egzistavimo įrodymas. Tarus, kad plazmos lūžio rodiklis tenkina Drude modelį, stebimi eksperimentiniai vaizdai atitiks maždaug $n_e \approx (2,1 \pm 0,4) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ elektronų tankį.

Keičiant zonduojančio impulso vėlinimą išmatuotas lūžio rodiklio maksimumo slinkimo greitis $0,2235 \pm 0,0005 \mu\text{m/fs}$ arba $(0,7455 \pm 0,0016)c$, kas gerai atitinka šviesos grupinį greitį vandenyje.

Eksperimentinius duomenis palyginome su skaitmeniniu modeliavimu. Lazerinio impulso dinamika buvo modeliuojama pasitelkiant netiesinę sklaidimo lygtį (30) impulso gaubtinei, kuri įskaičiuoja difrakciją ir dispersiją, Kero netiesiškumą ($n_2 = 1,6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$), savaiminį statėjimą, daugiafotonę sugertį ($K = 5$ eilės, skerspjūvis $\beta_K = 8,3 \times 10^{-50} \text{ cm}^7/\text{W}$) bei plazmos generaciją per daugiafotonę sugertį ir atvirkštinę stabdomąją spinduliuotę (susidūrimų trukmė $\tau_c = 3 \text{ fs}$) [125]. Paveikslėlyje 33(c) parodytas lūžio rodiklio skirstinys, gautas naudojant kompiuterinį modeliavimą bei parenkant pradines sąlygas tokias pat kaip eksperimente. Modelyje naudojamas parametrų rinkinys leido atkurti gijos ypatumus, matomus 33 pav., su labai geru kiekybiniu atitikimu (netiesinis židinis, ilgis, diametras). Apskaičiuotas maksimalus elektronų tankis buvo $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Taigi matavimo metodika tikrai suteikia patikimą informaciją apie kondensuotoje terpėje sugeneruotos silpnos plazmos tankį.

Neapdorotų šešėlinių nuotraukų, gautų plokštumoje P_0 , tyrinėjimas suteikia naudingos informacijos apie zonduojančio impulso sugertį gijoje (34 pav. (a)).



34 pav. Gijos sugerties ties 560 nm matavimai. Rezultatai pateikti kaip funkcija: (a) nuo padėties, esant fiksuotam vėlinimui bei (b) nuo laiko ties $z = 9,52$ mm.

Galime aiškiai išskirti tris ypatumus: (i) stipriai sugeriantis lokalizuotas priekinis frontas (atitinkantis teigiamo lūžio rodiklio pokyčio maksimumą), po kurio seka (ii) zona, beveik neturinti sugerties, bei (iii) „uodega“ su lėtai kintančia sugertimi (iki 3%). Paveiklėlyje 34(b) pavaizduotas šviesos gijos pralaidumas kaip funkcija nuo laiko ties duotuoju atstumu nuo įėjimo lango ($z = 9,52$ mm). Mažą gijos „galvos“ pralaidumą galime interpretuoti kaip pasekmę vienu metu vykstančių sugerčių: vienfotonės zonduojančio pluošto ($\lambda_1 = 560$ nm) ir trifotonės kaupinančiojo pluošto ($\lambda_0 = 800$ nm). Ir iš tikrųjų, šis daugiafotonės sugerties elektroninis šuolis jau yra virš vandens netiesioginės jonizacijos juostos ($E_{juost} = 6,5$ eV) [126].

Nagrinėjant plazmos kanalą impulso kilvaterijoje, pažymėtina, kad mūsų stebėjimai negali būti paaiškinti remiantis tik atvirkštinės stabdomosios spinduliuotės mechanizmu, kaip dažnai manoma. Iš esmės, esant tokiam išmatuotam plazmos tankiui bei darant prielaidą, kad elektronų susidūrimų trukmė 3 fs [125], atvirkštinė stabdomoji spinduliuotė sąlygotų ne didesnę kaip 0,2% sugertį. Juo labiau, kad toks procesas nepaaiškina ilgo sugerties vystymosi laiko ($\approx 0,5 - 0,7$ ps) bei labai lėto jos slopimo (sugertis gijos

uodegoje tesėsi net esant vėlinimams iki 90 ps po optinio impulso pralėkimo). Kaip galimą paaiškiniamą siūlome laikyti laikinos sugerties vaidmenį, sukeltą „ištirpusiu“ elektronų [126, 127]. Dėl aukšto vandens poliariškumo didelė, dėl daugiafotonės sugerties atsiradusių, elektronų dalis (iki 20% - 30%) turėtų „išsirpti“, t.y. įstrigti narveliuose iš vandens molekulių, suorientuotų taip, kad ekranuotų laisvo elektrono krūvį. Tokios būsenos turi ilga gyvavimo trukmę ($t_{slopimo} > 500$ ps) ir charakterizuojamos optiniu rezonansu, centruotu ties $\lambda = 720$ nm (spektro plotis $\Delta\lambda = 330$ nm), kuris susiformuoja per maždaug 1 – 2 ps nuo jonizacijos momento [126] ir sąlygoja absorbcijos dinamiką, kuri tenkina mūsų stebėjimus.

Trumpa skyriaus rezultatų santrauka.

Parodėme, kad kiekybinis šešėlinis metodas yra galingas įrankis šviesos ir plazmos gijų kondensuotoje terpėje refraktometrijai su laikine skyra. Ši metodika pirmą kartą įgalino užregistruoti momentines femtosekundinio impulso sklidimo vandenyje nuotraukas bei ištirti plazmos kanalo formavimosi dinamiką su didele laikine (23 fs) bei erdvine (1,5 μm) skyra. Iš išmatuoto lūžio rodiklio pokyčio gauta naudinga kiekybinė informacija kaip plazmos kanalo diametras (5,5 μm) bei elektronų tankis ($n_e = 2,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Eksperimentiniai rezultatai palyginti su skaitmeniniu modeliavimu.

Taip pat, sugerties matavimai su erdvine bei laikine skyra liudija apie trumpalaikių spalvinių centrų formavimąsi, t.y. išlaisvintų elektronų įstrigimą tarp vandens molekulių, kas suteikia naudingų žinių apie cheminius pokyčius, atsiradusius femtosekundiniam lazerio impulsui sklindant vandeniui.

6 Išvados

1. Taikant didelės laikinės (20 fs) ir erdvinės (1 μm) skyros lazerinės tomografijos metodiką, parodyta, kad pradinio Gauso formos bangų paketo energija saviveikos Kero terpėje metu persiskirsto taip, kad erdvėlaikyje jis įgauna sudėtingą X tipo intensyvumo skirstinį. Ši transformacija yra universali, ir ją nulemia laikinis ir erdvinis spektro plitimas (dėl fokusavimo ir fazės moduliavimo), kūginė spinduliuotė (dėl keturbangio maišymosi) bei nuostoliai dėl daugiafotonės sugerties.
2. Naudojant atvaizduojančio spektrometro metodiką, parodyta, kad normalios grupinių greičių dispersijos terpėje bangų paketo tolimojo lauko kampinis spektrinis skirstinys yra X formos, o anomalios grupinių greičių dispersijos terpės atveju – O formos. Abiem atvejais stebima bangų paketo lokalizacija, tačiau kiekybinius kampinių spektrinių skirstinių skirtumus nulemia keturbangio dažnių maišymo fazinio sinchronizmo sąlygos.
3. Naudojant didelės laikinės (23 fs) ir erdvinės (1,5 μm) skyros kiekybinį šešėlinį metodą, pilnai charakterizuotas šviesos gijos inicijuotas laisvųjų elektronų plazmos kanalas vandenyje. Ištirta lūžio rodiklio dinamika išilgai šviesos gijos ir nustatyta, kad lokalus teigiamas lūžio rodiklio pokytis, susijęs su Kero efektu, siekė $+3,0 \times 10^{-4}$, tuo tarpu neigiamas lūžio rodiklio pokytis, susijęs su plazmos defokusavimu, siekė $-1,2 \times 10^{-4}$, kuris atitinka $2,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ laisvųjų elektronų tankį plazmos kanale. Gauti duomenys leistų prognozuoti ilgai gyvuojančių struktūrinių medžiagos pokyčių inicijavimą lazeriu ir būti pritaikyti įvairių mikrooptinių elementų formavimui plačios apertūros kristaluose.

7 Šaltinių sąrašas

1. R.Y.Chiao, E. Garmire, C.H.Townes, Self-trapping of optical beams, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964).
2. M. Hercher, Laser-induced damage in transparent media, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 563 (1964).
3. W. Koechner. Solid-state laser engineering, - Springer-Verlag, Berlin 1999.
4. A. Baltuska, T. Fuji, T. Kobayashi. Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control, *Opt. Lett.* **27**, 306 (2002).
5. F. Courvoisier, V. Boutou, J. Kasparian, E. Salmon, G. Méjean, J. Yu, J.-P. Wolf, Ultraintense light filaments transmitted through clouds, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 213 (2003).
6. 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, L. Wöste, White-Light Filaments for Atmospheric Analysis, *Science*, **301**, 61 (2003).
7. G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifiers, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1 (2003).
8. D. Faccio, A. Averchi, A. Couairon, M. Kolesik, J. V. Moloney, A. Dubietis, G. Tamosauskas, P. Polesana, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, Spatio-temporal reshaping and X Wave dynamics in optical filaments., *Opt. Express* **15**, 13077 (2007).
9. A. Zaïr, A. Guandalini, F. Schapper, M. Holler, J. Biegert, L. Gallmann, A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, and U. Keller, Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation, *Opt. Express* **15**, 5394 (2007).
10. S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, Femtosecond laser-guided electric discharge in air, *Phys. Rev. E*, **64**, 057401 (2001).
11. M. Châteauneuf, S. Payeur, J. Dubois, J.-C. Kieffer, Microwave guiding in air by a cylindrical filament array waveguide, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 091104 (2008).
12. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 235002 (2007).

-
13. D. Ashkenasi, H. Varel, A. Rosenfeld, S. Henz, J. Herrmann, E. E. B. Cambell, Application of self-focusing of ps laser pulses for three-dimensional microstructuring of transparent materials, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1442 (1998).
 14. K. Yamada, W. Watanabe, Y. Li, K. Itoh, and J. Nishii, Multilevel phase-type diffractive lenses in silica glass induced by filamentation of femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* **29**, 1846 (2004).
 15. W. Watanabe, T. Asano, K. Yamada, K. Itoh, and J. Nishii, Wavelength division with three-dimensional couplers fabricated by filamentation of femtosecond laser pulses, *Opt. Lett.* **28**, 2491 (2003).
 16. H. Altug, D. Englund, J. Vučković, Ultrafast photonic crystal nanocavity laser, *Nature Physics*, **2**, 484 (2006).
 17. T. Wilhelm, J. Piel, and E. Riedle, Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter, *Opt. Lett.* **22**, 1494 (1997).
 18. E. Garmire, R. Y. Chiao, C. H. Townes, Dynamics and characteristics of the self-trapping of intense light beams, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 347 (1966).
 19. G. D. Boyd, J. P. Gordon, Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers, *Bell Sys. Tech. J.*, **40**, 489 (1961).
 20. P. L. Kelley, Self-focusing of optical beams, *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 1005 (1965).
 21. G. Fibich and A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Opt. Lett.* **25**, 335 (2000).
 22. J. H. Marburger, Self-focusing: theory, *Prog. Quantum Electron.* **4**, 35 (1975).
 23. Chris B Schaffer, Andr e Brodeur and Eric Mazur, Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Meas. Sci. Technol.* **12**, 1784 (2001).
 24. A. L. Gaeta, Catastrophic collapse of ultrashort pulses, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3582-3585 (2000).
 25. D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, G. Mourou, Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3071 (1994).
 26. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics (Second Edition)*, Academic Press, San Diego, USA (2003).
 27. DeMartini, F. and Townes, C. H. and Gustafson, T. K. and Kelley, P. L, Self-Steepening of Light Pulses, *Phys. Rev.* **164**, 312 (1967).
 28. J. E. Rothenberg, Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses, *Opt. Lett.*, **17**, 1340 (1992)

-
29. P. Chernev, V. Petrov, Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion, *Opt. Lett.* **17**, 172 (1992).
 30. G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney, E. M. Wright, Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media, *Opt. Lett.* **19**, 789 (1994).
 31. A. A. Zozulya, S. A. Diddams, T. S. Clement, Investigations of nonlinear femtosecond pulse propagation with the inclusion of Raman, shock and third-order phase effects, *Phys. Rev. A* **58**, 3303 (1998).
 32. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2006).
 33. S. A. Diddams, H. K. Eaton, A. A. Zozulya, T. S. Clement, Amplitude and phase measurements of femtosecond pulsesplitting in nonlinear dispersive media, *Opt. Lett.* **23**, 379 (1998).
 34. 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**, 73 (1995).
 35. S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, A. S. Chirkin. *Optics of Femtosecond Laser Pulses*, - American Institute of Physics, New York 1992.
 36. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air, *Opt. Lett.* **22**, 304 (1997).
 37. H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, S. Bar-Ad, D. Ross, and J. S. Aitchison, Kerr Spatiotemporal Self-Focusing in a Planar Glass Waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 043902 (2001).
 38. Chen, Y. F., Beckwitt, K., Wise, F. W. and Malomed, B. A., Criteria for experimental observation of multi-dimensional optical solitons in saturable Kerr media, *Phys. Rev. E* **70**, 046610 (2004).
 39. A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas, P. Di Trapani, Light filaments without self channelling, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253903 (2004).
 40. M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air, *Opt. Lett.* **23**, 382 (1998).
 41. S. Polyakov, F. Yoshino, G. Stegeman, Interplay between self-focusing and high-order multiphoton absorption, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1891 (2001).
 42. M. Kolesik, E. Wright, and J. Moloney, Dynamic Nonlinear X Waves for Femtosecond Pulse Propagation in Water, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253901 (2004).
 43. 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).

-
44. H. Sönajalg, M. Rätsep, and P. Saari, Demonstration of the Bessel-X pulse propagating with strong lateral and longitudinal localization in a dispersive medium, *Opt. Lett.* **22**, 310 (1997)
 45. M. Porras, A. Parola, D. Faccio, A. Dubietis, P. Di Trapani, Nonlinear unbalanced Bessel beams: Stationary conical waves supported by nonlinear losses, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 153902 (2004).
 46. M. A. Porras, A. Parola, and P. Di Trapani, Nonlinear unbalanced O waves: nonsolitary, conical light bullets in nonlinear dissipative media, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1406 (2005).
 47. A. Dubietis, E. Kucinskas, G. Tamosauskas, E. Gaizauskas, M. A. Porras, and P. Di Trapani, Self-reconstruction of light filaments, *Opt. Lett.* **29**, 2893 (2004).
 48. E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air, *Opt. Lett.* **21**, 62 (1996).
 49. J. James. *Spectrograph Design Fundamentals*, - Cambridge University Press, Cambridge 2007.
 50. F. Träger. *Springer Handbook of Lasers and Optics*, - Springer Science + Business Media, New York 2007.
 51. C. Bernstein, J.-C. Diels, T. S. Luk, T. R. Nelson, A. McPherson, S. M. Cameron, Time-resolved measurements of self-focusing pulses in air, *Opt. Lett.* **28**, 2354 (2003).
 52. H. Kumagai, S.-H. Cho, K. Ishikawa, K. Midorikawa, M. Fujimoto, S. Aoshima, Y. Tsuchiya, Observation of the complex propagation of a femtosecond laser pulse in a dispersive transparent bulk material, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 597 (2003).
 53. L. Gallmann, G. Steinmeyer, D. H. Sutter, T. Rupp, C. Iaconis, I. A. Walmsley, and U. Keller, Spatially resolved amplitude and phase characterization of femtosecond optical pulses, *Opt. Lett.* **26**, 96 (2001).
 54. M.A.C. Potenza, S. Minardi, J. Trull, G. Blasi, D. Salerno, A. Varanavičius, A. Piskarskas, P. Di Trapani, Three dimensional imaging of short pulses, *Opt. Comm.* **229**, 381 (2004).
 55. G. Le Tolguenec, F. Devaux, E. Lantz, Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues: a new step toward noninvasive medical imaging, *Opt. Lett.* **24**, 1047 (1999).
 56. F. Bragheri, D. Faccio, A. Couairon, A. Matijosius, G. Tamošauskas, A. Varanavičius, V. Degiorgio, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, Conical-emission and shock-front dynamics in femtosecond laser-pulse filamentation, *Phys. Rev. A* **76**, 025801 (2007).
 57. D. N. Nikogosian, *Properties of Optical and Laser-Related Materials: A Handbook*, John Wiley & Sons (1998).

-
58. OpticsLand // <http://www.sciner.com/Opticsland/FS.htm>, 2009-04-05.
59. W. M. Irvine, J. B. Pollack, "Infrared optical properties of water and ice spheres," *Icarus*, **8**, 324 (1968).
60. G. A. Askarjan, Interaction of laser radiation with vibrating surfaces, *JETP* **42**, 1672 (1962).
61. A.L. Gaeta, Collapsing light really shines, *Science* **301**, 54 (2003).
62. G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, and R. Sauerbrey, Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization, *Appl. Phys. B* **79**, 379 (2004).
63. T. A. Pitts, T. S. Luk, J. K. Gruetzner, T. R. Nelson, A. McPherson, S. M. Cameron, and A. C. Bernstein, Propagation of self-focusing laser pulses in atmosphere: experiment versus numerical simulation, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 2008 (2004).
64. K. E. Strecker, G. B. Partridge, A. G. Truscott, and R. G. Hulet, Formation and Propagation of Matter Wave Soliton Trains, *Nature* **417**, 150 (2002).
65. H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, S. Bar-Ad, D. Ross, and J. S. Aitchison, Kerr Spatiotemporal Self-Focusing in a Planar Glass Waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 043902 (2001).
66. Chen, Y. F., Beckwitt, K., Wise, F. W. and Malomed, B. A., Criteria for experimental observation of multi-dimensional optical solitons in saturable Kerr media, *Phys. Rev. E* **70**, 046610 (2004).
67. G. Valiulis, J. Kilius, O. Jedrkiewicz, A. Bramati, S. Minardi, C. Conti, S. Trillo, A. Piskarskas, and P. Di Trapani, in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)* **57**, QPD10 1-2 (2001).
68. 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).
69. C. Conti, X-wave-mediated instability of plane waves in Kerr media, *Phys. Rev. E* **68**, 016606 (2003).
70. A. Dubietis, G. Tamošauskas, I. Diomin, and A. Varanavičius, Self-guided propagation of femtosecond light pulses in water, *Opt. Lett.* **28**, 1269 (2003).
71. A. Matijošius, J. Trull, P. Di Trapani, A. Dubietis, R. Piskarskas, A. Varanavičius, A. Piskarskas, Non-linear space-time dynamics of ultrashort wave-packets in water, *Opt. Lett.* **29**, 1123 (2004).
72. A. Matijošius, R. Piskarskas, E. Gaižauskas, A. Dubietis, P. Di Trapani, Space-time recovery of arbitrarily shaped wave-packets by means of three

-
- dimensional imaging technique, *Nonlinear Analysis: Modelling and Control* **9**, 259 (2004).
73. G. Méchain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Organizing Multiple Femtosecond Filaments in Air, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 035003 (2004).
74. T. Brabec and F. Krausz, Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3282 (1997).
75. L. W. Liou, X. D. Cao, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, Spatiotemporal instabilities in dispersive nonlinear media, *Phys. Rev. A* **46**, 4202 (1992).
76. M. J. Potasek, Modulation instability in an extended nonlinear Schroedinger equation, *Opt. Lett.* **12**, 921 (1987).
77. S. Wen and D. Fan, Spatiotemporal instabilities in nonlinear Kerr media in the presence of arbitrary higher-order dispersions, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1653 (2002).
78. D. Faccio, A. Matijošius, A. Dubietis, R. Piskarskas, A., Varanavicius, E. Gaizauskas, A. Piskarskas, A. Couairon, and P. Di Trapani, Near- and far-field evolution of laser pulse filaments in Kerr media, *Phys. Rev. E* **72**, 037601 (2005).
79. M. Kolesik, E. M. Wright, and J. V. Moloney, Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media, *Opt. Express* **13**, 10729 (2005).
80. 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).
81. M. A. Porras and P. Di Trapani, Localized and stationary light wave modes in dispersive media, *Phys. Rev. E* **69**, 066606 (2004).
82. S. Orlov, A. Piskarskas, and A. Stabinis, Localized optical subcycle pulses in dispersive media, *Opt. Lett.* **27**, 2167 (2002).
83. A. A. G. Van Engen, S. A. Diddams, and T. S. Clement, Dispersion Measurements of Water with White-Light Interferometry, *Appl. Opt.* **37**, 5679 (1998).
84. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York (1989).
85. D. Faccio, P. D. Trapani, S. Minardi, A. Bramati, F. Bragheri, C. Liberale, V. Degiorgio, A. Dubietis, and A. Matijosius, Far-field spectral characterization of conical emission and filamentation in Kerr media, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 862 (2005).
86. S. Longhi, Localized subluminal envelope pulses in dispersive media, *Opt. Lett.* **29**, 147 (2004).

-
87. Q. Xing, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, Conical emission by four-photon parametric generation using femtosecond laser pulses, *Appl. Opt.* **32**, 2087 (1993).
 88. I. Golub, Optical characteristics of supercontinuum generation, *Opt. Lett.* **15**, 305 (1990).
 89. E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air, *Opt. Lett.* **21**, 62 (1996)
 90. A. Brodeur, F. A. Ilkov, and S. L. Chin, Beam filamentation and the white light continuum divergence, *Opt. Commun.* **129**, 193 (1996).
 91. O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chien, and S. L. Chin, Conical emission from laser plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air, *Opt. Lett.* **22**, 1332 (1997).
 92. D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubietis, G. Tamosauskas, E. Kucinskas, A. Couairon, and P. Di Trapani, Angular and chromatic dispersion in Kerr-driven conical emission, *Opt. Commun.* **265**, 672 (2006).
 93. L. Niggl and M. Maier, Efficient conical emission of stimulated Raman Stokes light generated by a Bessel pump beam, *Opt. Lett.* **22**, 910 (1997).
 94. L. W. Liou, X. D. Cao, C. J. McKinstrie, and G. P. Agrawal, Spatiotemporal instabilities in dispersive nonlinear media,” *Phys. Rev. A* **46**, 4202 (1992).
 95. Y. Silberberg, Collapse of optical pulses, *Opt. Lett.* **15**, 1282 (1990).
 96. G. Fibich and B. Ilan, Optical light bullets in a pure Kerr medium, *Opt. Lett.* **29**, 887 (2004).
 97. K. D. Moll and A. L. Gaeta, Role of dispersion in multiple-collapse dynamics, *Opt. Lett.* **29**, 995 (2004).
 98. L. Bergé and S. Skupin, Self-channeling of ultrashort laser pulses in materials with anomalous dispersion, *Phys. Rev. E* **71**, 065601 (2005).
 99. A. Saliminia, S. L. Chin, and R. Vallée, Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm , *Opt. Express* **13**, 5731 (2005).
 100. 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**, 3398 (2005).
 101. K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, Writing waveguides in glass with a femtosecond laser, *Opt. Lett.* **21**, 1729 (1996).

-
102. Sudrie, L., Franco, M., Prade, B. & Mysyrowicz, A. Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses, *Opt. Commun.* **171**, 279 (1999).
 103. E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T. -H. Her, J. P. Callan, and E. Mazur, Three-dimensional optical storage inside transparent materials, *Opt. Lett.* **21**, 2023 (1996).
 104. C. L. Arnold, A. Heisterkamp, W. Ertmer, and H. Lubatschowski, Streak formation as side effect of optical breakdown during processing the bulk of transparent Kerr media with ultra-short laser pulses, *Appl. Phys. B* **80**, 247 (2005).
 105. L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz, Femtosecond laser induced damages and filamentary propagation in fused silica, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 186601 (2002).
 106. A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses, *Phys. Rev. B* **71**, 125435 (2005).
 107. Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Z. Wu, H. Yang, and Q. Gong, Measurement of the collision time of dense electronic plasma induced by a femtosecond laser in fused silica, *Opt. Lett.* **30**, 320 (2005).
 108. M. Centurion, Y. Pu, and D. Psaltis, Holographic capture of femtosecond pulse propagation, *J. Appl. Phys.* **100**, 063104 (2006).
 109. H. Kumagai, S. -H. Cho, K. Ishikawa, K. Midorikawa, M. Fujimoto, S. Aoshima, and Y. Tsuchiya, Observation of the complex propagation of a femtosecond laser pulse in a dispersive transparent bulk material, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 597 (2003).
 110. X. Mao, S. Mao, and R. E. Russo, Imaging femtosecond laser-induced electronic excitation in glass, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 697 (2003).
 111. M. Tatarakis, J. R. Davies, P. Lee, R. A. Norreys, N. G. Kassapakis, F. Beg, A. R. Bell, M. G. Haines, and A. E. Dangor, Plasma Formation on the Front and Rear of Plastic Targets due to High-Intensity Laser-Generated Fast Electrons, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 999 (1998).
 112. M. B. Hopkins and W. G. Graham, Langmuir probe technique for plasma parameter measurements in a medium density discharge, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 2210 (1986).
 113. G. S. Settles. *Schlieren and Shadowgraph Techniques – Visualizing Phenomena in Transparent Media*, - Springer 2001.
 114. O. Kafari, Noncoherent method for mapping phase objects. *Opt. Lett.* **5**, 555 (1980).
 115. C. W. Carr, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, P. De Mange, S. O. Kucheyev, M. D. Shirk, H. B. Radousky, and S. G. Demos, Radiation produced by

-
- femtosecond laser-plasma interaction during dielectric breakdown, *Opt. Lett.* **30**, 661 (2005).
116. Jin Yu, Didier Mondelain, Jérôme Kasparian, Estelle Salmon, Sylvain Geffroy, Catherine Favre, Véronique Boutou, and Jean-Pierre Wolf, Sonographic Probing of Laser Filaments in Air, *Appl. Opt.* **42**, 7117 (2003).
 117. S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, and P. Encrenaz, Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air, *Opt. Lett.* **27**, 1944 (2002).
 118. Y. Matsumoto, K. Koyama, M. Tanimoto, and M. Sugiura, Interferometric electron density measurements of high-density plasmas, *J. Appl. Phys.* **52**, 3259 (1981).
 119. M. Borghesi, A. Giulietti, D. Giulietti, L. A. Gizzi, A. Macchi, and O. Willi, Characterization of laser plasmas for interaction studies: Progress in time-resolved density mapping, *Phys. Rev. E* **54**, 6769 (1996).
 120. A. Gopal, S. Minardi, and M. Tatarakis, Quantitative two-dimensional shadowgraphic method for high-sensitivity density measurement of under-critical laser plasmas, *Opt. Lett.* **32**, 1238 (2007).
 121. M. Kalal, K. A. Nugent, Abel inversion using fast Fourier transforms, *Appl. Opt.* **27**, 1956 (1988)
 122. C. M. Vest, Formation of images from projections: Radon and Abel transforms, *J. Opt. Soc. Am.* **64**, 1215 (1974).
 123. A. Mousa, T Tsuda, Inversion Algorithms for GPS Downward Looking Occultation Data: Simulation Analysis, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, **82**, 427 (2004).
 124. S. P. Trainoff and D. S. Cannell, Physical optics treatment of the shadowgraph, *Phys. Fluids* **14**, 1340 (2002).
 125. A. Dubietis, A. Couairon, E. Kučinskis, 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**, 439 (2006).
 126. R. Lian, R. A. Crowell, and I. A. Shkrob, Solvation and Thermalization of Electrons Generated by above-the-Gap (12.4 eV) Two-Photon Ionization of Liquid H₂O and D₂O, *J. Phys. Chem. A* **109**, 1510 (2005).
 127. C. G. Elles, A. E. Jailaubekov, R. A. Crowell, and S. E. Bradforth, Excitation-energy dependence of the mechanism for two-photon ionization of liquid H₂O and D₂O from 8.3 to 12.4 eV, *J. Chem. Phys.* **125**, 044515 (2006).