

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Agnė Marcinkevičiūtė

KELETO OPTINIŲ CIKLŲ TRUKMĖS IMPULSŲ GENERACIJA IR SPŪDA
VIDURINĖJE INFRARAUDONOJOJE SPEKTRO SRITYJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – LAZERIŲ FIZIKA IR OPTINĖS TECHNOLOGIJOS)

Studentė

Agnė Marcinkevičiūtė

Darbo vadovas

prof. habil. dr. Audrius Dubietis

Recenzentas

dr. Arūnas Varanavičius

Katedros vedėjas

prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

Turinys

1	Įvadas	2
2	Teorinis įvadas	4
	2.1 Optinis netiesiškumas	4
	2.2 Kvadratinio netiesiškumo sąlygojami reiškiniai	5
	2.2.1 Fazinis sinchronizmas netiesiniuose kristaluose	6
	2.2.2 Skirtuminio dažnio generacija ir parametrinis šviesos stiprinimas	7
	2.2.3 Vidurinėsios infraraudonosios spektro srities ultratrumpųjų impulsų pa- rametrinis stiprinimas	10
	2.3 Kubinio netiesiškumo sąlygojami reiškiniai	12
	2.3.1 Šviesos pluoštų bei impulsų saviveikos reiškiniai	12
	2.3.2 Impulsų savispūda netiesinio sklidimo metu	15
3	Tyrimo rezultatai bei jų aptarimas	17
	3.1 3 - 4 μm spektrinės srities kelių optinių ciklų impulsų generavimo bei stiprinimo eksperimentinė schema	17
	3.2 3,5 μm impulsų savispūdos eksperimentinė schema	19
	3.3 3,5 μm impulsų savispūda netiesinio sklidimo CaF_2 metu	20
	3.4 3 μm ir 4 μm impulsų savispūda netiesinio sklidimo metu	24
	3.5 Superkontinuumo generacija BaF_2 bei CaF_2 plokštelėse	26
4	Išvados	28
5	Santrauka	29
6	Summary	30
7	Publikacijos	31
8	Konferencijos	32
	Literatūros sąrašas	33

1 Įvadas

Sparčiai vystantis tokioms mokslo sritims, kaip ultrasparčioji spektroskopija [1], aukštųjų harmonikų generacija [2], atosekundinių impulsų generacija bei stiprių elektromagnetinių laukų fizika [3–5], atsiranda vis didėjantis ultratrumpuosius impulsus vidurinėje infraraudonojoje (VIR) spektro srityje generuojančių lazerinių šaltinių poreikis. Dėl šioje srityje tiesiogiai veikiančių lazerinių šaltinių trūkumo, kelių optinių ciklų trukmės impulsai yra gaunami pasitelkus netiesinės optikos reiškinius - skirtuminio dažnio generaciją (SDG) bei plačia stiprinimo juosta pasižymintį parametrinį šviesos stiprinimą.

Parametrinių šviesos stiprintuvų įvairovė yra pakankamai plati, pradedant techniškai sudėtingais faziškai moduluotų impulsų parametriniais šviesos stiprintuvais [6], generuojančiais kelių mJ eilės energijos ir dešimčių gigavatų smailinės galios impulsus [7], baigiant paprastos konstrukcijos femtosekundiniais parametriniais šviesos stiprintuvais, stiprinančiais kelių optinių ciklų trukmės impulsus. Pastarieji stiprintuvai, veikiantys VIR spektro srityje, dažniausiai remiasi plačiai paplitusiomis Ti:safyro lazerinėmis sistemomis, o jų konfigūracijos paprastai būna trijų tipų. Pirmuoju atveju įgyvendinamas parametrinis šviesos stiprinimas netiesiniuose kristaluose, kaupinimui naudojant fundamentinę Ti:safyro lazerinės sistemos harmoniką, o užkratui - superkontinuumo arba artimosios infraraudonosios srities parametrinio šviesos stiprintuvo šalutinės bangos spinduliuotę [8–16]. Antrojo tipo šaltiniuose pasitelkiama skirtuminio dažnio generacija tarp artimosios infraraudonosios spektro srities parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangų [17], o trečiojo tipo konfigūracijose naudojamas skirtuminio dažnio generavimas tarp plataus spektro impulsų, sugeneruotų antrąja Ti:safyro lazerio harmonika kaupinamame nekolineariame parametriniame šviesos stiprintuve, ir fundamentinės lazerinės sistemos spinduliuotės [18–20].

Visgi, siekiant generuoti dviejų-trijų optinių ciklų trukmės VIR spektrinės srities impulsus, parametrinių šviesos stiprintuvų palaikomo stiprinimo juostos pločio pradeda nepakakti. Norint išplėsti impulsų spektrą ir sumažinti jų trukmę, gali būti pasitelkiamas netiesinis intensyvios spinduliuotės sklidimas plataus draustinės juostos tarpo kietakūnėmis dielektrinėmis medžiagomis, pasižyminčiomis anomaliąja grupinių greičių dispersija (GGD). Šis reiškinys yra pagrįstas impulsų fazės moduliavimosi bei medžiagos anomaliosios GGD sąveika ir yra taikomas kaip efektyvus impulsų savispūdos mechanizmas.

Teoriškai pademonstruota, jog pluošto fokusavimasis bei šviesos gijos formavimasis gali lemti impulsų trukmės savispūdą iki vieno optinio ciklo [21]. Kita vertus, eksperimentiškai parodyta, jog toks netiesinio sklidimo režimas yra susijęs su šviesos kulkų - subdifrakciškai bei subdispersiškai sklindančių stabilios gaubtinės nešlio fazės erdvėlaikinių darinių - formavimusi [22–27], kurių trukmė tesiekia mažiau nei du optinius ciklus, kai žadinantis bangos ilgis yra VIR srityje. Nepaisant to, šviesos kulkos, kaip impulsų savispūdos įrankis, turi kelis praktinio pritaikymo trūkumus. Visų pirma, pilnai susiformavusių šviesos kulkų energija tesudaro nedidelę pradinio impulso energijos dalį [25]. Taip pat šviesos kulkoms sklindant už netiesinės terpės ribų, pasireiškia tiek dispersinis, tiek difrakcinis šių erdvėlaikinių darinių plitimas.

Visgi, praktiškai patrauklesnis yra trumpesnėje terpėje įgyvendinamas fazės moduliavimusi bei GGD paremtas savispūdos režimas, kurio metu šviesos gijos formavimasis nevyksta dėl didesnio nei terpės ilgis fokusavimo atstumo [28]. Atlikti tyrimai rodo, kad toks savispūdos procesas gali būti taikomas VIR spektrinės srities impulsams, kurių energija siekia tiek dešimtis μJ [29], tiek kelis mJ, o smailinė galia - kelis gigavatus [30].

Taigi, šio darbo pagrindinis tikslas yra sukurti Ti:safyro lazerinę sistemą bei parametrinę šviesos sąveiką paremtą kelių optinių ciklų trukmės vidurinėsios infraraudonosios spektrinės srities impulsus generuojantį lazerinį šaltinį ir pademonstruoti sugeneruotų impulsų savispūdą pritaikant netiesinį sklidimą anomaliąja grupinių greičių dispersija pasižyminčioje kietakūnėje dielektrinėje terpėje.

2 Teorinis įvadas

2.1 Optinis netiesiškumas

Dielektrinės medžiagos, kurios bendras krūvis yra neutralus, krūvių pasiskirstymas yra iškraipomas ją veikiant išoriniu elektromagnetiniu lauku [31]. Dėl pridėto elektromagnetinio lauko yra sukuriamas nelygus nuliui dipolinis momentas, osciliuojantis išorinio elektrinio lauko dažniu. Tuomet medžiagos tūrio dipolinį momentą arba medžiagos poliarizuotumą galima išreikšti taip:

$$\vec{P}(t) = N \langle \vec{\mu}(t) \rangle, \quad (1)$$

čia N - dipolių skaičius tūrio vienetu, $\langle \vec{\mu}(t) \rangle$ - elektrinio lauko sąlygotų dipolinių momentų vidurkis. Medžiagos poliarizuotumas yra elektrinio lauko stiprio funkcija ir tiesinės optikos režime indukuotąjį poliarizuotumą ir elektrinio lauko stiprį sieja tokia tiesinė priklausomybė:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t), \quad (2)$$

šioje išraiškoje ϵ_0 yra vakuumo dielektrinė skvarba, $\chi^{(1)}$ - medžiagos tiesinis optinis jautris, o $\vec{E}(t)$ - laike optiniu dažniu kintantis elektrinis laukas.

Optiniai reiškiniai (tiek tiesiniai, tiek netiesiniai) gali būti pakankamai gerai aprašyti ir paaiškinti pasitelkus Lorencio atomo modelį, kai tariama, kad atomas yra harmoninis osciliatorius, turintis tik vieną rezonansinį dažnį, žymiai didesnį už visus optinius dažnius [32]. Tiesinės optikos režime gražinančioji jėga aprašoma kaip tiesiškai priklausanti nuo elektrono poslinkio, o esant netiesinės optikos režimui gražinančioji jėga, lemianti netiesinį poliarizacinį atsaką, yra netiesinė.

Netiesinės optikos atveju šviesos elektrinis laukas stiprus, o netiesinis poliarizuotumas - mažas, todėl poliarizuotumą galima skleisti elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots] = \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots \quad (3)$$

čia dydžiai $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ yra atitinkamai antrosios ir trečiosios eilės netiesiniai optiniai jautriai. Be to, $\vec{P}^{(2)}(t)$ yra vadinamas kvadratinu (antrosios eilės) netiesiniu poliarizuotumu, o $\vec{P}^{(3)}(t)$ - kubiniu (trečiosios eilės) netiesiniu poliarizuotumu. Reiktų pabrėžti, jog (3) gali ir diverguoti, jeigu vyksta rezonansiniai procesai, kurių metu yra sužadinama didžioji dalis atomų, arba kai optinės spinduliuotės elektrinio lauko stipris pasiekia atominio elektrinio lauko stiprio vertę ir prasideda fotojonizacija.

Skirtingų eilių optinių jautrių dydžiai skiriasi labai smarkiai (mažėja didėjant eilei), pavyzdžiui, $\chi^{(2)}$ mažesnis už $\chi^{(1)}$ dvylika eilių ir tėra $\chi^{(2)} \approx 2 \times 10^{-12} m/V$ [33]. Vadinasi, norint stebėti netiesinius optinius reiškinius yra reikalingas labai didelis šviesos elektrinio lauko stipris.

Priežastis, dėl kurios poliarizuotumas yra toks svarbus aprašant netiesinius optinius reiški-

nius, yra ta, kad laike kintanti poliarizacija veikia kaip naujų elektromagnetinių bangų šaltinis. Bangos lygtis netiesinėje optinėje terpėje yra užrašoma tokia forma:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

čia n - medžiagos lūžio rodiklis, c - šviesos greitis, o \vec{P}_{NT} - netiesinė poliarizuotumo dalis, kurianti lauką \vec{E} . Iš šios nehomogeninės bangos lygties matyti, kad esant $\frac{\partial^2 \vec{P}_{NT}}{\partial t^2} \neq 0$, yra generuojama elektromagnetinė spinduliuotė.

2.2 Kvadratinio netiesiškumo sąlygojami reiškiniai

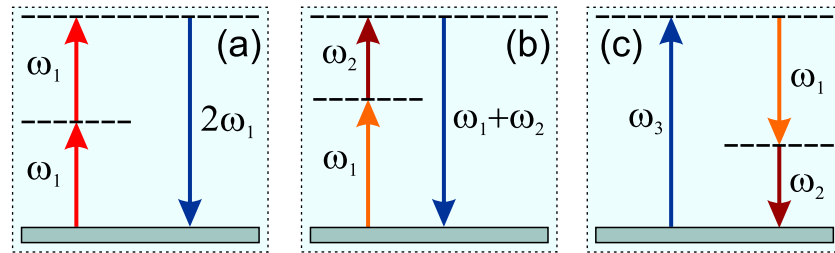
Terpėse su nelygiu nuliui antrojo laipsnio optiniu jautriu vyksta įvairūs netiesiniai reiškiniai: antrosios harmonikos, suminio ar skirtuminio dažnio bei parametrinė generacija. Norint šiuos reiškinius aprašyti matematiškai, tariama, jog į optinę terpę krintantis elektrinis laukas susideda iš dviejų skirtingo dažnio komponentių bei gali būti užrašomas tokia forma [32]:

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + k.j.. \quad (5)$$

Medžiagoje indukuotas kvadratinis poliarizuotumas yra tokio pavidalo:

$$P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t). \quad (6)$$

Išistačius (5) į (6), yra pastebimi skirtingi netiesiniai reiškiniai, vykstantys antrojo laipsnio netiesiškumu pasižyminčiose optinėse terpėse: antrosios harmonikos, suminio, skirtuminio dažnio generacija bei optinis lyginimas - statinio elektrinio lauko susikūrimas netiesinėje terpėje, kurio metu spinduliuotė neatsiranda. Antrosios harmonikos, suminio bei skirtuminio dažnio generacijos procesų energijos lygmenų diagramos pateikiamos 1 pav.



1 pav. Energijos lygmenų diagramos, vaizduojančios (a) antrosios harmonikos, (b) suminio dažnio, (c) skirtuminio dažnio generaciją. Punktyrinės linijos žymi virtualius, o pilkos juostos - realius energinius lygmenis.

Netiesiniai procesai, nepastebimi minėtose lygtyse - tai parametrinė generacija bei stiprinimas. Parametrinė generacija yra tarsi analogiškas procesas skirtuminio dažnio generacijai, tik šiuo atveju į netiesinį kristalą krintant vieno dažnio spinduliuotei netiesinis poliarizuotumas

sąlygoja dviejų mažesnių dažnių komponentių atsiradimą. Reikia pabrėžti, kad esant netiesinei optinei sąveikai, turi būti tenkinamos tam tikros šios sąveikos sąlygos, vadinamos fazinio sinchronizmo sąlygomis, dėl kurių skirtingi netiesiniai reiškiniai vienu metu pasireikšti dažniausiai negali, todėl įprastai yra stebimas vienas netiesinis procesas, kuriam fazinio sinchronizmo sąlygos yra tenkinamos geriausiai.

Visi minėtieji netiesiniai procesai yra parametriniai. Parametrinis procesas - toks, kuriam įvykus terpės atomai grįš į tą pačią kvantmechaninę būseną [34]. Parametrinio proceso metu atomai iš realių lygmenų labai trumpam yra sužadunami į virtualius lygmenis. Virtualūs lygmenys atsiranda dėl stipraus elektromagnetinio lauko kintant medžiagos lūžio rodikliui bei optiniam jautriui. Tokio lygmens gyvavimo trukmė yra apsprendžiama pasitelkus neapibrėžtumo principą ir yra lygi $\frac{\hbar}{\delta E}$, čia δE atitinka energijos skirtumą tarp virtualaus lygmens ir artimiausio realaus lygmens. Vadinasi, dielektrikuose per virtualius lygmenis vykstantys procesai bus labai greiti, nes virtualių lygmenų gyvavimo trukmė bus itin trumpa dėl dielektrikams būdingo didelio δE .

2.2.1 Fazinis sinchronizmas netiesiniuose kristaluose

Siekiant, kad tam tikra tribangė sąveika netiesiniame kristale vyktų efektyviai, turi būti tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga. Suminio dažnio generacijos atveju, fazinio sinchronizmo sąlyga bus išreiškiama tokia forma:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1, \quad (7)$$

čia Δk yra fazinis nederinimas, o k_1 , k_2 ir k_3 yra dviejų pradinių bei suminio dažnio bangų skaičiai, atitinkamai. Tokiu atveju, sugeneruoto suminio dažnio bangos amplitudė didės tiesiškai sklidimo kryptimi z , o jos intensyvumas augs kvadratiškai. Esant faziniam sinchronizmui, fazių sąryšis tarp generuojamos bangos ir netiesinės poliarizacijos išlieka pastovus, todėl užtikrinamas efektyviausias energijos perdavimas suminio dažnio bangai iš dviejų pradinių bangų. Kadangi netiesinė terpė yra dispersinė, skirtingo dažnio bangų faziniai greičiai skirsis, todėl bangoms nukeliavus tam tikrą atstumą, minėtoji sąveika taps neefektyvi ir energija iš generuojamos suminio dažnio bangos grįš į kaupinimo bangas. Patogumo dėlei įvedamas koherentiškumo ilgio apibrėžimas - tai ilgis, kuriame vyksta generuojamo dažnio spinduliuotės energijos augimas, ir, kuris yra išreiškiamas taip [34]:

$$L_k = \frac{\pi}{|\Delta k|}. \quad (8)$$

Fazinio sinchronizmo sąlygą galima išreikšti ir kitokiu būdu:

$$n_1\omega_1 + n_2\omega_2 = n_3\omega_3. \quad (9)$$

Kol kas aptariamas tik skaliarinės sąveikos režimas - kai visos sąveikaujančios bangos sklinda viena kryptimi. Fazinio sinchronizmo sąlygą patenkinti yra keblu dėl optinių terpių normalio-

sios dispersijos - medžiagos lūžio rodiklio didėjimo augant spinduliuotės dažniui. Antrosios harmonikos generacijos atveju, fazinio sinchronizmo sąlyga tampa tokia:

$$n(\omega_1) = n(2\omega_1). \quad (10)$$

Akivaizdu, kad lūžio rodikliui monotoniškai didėjant kartu su dažniu, šios sąlygos patenkinti neįmanoma. Ši problema išsprendžiama pasitelkus dvejetainę lūžį, vykstantį anizotropiniuose kristaluose [32]. Šio reiškimo metu anizotropiniame kristale kritusi spinduliuotė išsiskaido į bangas, kurių poliarizacijos yra tarpusavyje statmenos: paprastoji (o) banga, kurios poliarizacija statmena kristalo optinei ašiai ir nepaprastoji (e) banga, kurios poliarizacija optinei ašiai lygiagreti. Šių dviejų bangų lūžio rodikliai yra skirtingi, o nepaprastosios bangos lūžio rodiklis taip pat priklauso ir nuo kampo tarp nepaprastosios bangos sklidimo krypties ir kristalo optinės ašies. Jei tarp bangų sklidimo krypties ir kristalo optinės ašies egzistuoja toks kampas, kuriam nepaprastosios $2\omega_1$ dažnio bangos lūžio rodiklis lygus ω_1 paprastosios bangos lūžio rodikliui, toks kampas yra vadinamas antrosios harmonikos fazinio sinchronizmo kampu. Minėti anizotropiniai kristalai gali būti dviejų tipų - vienašiai ir dviašiai. Vienašiai kristalai yra skirstomi į teigiamus ($n_e > n_o$) bei neigiamus ($n_e < n_o$). Vadinasi, (10) sąlygą galima išpildyti, jei neigiamame vienašiam kristale kaupinimo banga bus paprastoji, o antrosios harmonikos - nepaprastoji. Tuomet minėtąją sąlygą galima perrašyti taip:

$$n_e(2\omega, \theta) = n_o(\omega). \quad (11)$$

Kampas θ randamas iš lūžio rodiklio elipsoido lygties:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2\theta}{n_o^2}. \quad (12)$$

Aptartas fazinio sinchronizmo atvejis yra vadinamas I tipo arba $oo - e$ sinchronizmu, kai abi kaupinimo bangos yra vienodos poliarizacijos. Esant skirtingų poliarizacijų kaupinimo bangoms gali būti įgyvendintas II tipo arba $eo - e, oe - o$ fazinis sinchronizmas.

2.2.2 Skirtuminio dažnio generacija ir parametrinis šviesos stiprinimas

Ankstesniame skyrelyje minėtus skirtuminio dažnio generacijos bei parametrinio stiprinimo procesus būtų pravartu aptarti detaliau. Skirtuminio dažnio generacijos metu į netiesinę terpę krintant dviejų skirtingų dažnių spinduliuotei yra generuojama trečia banga, kurios dažnis yra lygus pirmųjų dviejų bangų dažnių skirtumui. Parametrinio stiprinimo procesas nuo skirtuminio dažnio generacijos skiriasi tik pradinėmis sąlygomis: skirtuminio dažnio generacijos atveju pradinių dviejų bangų intensyvumai yra palyginami, o parametrinio stiprinimo atveju vienos bangos, vadinamos signaline, intensyvumas yra gerokai mažesnis už kitos bangos, vadinamos kaupinimo banga, intensyvumą, todėl sąveikos metu yra ženkliai sustiprinama signalinė banga ir tuo pat metu yra generuojama šalutinė banga [35]. Tarsus, kad sąveikaujančios bangos yra

plokščios ir monochromatinės, kad nėra erdvinio pluoštų nunešimo dėl dvejetainio lūžio, bangų sklidimo kryptis sutampa su z ašimi, jog pritaikoma lėtai kintančios amplitudės aproksimacija bei sąveikos metu kaupinimo banga nėra nuskurdinama, t.y. kaupinimo bangos amplitudė išlieka pastovi, galima užrašyti surišųjų amplitudžių lygtis signalinei bei šalutinei bangoms:

$$\frac{dA_s}{dz} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} A_i^* A_p e^{-i\Delta k z}, \quad (13)$$

$$\frac{dA_i}{dz} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z}, \quad (14)$$

čia $A_s(0)$ bei $A_i(0)$ atitinka pradines signalinės ir šalutinės bangų amplitudes, d_{eff} - efektinis netiesiškumas, priklausantis nuo bangos sklidimo krypties ir nuo visų trijų bangų poliarizacijos, $k_m = \frac{n_m \omega_m}{c}$, $m = p, s, i$, o $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ - bangos vektorių nederinimas. Tuomet padarius prielaidą, jog yra idealiai tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga $\Delta k = 0$, ir kad sąveikos pradžioje šalutinės bangos nėra ($A_i(0) = 0$), yra gaunami supaprastinti surišųjų amplitudžių lygčių sprendiniai:

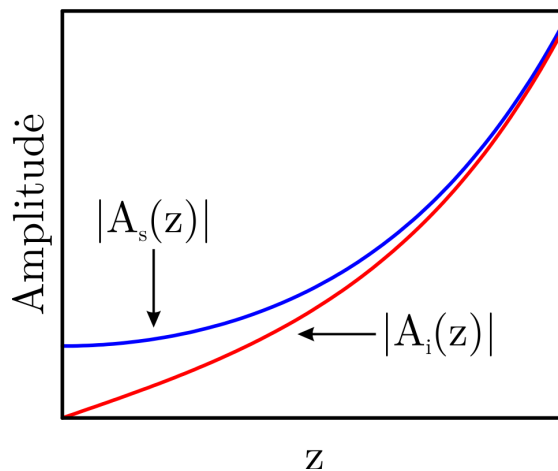
$$A_s(z) = A_s(0) \cosh gz \simeq \frac{1}{2} A_s(0) e^{gz} \approx \frac{1}{2} A_s(0) e^{gz}, \quad (15)$$

$$A_i = i \left(\frac{n_s \omega_i}{n_i \omega_s} \right)^{1/2} \frac{A_p}{|A_p|} A_s^*(0) e^{gz}. \quad (16)$$

Šiuose sprendiniuose g yra stiprinimo koeficientas, o g bei κ_m yra tokio pavidalo:

$$g = \sqrt{\kappa_s \kappa_i - \left(\frac{\Delta k}{2} \right)^2}, \quad (17)$$

$$\kappa_m = \frac{2i\omega_m^2 d_{\text{eff}} A_p}{k_m c^2}, \quad m = s, i. \quad (18)$$



2 pav. Signalinės bei šalutinės bangų kompleksinių amplitudžių eksponentinis augimas vykstant efektyviam parametriniam stiprinimui.

Matyti, kad vykstant efektyviam parametriniam stiprinimui, tiek signalinės, tiek ir šalutinės bangų kompleksinės amplitudės didėja eksponentiškai (2 pav.). Akivaizdu, jog $\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$ turi būti mažesnis už $\kappa_s \kappa_i$, nes kitaip stiprinimo koeficientas taps menamas, tuomet nevyks signalinės bei šalutinės bangų amplitudžių eksponentinis augimas ir jos taps harmoninėmis z koordinatės funkcijomis. Didžiausią stiprinimo koeficientą galima pasiekti tik tada, kai $\Delta k = 0$, vadinasi, kai yra tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga.

Jei yra nagrinėjami ultratrumpieji šviesos impulsai, jų nebegalima laikyti monochromatiniais, reikia atsižvelgti į jų dažnių spektro plotį. Tarkime, trys impulsai sklinda netiesine optine terpe skirtingais grupiniais greičiais $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ ir jų elektrinis laukas yra išreiškiamas $E(z, t) = \text{Re}A(z, t)e^{i(\omega t - kz)}$. Vėlgi, pasinaudojus lėtai kintančios bangos amplitudės aproksimacija bei neatsižvelgiant į impulso išplitimą dėl antros bei aukštesnių eilių dispersijos ir tarus, kad atskaitos sistema juda kaupinimo impulso grupiniu greičiu ($\tau = t - z/v_{gp}$), ultratrumpiesiems impulsams surištųjų amplitudžių lygtys bus tokios [35]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}}\right) \frac{\partial A_s}{\partial \tau} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p e^{-i\Delta k z}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gp}}\right) \frac{\partial A_i}{\partial \tau} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p e^{-i\Delta k z}, \quad (20)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_s A_i e^{-i\Delta k z}. \quad (21)$$

(19 - 21) lygtyse esantis atvirkštinių grupinių greičių skirtumas yra vadinamas grupinių greičių nederinimu (GGN) tarp atitinkamų bangų:

$$\delta_{mp} = \frac{1}{v_{gm}} - \frac{1}{v_{gp}}. \quad (22)$$

GGN tarp kaupinimo bei stiprinamo (signalinės ar šalutinės bangos) impulsų apriboja jų sąveikos ilgį, kuriame vyksta parametrinis stiprinimas.

Patogumo dėlei yra įvedamas efektyviosios sąveikos ilgis - toks ilgis, kurį nusklidus kaupinimo bei signalinės (arba šalutinės) bangos impulsai išsiskiria laike ir parametrinis stiprinimas nebevyksta:

$$l_{mp} = \frac{\tau}{\delta_{mp}}, m = s, i, \quad (23)$$

čia τ - kaupinimo impulso trukmė, o δ_{mp} - GGN. Matyti, kad efektyviosios sąveikos ilgis mažėja trumpėjant kaupinimo impulsų trukmei bei didėjant GGN, todėl kuo trumpesni kaupinimo impulsai, tuo plonesni netiesiniai kristalai yra naudojami.

Taip pat GGN tarp signalinės bei šalutinės bangų apsprendžia stiprinimo juostos plotį. Tariama, jog tam tikriems dažniams ω_s , ω_i ir ω_p yra idealiai tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga. Tuomet, jei signalinės bangos dažnis išauga iki $\omega_s + \Delta\omega$, kad būtų tenkinamas energijos tvermės dėsnis, šalutinės bangos dažnis sumažėja iki $\omega_i - \Delta\omega$. Įvykus tokiam pokyčiui, bangos

vektoriaus nederinimo pirmojo laipsnio aproksimacija bus lygi:

$$\Delta k \cong -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \Delta \omega + \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i} \Delta \omega = \left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta \omega. \quad (24)$$

Pasinaudojus $\Delta \omega = 2\pi \Delta \nu$, apytiksliai nustatomas stiprinimo juostos plotis pusės aukštyje:

$$\Delta \nu \cong \frac{2(\ln 2)^{1/2}}{\pi} \left(\frac{g}{L} \right)^{1/2} \frac{1}{\left| \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gi}} \right|}, \quad (25)$$

čia g yra stiprinimo koeficientas, o L - netiesinės terpės ilgis. Akivaizdu, kad tiek I tipo, tiek II tipo faziniam synchronizmui didelis GGN tarp signalinės bei šalutinės bangų smarkiai siaurina stiprinimo juostos plotį. Tuo tarpu I tipo fazinio synchronizmo atveju artėjant prie išsigimimo srities ($\omega_s \rightarrow \omega_i$), GGN artėja į nulį ir stiprinimo juostos pločiui aprašyti reikia kitos išraiškos, nes dabartinė tampa nebetinkama. Tada bangos vektorių nederinimas yra aproksimuojamas iki antros eilės dydžių:

$$\Delta \nu = \frac{2(\ln 2)^{1/4}}{\pi} \left(\frac{g}{L} \right)^{1/4} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|^{1/2}}. \quad (26)$$

Paskutinio nario vardiklyje susumuoti dydžiai atitinka grupinių greičių dispersiją (GGD). Grupinių greičių dispersija, palyginus su grupinių greičių nederinimu, yra mažas dydis, todėl esant išsigimimo režimui, stiprinimo juostos plotis smarkiai išauga.

2.2.3 Vidurinėsios infraraudonosios spektro srities ultratrumpųjų impulsų parametrinis stiprinimas

Kaip jau buvo minėta šio darbo įvade, parametriniai šviesos stiprintuvai, stiprinantys ultratrumpuosius impulsus VIR spektriniame diapazone, pasižymi konfigūracijų bei naudojamų netiesinių kristalų įvairove. Regimosios bei artimosios infraraudonosios spektrinės srities parametriniuose stiprintuvuose naudojami netiesiniai kristalai, tokie kaip plačiai paplitęs β -BBO (beta bario boratas), šiuo atveju netinka dėl kristalo sugerties VIR spektrinėje srityje. Dėl šios priežasties yra naudojami kiti netiesiniai kristalai, pasižymintys dideliu netiesiškumu bei pralaidumu VIR spektrinėje srityje. Dažniausiai minėtoje spektrinėje srityje naudojami netiesiniai kristalai, jų pralaidumo diapazonas bei netiesiškumo koeficientai yra pateikiami 1 lentelėje. Lentelėje išvardyti netiesiniai kristalai pasižymi itin plačia spektrine sritimi, kurioje yra tenkinamos fazinio synchronizmo sąlygos, bei nedideliu grupinių greičių nederinimu tarp signalinės bei šalutinės bangų (vadinasi, ir plačia stiprinimo juosta), kuomet signalinės bangos ilgis atitinka $1 \mu\text{m}$, o šalutinės - $3 - 4 \mu\text{m}$. Toliau bus detalčiau apžvelgtos trys pagrindinės įvade išvardintos VIR srities parametrinių stiprintuvų konfigūracijos, kurios buvo sėkmingai įgyvendintos praktiškai.

Pirmasis būdas VIR srities ultratrumpiesiems impulsams gauti yra parametrinis superkontinuumo arba artimosios infraraudonosios srities parametrinio stiprintuvo šalutinės bangos stiprinimas kaupinimui naudojant Ti:safyro lazerinės sistemos fundamentinę harmoniką (800 nm).

1 lentelė. Netiesiniai kristalai, dažnai naudojami VIR spektro srities parametrinėms sąveikoms [36].

Netiesinis kristalas	Skaidrumo sritis (μm)	d_{eff} (pm/V)
KNbO₃ (KNB)	0,4 - 4,5	8
KTiOAsO₄ (KTA)	0,4 - 4,0	2,1
KTiOPO₄ (KTP)	0,4 - 4,5	2,3
LiIO₃ (LIO)	0,3 - 6	2
LiNbO₃ (LN)	0,3 - 5,5	4
LiTaO₃ (PPSLT)	0,3 - 5,5	7

Pavyzdžiui, buvo pademonstruotas parametrinis stiprintuvas, kurio užkrato signalas buvo baltos šviesos kontinuumas ir kuris, pasitelkus kelis skirtingus netiesinius kristalus (KTP, KTA bei KNB), generavo 100 fs trukmės impulsus 1 - 4,6 μm srityje, o impulsų, patenkančių į VIR sritį, energija varijavo 0,1 - 3 μJ ribose, priklausomai nuo naudoto netiesinio kristalo [8]. Taip pat pristatytas KNB paremtas parametrinis stiprintuvas, kurio šalutinė banga buvo derinama 2,7 - 4,7 μm srityje, o impulsų trukmė atitiko mažiau nei 65 fs [10]. Svarbu paminėti, jog tiek šis stiprintuvas, tiek kiti pademonstruoti kelių optinių ciklų trukmės impulsus generuojantys panašios konfigūracijos KNB parametriniai stiprintuvai puikiai tiko taikymams ultrasparčiosios virpesinės spektroskopijos tyrimuose, kadangi 3 - 4 μm spektrinis diapazonas, pasiekiamas per šalutinę parametrinio stiprintuvo sugeneruotą bangą, atitinka įvairių molekulių virpesinių lygmenų sugertį [11–13]. Taip pat panašaus tipo parametriniai stiprintuvai buvo įgyvendinti naudojant ličio niobato [14], ličio jodato [15] bei periodiškai orientuoto stochiometrinio ličio tantalato [16] netiesinius kristalus.

Kitas VIR srities spinduliuotės gavimo būdas yra skirtuminio dažnio generacija tarp artimojoje infraraudonojoje spektro srityje veikiančio parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangų. Tokio veikimo principo lazerinis šaltinis buvo pademonstruotas skirtuminio dažnio generacijai pasitelkiant galio selenido (GaSe) kristalą, pasižymintį plačia pralaidumo sritimi infraraudonojoje spektro srityje [17]. Skirtuminio dažnio banga buvo derinama 3 - 20 μm diapazone, o trumpiausi impulsai buvo gauti ties 5 μm ir jų trukmė po dispersijos kompensavimo siekė 54 fs. Skirtuminio dažnio bangos energija ties trumpesniaisiais bangos ilgiais buvo lygi 1 μJ , o tai atitiko 10% kvantinį efektyvumą. Akcentuotina, jog būtent toks skirtuminio dažnio generacija tarp dviejų artimosios infraraudonosios spektrinės srities bangų paremtas VIR srities

spinduliuotės generavimo principas buvo taikomas ir šiame darbe.

Galiausiai, trečioji parametrinių kelių optinių ciklų trukmės VIR impulsų šaltinių konfigūracija išnaudoja skirtuminio dažnio generaciją tarp Ti:safyro lazerinės sistemos fundamentinės harmonikos bei plačiajuosčių šios sistemos antrąją harmoniką kaupinamo nekolinearaus parametrinio šviesos stiprintuvo sugeneruotų impulsų. Kadangi abu pradiniai netiesinėje parametrinėje sąveikoje dalyvaujantys signalai yra kilę iš to paties lazerinio šaltinio, SDG impulsai pasižymi stabilia gaubtinės nešlio faze. Sugeneruotos spinduliuotės energija gali būti padidinta pasitelkus tolimesnes parametrinio stiprinimo pakopas. Eksperimentiškai pademonstruoti tokio tipo prietaisai, generuojantys spinduliuotę 1,8 - 2,4 μm spektrinėje srityje, kuriuose buvo panaudotas β -BBO netiesinis kristalas, o tipinės sugeneruotų impulsų trukmės siekė 15 - 20 fs [14, 18, 20]. Minėtųjų impulsų energija, priklausomai nuo naudojamos lazerinės sistemos pasikartojimo dažnio, varijavo nuo 100 nJ iki dešimčių μJ .

Apibendrinant galima pasakyti, jog skirtingos VIR srityje veikiančių parametrinių šviesos šaltinių konfigūracijos, o kartu ir skirtingi netiesiniai kristalai, suteikia galimybę generuoti kiek skirtingomis spektrinėmis, laikinėmis bei energinėmis charakteristikomis pasižyminčius šviesos impulsus. Kalbant apie laikines impulsų charakteristikas, aptartuose eksperimentuose po parametrinio stiprinimo pakopų daugeliu atvejų impulsai būdavo laike suspaudžiami panaudojant dispersijos kompensavimą. Kita vertus, norint pasiekti kelių optinių ciklų impulsų trukmę, tokio impulsų spūdos būdo dažnai nepakanka, kadangi gautų impulsų trukmę apriboja parametrinių stiprintuvų stiprinimo juosta. Tokiu atveju reikia ne tik kompensuoti sustiprintų impulsų fazinę moduliaciją, bet ir plėsti jų spektrą.

2.3 Kubinio netiesiškumo sąlygojami reiškiniai

2.3.1 Šviesos pluoštų bei impulsų saviveikos reiškiniai

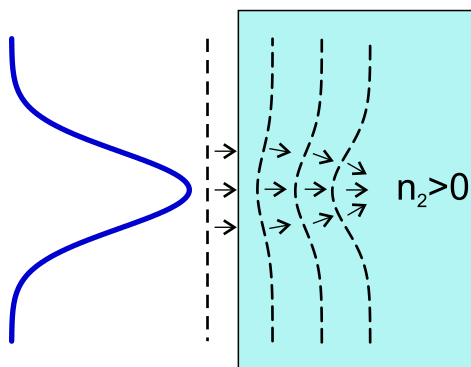
Netiesinio sklidimo reiškiniai, tokie kaip šviesos gijų formavimasis ar impulsų savispūda yra glaudžiai susiję su netiesinės optikos reiškiniais, sąlygojamais medžiagų kubinio netiesiškumo. Vienas svarbiausių tokių reiškinių - tai optinis Kero efektas, kurį galima apibūdinti kaip medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo ja sklindančios spinduliuotės intensyvumo ir matematiškai užrašyti tokia forma:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (27)$$

čia n_0 - tiesinis, n_2 - netiesinis medžiagos lūžio rodiklis, o I - spinduliuotės intensyvumas.

Netiesinis lūžio rodiklis yra proporcingas medžiagos trečiosios eilės netiesiniam optiniam jautriui ir skaidriose dielektrinėse medžiagose dominuojant nerezonansiniam elektroniniam netiesiškumui gali būti laikomas momentiniu (reali atsako trukmė $\approx 10^{-16}$ s). Optinis Kero efektas sąlygoja tokių šviesos saviveikos reiškinių, kaip pluoštų fokusavimasis bei impulsų fazės moduliavimasis, atsiradimą.

Šviesos pluoštui sklindant skaidria dielektrine terpe, pasižyminčia teigiamu netiesiniu lūžio



3 pav. Šviesos pluošto fokusavimasis ir bangos fazės fronto iškraipymas skaidrioje dielektrinėje teigiamu netiesiniu lūžio rodikliu pasižyminčioje terpėje netiesinio sklidimo metu.

rodikliu, didesnio intensyvumo centrinė pluošto sritis medžiagoje indukuos didesnę lūžio rodiklį nei mažesnio intensyvumo pluošto periferija ir pluoštas medžiagoje pradės fokusuotis - medžiaga ims veikti kaip glaudžiamasis lęšis. Jei medžiagos netiesinis lūžio rodiklis yra neigiamas, bus stebimas atvirkščias efektas - pluoštas, sklindantis medžiaga, defokusuosis. Aprašytas reiškinys yra vadinamas pluošto fokusavimusi ir yra apibūdinamas kritine galia P_{kr} . Kuomet pluošto galia yra lygi kritinei, difrakcinė pluošto skėstis yra pilnai kompensuojama fokusavimosi efekto. Kritinė galia Gauso pluoštui yra užrašoma taip:

$$P_{kr} = \frac{3,72\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}, \quad (28)$$

čia λ - spinduliuotės bangos ilgis.

Atstumą nuo medžiagos paviršiaus iki netiesinio židinio galima apytiksliai įvertinti pasinaudojus Marburgerio formule [37]:

$$z_{sf} = \frac{0,367z_R}{\sqrt{[(P/P_{kr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219}}, \quad (29)$$

čia z_R yra Gauso pluošto Reilėjaus ilgis ir yra užrašomas taip:

$$z_R = \frac{\pi n_0 \omega_0^2}{\lambda}, \quad (30)$$

čia ω_0 atitinka pluošto spindulį sąsmaukoje, $1/e^2$ intensyvumo lygyje.

Jei lazerinis pluoštas į medžiagą krinta besifokusuojantis arba išsifokusuojantis, tuomet atstumas iki netiesinio židinio gali būti randamas pasinaudojus tokiu sąryšiu:

$$\frac{1}{z'_{sf}} = \frac{1}{z_{sf}} + \frac{1}{f}, \quad (31)$$

f - lęšio židinio nuotolis. Matyti, jog didesnės už kritinę galios pluoštą fokusuojant lęšiu prieš medžiagą, netiesinis židiny bus arčiau negu geometrinis židiny. Kita vertus, pluošto galia turėtų būti bent kelis kartus didesnė už kritinę galia, jeigu pluoštas diverguotų ir būtų norima

stebėti pluošto fokusavimąsi.

Kitas netiesinio lūžio rodiklio nulemtas reiškinys, kartais vadinamas laikiniu pluoštų fokusavimosi analogu, yra impulsų fazės moduliavimasis. Laike kintantis intensyvumas lemia laike kintantį lūžio rodiklį, kuris indukuoja netiesinį impulso fazės pokytį:

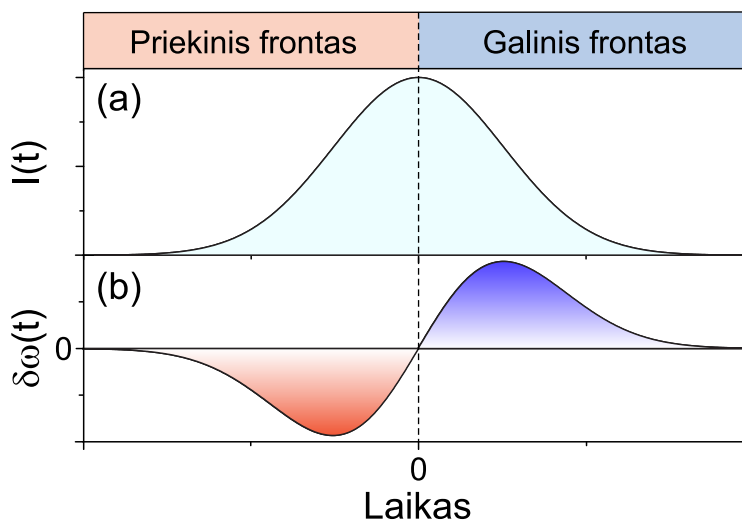
$$\phi_{nt} = \frac{\omega_0}{c} n_2 I(t) z, \quad (32)$$

čia ω_0 yra nešantysis dažnis, o z - sklidimo atstumas. Matyti, jog netiesinis fazės pokytis didėja kartu su nusklistu atstumu. Laike kintanti fazė sukelia momentinio dažnio pokytį, todėl galime užrašyti:

$$\delta\omega(t, z) = \frac{\partial\phi_{nt}(t)}{\partial t} = \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I(t)}{\partial t}. \quad (33)$$

Vadinasi, dėl impulso fazinės moduliacijos atsiranda ir impulso nešančiojo dažnio moduliacija, t.y. impulso spektre atsiranda naujos dažninės komponentės ir spektras išplinta. Jeigu impulso laikinis intensyvumo pasiskirstymas yra Gausinis, o impulso trukmė yra t_p , momentinio dažnio pokytis gali būti išreikštas taip:

$$\delta\omega(t, z) = -2 \frac{\omega_0 t z}{c t_p^2} n_2 I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_p^2}\right). \quad (34)$$



4 pav. (a) Gausinio impulso intensyvumo laikinis pasiskirstymas bei (b) impulso fazės moduliavimosi indukuoto momentinio dažnio pokyčio laikinė priklausomybė.

Jeigu tariame, jog $n_2 > 0$, tokiu atveju priekinis impulso frontas patiria neigiamą (Stokso), o galinis - teigiamą (anti-Stokso) dažnių poslinkį, t.y. impulso priekinis frontas yra papildomas raudonomis, o galinis frontas - mėlynomis spektrinėmis komponentėmis. Šis reiškinys pavaizduotas 4 pav. Jei $n_2 < 0$, impulso įgyta fazinė moduliacija bus atvirkščia.

2.3.2 Impulsų savispūda netiesinio sklidimo metu

Impulsų spektro išplitimas vykstant fazės moduliavimosi reiškiniui netiesinio sklidimo skaidriose dielektrinėse medžiagose metu ir vėlesnis fazinės moduliacijos kompensavimas, kaip efektyvus impulsų spūdos būdas pradėtas taikyti dar praeito amžiaus devintajame dešimtmetyje [38]. Šio eksperimento metu 92 fs, 630 nm impulsai, generuojami dažų lazerinės sistemos, po erdvinio filtravimo vakuume buvo fokusuojami į 1,2 cm storio kvarco plokštelę, kur impulsų spektras dėl fazės moduliavimosi išplito 5 kartus. Pluošto parametrai buvo parinkti tokie, kad sklisdamas kvarco plokštelėje jis nespėtų susifokusuoti, t.y. atstumas nuo medžiagos pradinio paviršiaus iki netiesinio židinio buvo kelis kartus didesnis už medžiagos storį. Impulsų spūda buvo atliekama pasitelkus difrakcinių gardelių porą. Naudojant tokią techniką, impulsus pavyko suspausti 5 kartus, iki 19 fs, bet neišvengta didelių energinių nuostolių: po spūdos impulsų energija tesudarė 3% pradinės energijos. Vėliau buvo pristatytas panašus impulsų spūdos būdas, tik šįkart 3 mm BK7 stikle spektriškai išplitę 800 nm impulsai buvo 3 kartus (nuo 42 fs iki 14 fs) suspausti naudojant dvi prizmes bei du čirpuotus veidrodžius, o energiniai nuostoliai buvo mažesni ir siekė 55% [39]. Taip pat impulso spektras gali būti praplėstas vykstant superkontinuumo generacijai keliose viena po kitos patalpintose skaidrios dielektrinės terpės plokštelėse [40]. Plokštelių storis bei išdėstymas yra parenkamas taip, kad pluoštas plokštelėje nespėtų susifokusuoti ir suirti į šviesos gijas, t.y. užtikrinama, jog plokštelės praėjusio pluošto erdvinis skirstinys būtų vienišas, o spektras - išplitęs. Eksperimentiškai pademonstruota, jog tokius spektriškai išplitusius impulsus vėliau galima suspausti iki spektriškai ribotų trukmių [41, 42].

Visais iki šiol aptartais atvejais eksperimentuose po impulsų spektro išplitimo norint juos suspausti laike buvo naudojamas atskiras impulsų spaustuvas. Kita vertus, jeigu medžiaga, kurioje vyksta impulsų fazės moduliavimas, pasižymi anomaliaja GGD, tuomet impulso sukaupta fazinė moduliacija yra kompensuojama medžiagos neigiamos dispersijos - pati medžiaga pradeda veikti kaip impulsų spaustuvas, o impulsų spūda tuomet vadinama savispūda.

Galima išskirti du netiesinio sklidimo metu vykstančios impulsų savispūdos režimus. Pirmasis režimas - tai femtosekundinių šviesos gijos formavimas, kuomet pradinis bangų paketas patiria spūdą tiek laike, tiek ir erdvėje bei yra stebimas kvazistacionarių erdvėlaikinių darinių - šviesos kulku formavimas. Remiantis teoriniu modeliavimu, VIR srities femtosekundiniai impulsai, vykstant pluošto fokusavimuisi bei šviesos gijos formavimuisi, gali susispausti laike iki vieno optinio ciklo [21]. Šviesos kulku susidarymas esant anomaliajai terpės GGD buvo eksperimentiškai ištirtas įvairiose medžiagose (lydytame kvarce [22–24], safyre [25], kalcio bei bario fluoriduose [26] ir β -BBO [27]), o patys trumpiausi impulsai, buvo gauti CaF_2 kristale, kur jie patyrė savispūdą iki mažiau nei dviejų optinių ciklų, kai pradinės spinduliuotės bangos ilgis buvo apie 2 μm .

Visgi, netiesinio sklidimo metu susiformavusių šviesos kulku energija, palyginus ją su pradinio impulso energija, yra menka. Be to, šviesos kulkos pradeda dispersiškai plisti už skaidrios dielektrinės terpės ribų. Dėl išvardintų šviesos kulku ypatumų, dažnai praktiškai patraukliau yra taikyti kitą impulsų savispūdos režimą, kuomet impulsas netiesinio sklidimo metu faziškai

moduliuojasi bei susispaudžia dėl anomaliosios medžiagos GGD, tačiau palieka medžiagą pluoštui nespėjus susifokusuoti (arba dar nepradėjus formuotis šviesos gijai) [28]. Tokiu atveju galima teigti, jog impulsų savispūdą lemia balansas tarp impulsų fazės moduliavimosi, indukuojančio teigiamą impulso fazinę moduliaciją bei medžiagos anomaliosios GGD, atsakingos už neigiamą fazinę moduliaciją. Eksperimentiškai pademonstruota, jog šis impulsų savispūdos režimas gali būti sėkmingai taikomas tiek didelio pasikartojimo dažnio (šimtai kHz), dešimčių μJ energijos impulsams [29], tiek mJ eilės energijos bei kelių gigavatų smailinės galios spinduliuotei [30].

3 Tyrimo rezultatai bei jų aptarimas

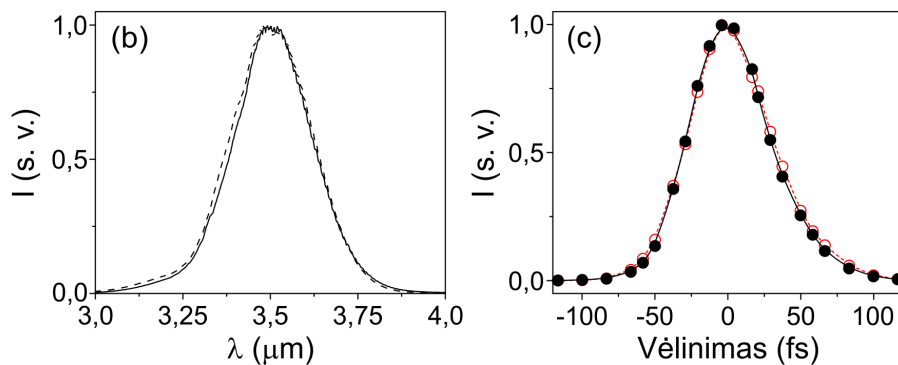
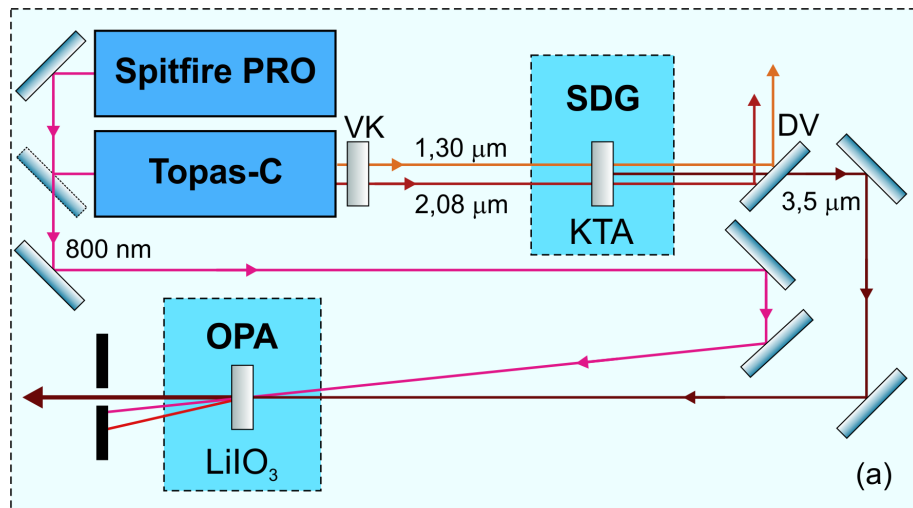
3.1 3 - 4 μm spektrinės srities kelių optinių ciklų impulsų generavimo bei stiprinimo eksperimentinė schema

Eksperimentinė 3 - 4 μm spektro srities ultratrumpųjų impulsų generavimo bei stiprinimo schema yra pateikta 5 pav. (a). Visos sistemos pagrindas buvo Ti:safyro sistema (Spitfire PRO, Newport-Spectra Physics), generuojanti 1 kHz pasikartojimo dažnio, 100 fs trukmės, 800 nm bangos ilgio impulsus, kurių energija po regeneratyvinio stiprintuvo siekė 3 mJ. Energijos dalis, lygi 0,9 mJ, buvo panaudota kaupinti komercinį parametrinį šviesos stiprintuvą (Topas-C, Šviesos konversija), iš kurio gauti 175 μJ energijos, 75 fs trukmės signalinės (1,3 μm bangos ilgio) bei 115 μJ energijos ir 85 fs trukmės šalutinės (2,08 μm bangos ilgio) bangų impulsai. Skirtuminio dažnio generacija tarp paprastosios poliarizacijos signalinės bei nepaprastosios poliarizacijos šalutinės bangų buvo įgyvendinama 1 mm storio KTA kristale, išpjautame II tipo faziniam sinchronizmui XZ plokštumoje ($\theta = 43^\circ$, $\phi = 0^\circ$). Pažymėtina, jog signalinės bei šalutinės bangų impulsai po parametrinio stiprintuvo buvo šiek tiek išsiskyrę laike. Taigi, siekiant užtikrinti gerą sąveikaujančių impulsų laikinį persiklojimą KTA kristale, prieš skirtuminio dažnio pakopą į spinduliuotės kelią buvo pastatytas vėlinimo kompensavimo elementas (VK) - iš fazinio sinchronizmo išsuktas 1 mm storio β -BBO kristalas. Skirtuminio dažnio generacijos metu gauti 3,5 μm centrinio bangos ilgio, 60 fs trukmės bei 11 μJ energijos impulsai. 5 pav. (b) grafike punktyrine linija yra pavaizduotas skirtuminio dažnio impulsų spektras, kurio plotis siekia 280 nm. Tiek šis, tiek kiti šiame darbe pateikiami spektrai (išskyrus superkontinuumo spektrus) buvo išmatuoti laboratorijoje sukonstruotu prizminiu spektrometru su PbSe detektoriumi.

5 pav. (c) grafike punktyrine linija bei tuščiaviduriais apskritimais pavaizduota eksperimentiškai išmatuota 3,5 μm impulsų kryžminės koreliacijos funkcija. Ši funkcija buvo nubrėžta prie skirtingų vėlinimų užregistravus suminio dažnio generacijos signalą, gautą 20 μm storio β -BBO kristale tarp 3,5 μm spinduliuotės bei atraminių 720 nm bangos ilgio, 30 fs trukmės impulsų, sugeneruotų antrąja Ti:safyro lazerinės sistemos harmonika kaupinamo nekolinearaus parametrinio šviesos stiprintuvo (Topas-White, Šviesos Konversija). Taip pat buvo atlikta ir nulinės fazės išmatuoto spektro Furjė transformacija, o nustatyta impulsų trukmė sutapo su trukme, apskaičiuota iš kryžminės koreliacijos funkcijos. Tai reiškia, jog skirtuminio dažnio pakopoje generuojami impulsai buvo beveik tiksliai spektriškai riboti, t.y. impulsai nebuvo faziškai moduluoti.

Kadangi skirtuminio dažnio generacijos pakopoje vyko kolineari parametrinė sąveika, norint atskirti sugeneruotą VIR srities spinduliuotę nuo pradinės, po KTA kristalo buvo pastatytas dichroinis veidrodis, atspindintis 1,3 μm bei 2,08 μm bangas ir praleidžiantis 3,5 μm spinduliuotę, kuri vėliau buvo parametriškai stiprinama.

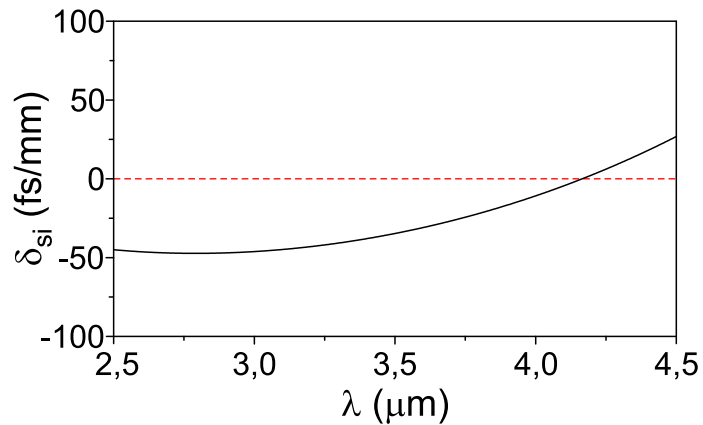
Stiprinimo pakopoje, kaupinamoje 800 nm Ti:safyro lazerinės sistemos generuojamais impulsais, naudotas 1 mm storio LiIO_3 kristalas, išpjautas I tipo faziniam sinchronizmui ($\theta = 21^\circ$). Šis netiesinis kristalas pasižymi plačia skaidrumo sritimi, besitęsiančia nuo ultravioletinės iki



5 pav. (a) Eksperimentinė ultratrumpųjų VIR impulsų generavimo bei stiprinimo schema: OPA - parametrinio stiprinimo pakopa, VK - vėlinimo kompensavimo elementas, DV - dichroinis veidrodis, (b) skirtuminio dažnio (punktyrinė linija) bei parametriškai sustiprinto (vientisa linija) $3,5 \mu\text{m}$ impulsų spektras, (c) išmatuotos $3,5 \mu\text{m}$ impulsų kryžminės koreliacijos funkcijos po SDG (raudona punktyrinė linija, tuščiaiduriai apskritimai) ir po parametrinio stiprinimo (juoda vientisa linija, pilnaviduriai apskritimai) pakopų.

VIR spektro srities (žr. 1 lentelę). Dar vienas ličio jodato privalumas - tai mažas grupinių greičių nederinimas (6 pav.) tarp signalinės ($3,5 \mu\text{m}$) bei šalutinės ($1,04 \mu\text{m}$) bangų pasirinktai parametrinio stiprinimo sąveikai. Iš pateiktos priklausomybės matyti, jog GGN tarp signalinės bei šalutinės bangų yra nedidelis itin plačioje spektrinėje srityje, o tai lemia plačią stiprinimo juostą. Taip pat reikia paminėti, jog parametrinio stiprinimo sąveika buvo nekolineari - kaupinimo bei užkrato pluoštai susikirto mažu ($0,7^\circ$) kampu. Toks geometrinis pluoštų išdėstymas leido patogiau atskirti kaupinimo, sustiprinto signalo bei sugeneruotos šalutinės bangų pluoštus erdvėje.

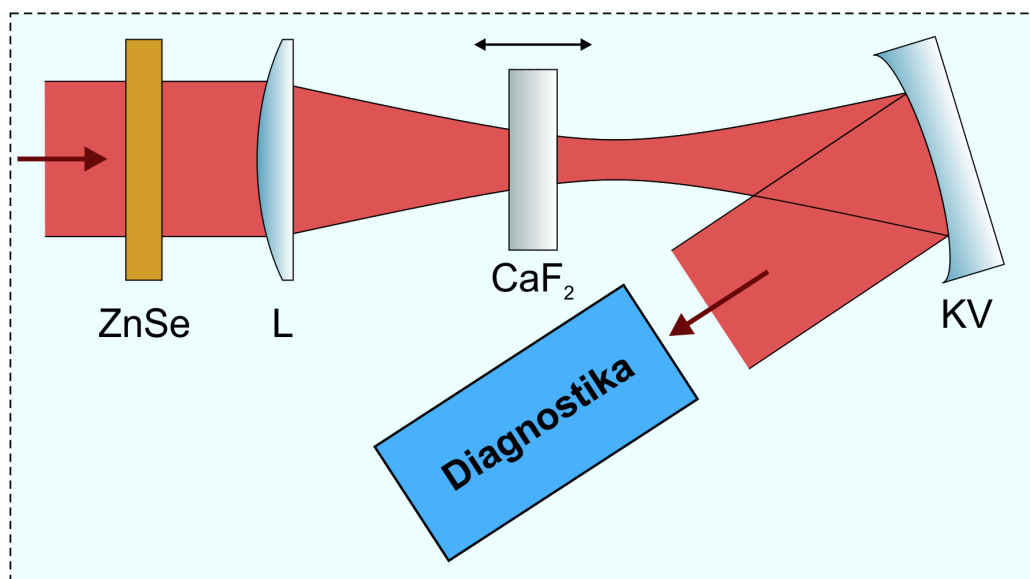
Palyginus parametriškai sustiprintų impulsų spektrą bei kryžminės koreliacijos funkciją (5 pav. (b) ir (c) vientisos linijos) matyti, jog parametrinis stiprinimas neįneša nei spektrinių, nei laikinių impulsų iškraipymų - minėtosios charakteristikos yra beveik identiškos pradiniams. Parametrinio stiprinimo pakopa buvo kaupinama $0,7 \text{ mJ}$ impulsų energijos pluoštu, kurio skersmuo pusės aukštyje buvo lygus $1,6 \text{ mm}$, o intensyvumas atitiko 200 GW/cm^2 . $3,5 \mu\text{m}$ impulsus pavyko sustiprinti iki $35 \mu\text{J}$, kartu generuojant $100 \mu\text{J}$ energijos $1,04 \mu\text{m}$ šalutinės bangos impulsus, taigi, parametrinio stiprinimo kvantinis efektyvumas siekė 19%.



6 pav. Grupinių greičių nederinimo tarp signalinės bei šalutinės bangų priklausomybė nuo signalinės bangos ilgio LIO kristale kaupinant fundamentine Ti:safyro lazerio spinduliuote.

3.2 3,5 μm impulsų savispūdos eksperimentinė schema

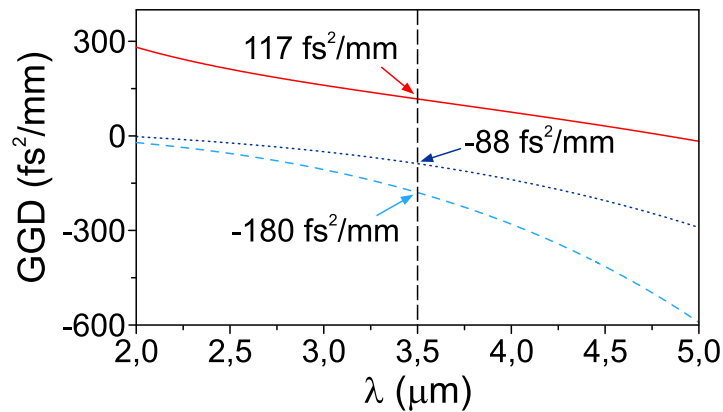
Po parametrinio stiprinimo 3,5 μm impulsai metaliniais veidrodžiais buvo nukreipti į savi-spūdos schemą, kuri yra pavaizduota 7 pav. VIR srities spinduliuotės pluoštas, kurio skersmuo pusės aukštyje siekė 1,3 mm, buvo fokusuojamas 100 mm židinio nuotolio BaF_2 lęšiu į 4 mm ilgio CaF_2 plokštelę. Kristalo tvirtinimas ant poslinkio staliuko suteikė galimybę jį judinti lygiagrečiai impulsų sklaidimo kryptčiai, o kartu ir keisti į CaF_2 krintančios spinduliuotės pluošto matmenis bei intensyvumą.



7 pav. Impulsų savispūdos schema: L - lęšis, KV - įgaubtas veidrodis.

Norint kompensuoti lęšio medžiagos dispersiją (3,5 mm ilgio BaF_2), prieš lęšį buvo patalpinta 3 mm ZnSe plokštelė (žr. 8 pav.). Už CaF_2 plokštelės pluoštas buvo kolimuojamas įgaubtu (200 mm kreivumo spindulio) veidrodžiu sidabrinėmis dangomis, kuris nukreipė spinduliuotę tolimesniam charakterizavimui. Savispūdą patyrusių impulsų laikinis intensyvumo pasiskirstymas buvo tiriamas naudojant suminio dažnio dažninės skyros optinį strobavimą (SFG-FROG), pluošto skersinis profilis buvo tiriamas piroelektrine CCD kamera (WinCamD FIR2-16-HR),

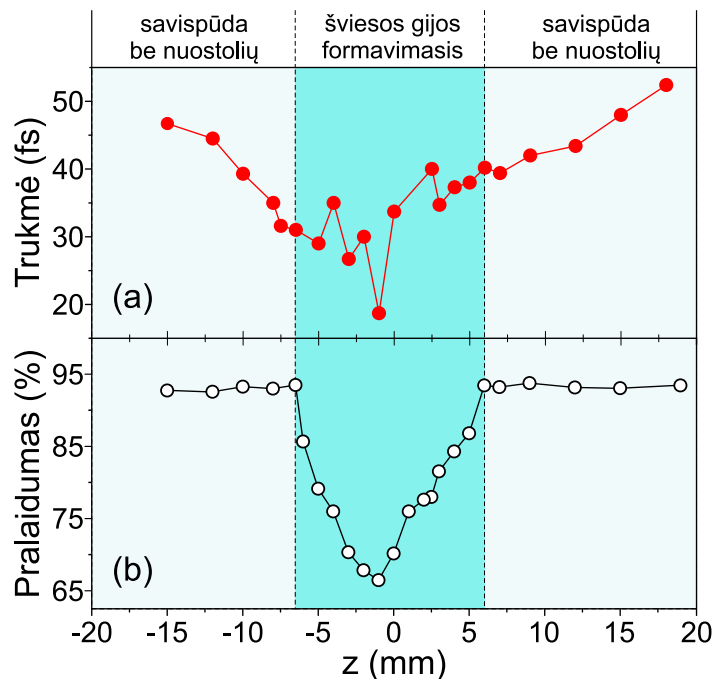
o impulsų energijos matavimams pasitelktas *Ophir* energijos matuoklis kartu su piroelektriniu detektoriumi (PE9-SH).



8 pav. Medžiagų grupinių greičių dispersija VIR spektriniame diapazone: ZnSe (vientisa raudona linija), BaF₂ (taškinė mėlyna linija), CaF₂ (punktyrinė žydra linija).

3.3 3,5 μm impulsų savispūda netiesinio sklidimo CaF₂ metu

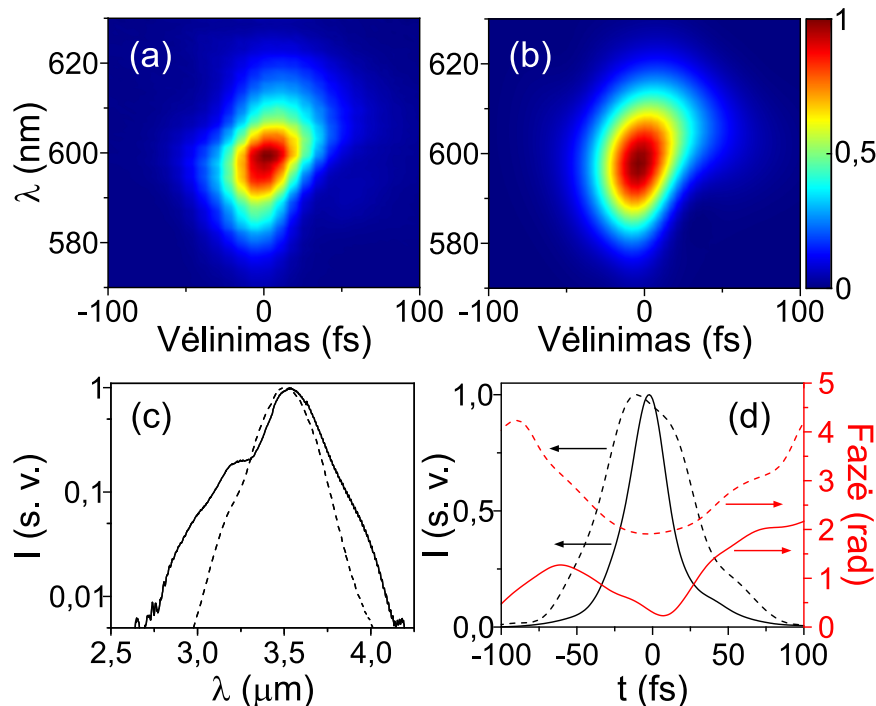
Impulsų savispūdos tyrimo metu spinduliuotės spektrinės bei laikinės charakteristikos buvo tiriamos registruojant impulsų energiją, spektrą bei SFG-FROG pėdsaką keičiant CaF₂ plokštelės padėtį geometrinio židinio atžvilgiu. Verta paminėti, jog į CaF₂ plokštelę krito 29 μJ energijos impulsai, o impulsų galia atitiko 7 P_{kr}. Energijos nuostoliai atsirado dėl atspindžių nuo metalinių veidrodžių bei Frenelio atspindžių nuo skaidrintos ZnSe plokštelės bei BaF₂ lęšio paviršių.



9 pav. (a) Impulso trukmės, ir (b) energijos pralaidumo priklausomybė nuo CaF₂ priekinio paviršiaus padėties geometrinio židinio atžvilgiu.

9 pav. pavaizduota iš SFG-FROG pėdsakų atstatytos impulsų trukmės (a) bei energijos pralaidumo (b) priklausomybė nuo CaF_2 priekinio paviršiaus padėties geometrinio židinio atžvilgiu. Norint įvertinti energijos pralaidumą, buvo apskaičiuotas santykis tarp išmatuotos energijos po ir prieš CaF_2 plokštelę.

Palyginus abu minėtuosius grafikus matyti, jog impulsų savispūdą netiesinio sklidimo metu galima išskirti į du teoriniame įvade apibūdintus režimus: savispūdą be nuostolių bei šviesos formavimąsi. Savispūdą be nuostolių režimas buvo stebimas CaF_2 plokštelės priekiniam paviršiui esant tiek prieš, tiek už geometrinio židinio. Šiame režime savispūdą metu spinduliuotės energiniai nuostoliai buvo sąlygoti tik atspindžių nuo dviejų CaF_2 paviršių, o energinis pralaidumas siekė 93,5%. Matyti, jog artėjant link židinio, impulsų trukmė pradeda trumpėti, kol galiausiai pradeda formuotis šviesos gija. Trumpiausi impulsai savispūdą be nuostolių režime buvo gauti priekiniam CaF_2 paviršiui esant 6,5 mm atstumu nuo geometrinio židinio. 10 pav. yra pateikiami išmatuoti (a) bei atstatyti (b) SFG-FROG pėdsakai. Pėdsako atstatymas vyko naudojant originalų FROG algoritmą taikančią programinę įrangą [43], duomenis pateikiant 128 x 128 pikselių matricos pavidalu, o pėdsako atstatymo paklaida tesiekė 0,7%. Atstatyta 3,5 μm impulsų trukmė buvo lygi 31 fs ir atitiko 2,7 optinio ciklo, vadinasi, palyginti su pradinių impulsų trukme, po savispūdą impulsai sutrumpėjo dvigubai. Išmatuota mažiausia impulsų trukmė reiškia, jog šiame spūdą be nuostolių režimo taške yra pasiekiamas tiksliausias balansas tarp impulso fazės moduliavimosi (o kartu ir spektro plitimo) netiesinio sklidimo metu ir anomaliosios CaF_2 grupinių greičių dispersijos, kuri 3,5 μm yra lygi $-180 \text{ fs}^2/\text{mm}$ (žr. 8 pav.).

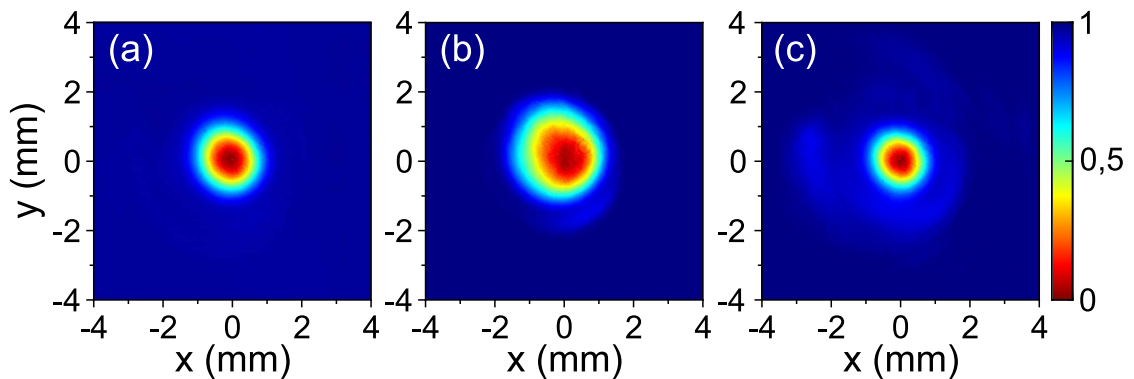


10 pav. 3,5 μm impulsų savispūda be nuostolių CaF_2 plokštelėje, kai $z = -6,5 \text{ mm}$: (a) išmatuotas ir (b) atstatytas SFG-FROG pėdsakas, (c) pradinių bei suspaustų impulsų spektrai bei (d) laikiniai intensyvumo pasiskirstymai ir fazės. Pradinių impulsų charakteristikos pateikiamos punktyrinėmis, o suspaustų impulsų - vientisomis linijomis.

Taip pat norint įsitikinti, jog pluoštas medžiagoje nespėja susifokusuoti, buvo apskaičiuotas netiesinio židinio atstumas nuo medžiagos priekinio paviršiaus, CaF_2 plokštei esant didžiausios impulsų savispūdos be nuostolių taške. Gautas atstumas iki netiesinio židinio buvo lygus 5,5 mm, taigi, galima teigti, jog 4 mm ilgio CaF_2 plokštelėje pluošto susifokusavimas nėra pasiekiamas. Tokį rezultatą patvirtina ir už CaF_2 plokštelės išmatuotas pluošto erdvinis profilis, pavaizduotas 11 pav. (b) paveikslėlyje, iš kurio matyti, kad erdvinis pluošto intensyvumo pasiskirstymas išlieka vientisas ir Gausinis. Vadinas, stebimo netiesinio sklidimo dinamika tebėra vienmatė ir savispūdos metu nepasireiškia tokie netiesiniai efektai kaip pluošto fokusavimas, netiesinė sugertis ar elektronų plazmos generacija [44, 45]. Panaši impulsų savispūdos tendencija gauta ir už geometrinio židinio, tačiau šioje srityje dėl diverguojančio pluošto intensyvumo mažėjimo impulsų trukmė po savispūdos buvo ilgesnė.

Artinant CaF_2 plokštelę link geometrinio židinio, energiniai nuostoliai ėmė ženkliai didėti ir buvo stebimas šviesos gijos formavimasis. Sumažėjęs energinis pralaidumas yra paaiškinamas įvairiais šviesos gijos formavimosi metu vykstančiais netiesiniais reiškiniais, tokiais kaip daugiafotonė sugertis bei sugeneruotų elektronų plazmos sugertis. Taip pat formuojantis šviesos gijai pakito ir pluošto intensyvumo profilis: išryškėjo intensyvi centrinė dalis ir aplink išsidėsčiusi nedidelio intensyvumo žiedinė struktūra. Šios pluošto erdvinės ypatybės matomos 11 pav. (c).

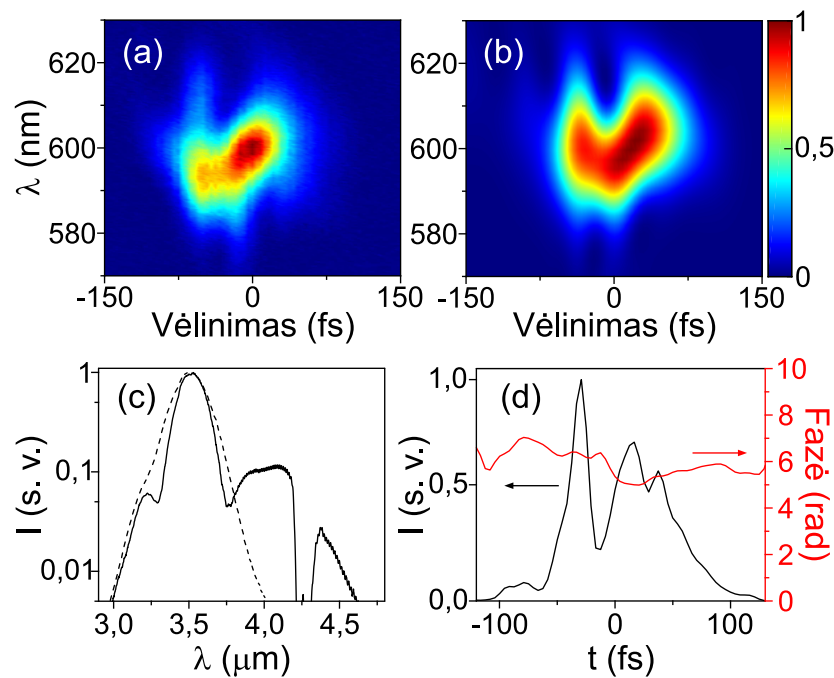
Kita vertus, šviesos gijos formavimosi režime artėjant link geometrinio židinio impulsų trukmė vis dar trumpėjo, o mažiausia trukmė buvo išmatuota, kuomet atstumas tarp CaF_2 priekinio paviršiaus ir geometrinio židinio buvo 1 mm. Šioje padėtyje išmatuotas bei atstatytas SFG-FROG pėdsakai, impulsų spektras bei impulso laikinis profilis kartu su faze yra pavaizduoti 12 pav.



11 pav. $3,5 \mu\text{m}$ spinduliuotės pluošto intensyvumo profiliai tolimajame lauke: (a) pradinis pluoštas, (b) pluoštas didžiausio susispaudimo be nuostolių taške ($z = -6,5 \text{ mm}$), (c) pluoštas šviesos gijos formavimosi režime ($z = -1 \text{ mm}$).

12 pav. (d) matyti, jog impulso laikinį intensyvumo profilį sudarė centrinė intensyvumo smailė bei iš abiejų pusių susiformavę kraštiniai intensyvumo maksimumai. Iš atstatyto SFG-FROG pėdsako apskaičiuota centrinės impulso smailės trukmė tesiekė 19 fs ir atitiko 1,6 optinio ciklo, tačiau ji turėjo tik 33% visos impulso energijos. Likusi energijos dalis buvo pasiskirsčiusi impulso laikinėje periferijoje. Šių atsiskyrusių šoninių sričių susiformavimas byloja apie viso bangų paketo erdvėlaikinę transformaciją. Parodyta, jog periferinių intensyvumo smailių atsi-

radimas kartu su impulsų skilimu yra stebimi ankstyvojoje šviesos kulkų formavimosi stadijoje terpei pasižymint didele anomalija GGD [46]. Minėtame eksperimente $2,25 \mu\text{m}$ bangos ilgio impulsų erdvėlaikinė dinamika buvo tirta netiesinio sklidimo safyre metu. Safyro GGD ties $2,25 \mu\text{m}$ yra $-193 \text{ fs}^2/\text{mm}$, o šiame darbe $3,5 \mu\text{m}$ bangos ilgio impulsai kalcio fluoride patyrė $-180 \text{ fs}^2/\text{mm}$ grupinių greičių dispersiją, t.y. abiem atvejais medžiagų grupinių greičių dispersija buvo labai panaši. Taigi, galima teigti, kad šiame taške buvo stebimas šviesos kulkai būdingas laikinis intensyvumo profilis. Visgi, energijos nuostoliai formuojantis šviesos gijai gerokai išauga: impulsų, kurių centrinė laikinė intensyvumo smailė atitiko 19 fs, spinduliuotės energinis pralaidumas tesiekė 66%, t.y. buvo 1,4 karto mažesnis negu impulsų savispūdos be nuostolių atveju, todėl įvairiems praktiniams taikymams impulsų energijos atžvilgiu patrauklesnis yra būtent pastarasis režimas.

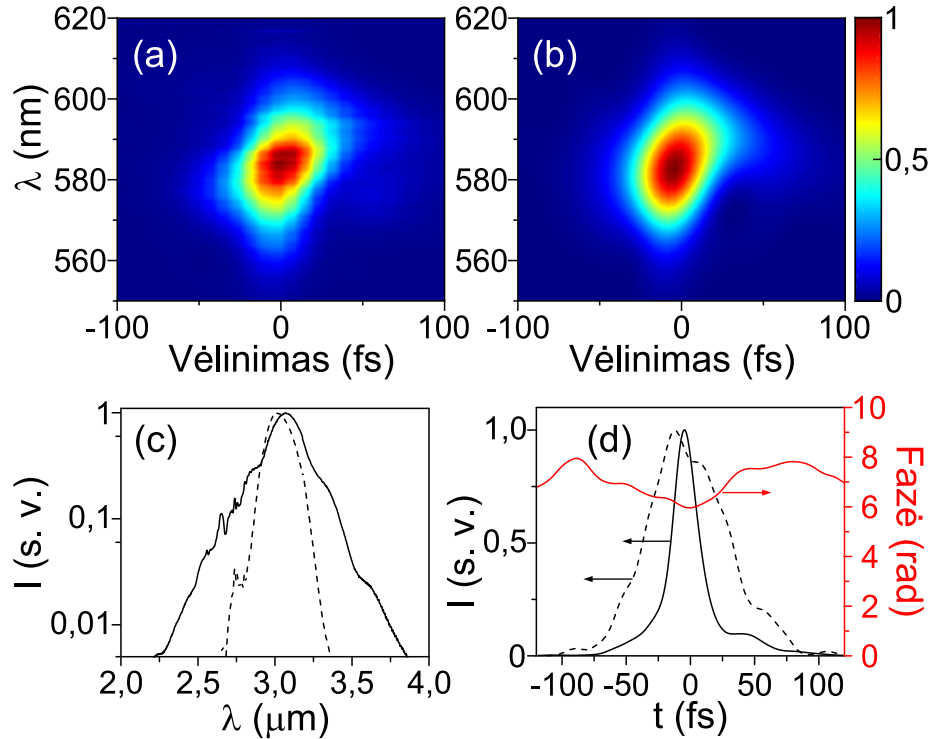


12 pav. $3,5 \mu\text{m}$ impulsų savispūda CaF_2 plokštelėje šviesos gijos formavimosi režime, kai $z = -1 \text{ mm}$: (a) išmatuotas ir (b) atstatytas SFG-FROG pėdsakas, (c) pradinių (punktyrinė linija) bei suspaustų (vientisa linija) impulsų spektrai bei (d) laikinis suspaustų impulsų intensyvumo pasiskirstymas bei fazė.

Reiktų paminėti, jog šio darbo metu $3,5 \mu\text{m}$ impulsų savispūda buvo gauta ne tik CaF_2 , bet ir BaF_2 bei YAG plokštelėse, tačiau abiem atvejais pasiekti rezultatai buvo prastesni, t.y. susispaudusių impulsų trukmė buvo ilgesnė. Tokį rezultatą galima paaiškinti prastesniu balansu tarp fazės moduliavimosi indukuotos impulsų teigiamos fazinės moduliacijos bei neigiamos fazinės moduliacijos dėl medžiagos anomalios grupinių greičių dispersijos. Kita vertus, tiek BaF_2 , tiek YAG kristalai buvo sėkmingai pritaikyti įgyvendinant impulsų savispūdą ties kitais spinduliuotės bangos ilgiais.

3.4 3 μm ir 4 μm impulsų savispūda netiesinio sklidimo metu

Norint pademonstruoti sistemos bangos ilgio derinimo galimybę, impulsų savispūda be nuostolių buvo pademonstruota pasirinkus du kitus spinduliuotės bangos ilgius - 3 μm bei 4 μm . Visų pirma, buvo tiriama 3 μm impulsų savispūda 3 mm storio YAG plokštelėje.

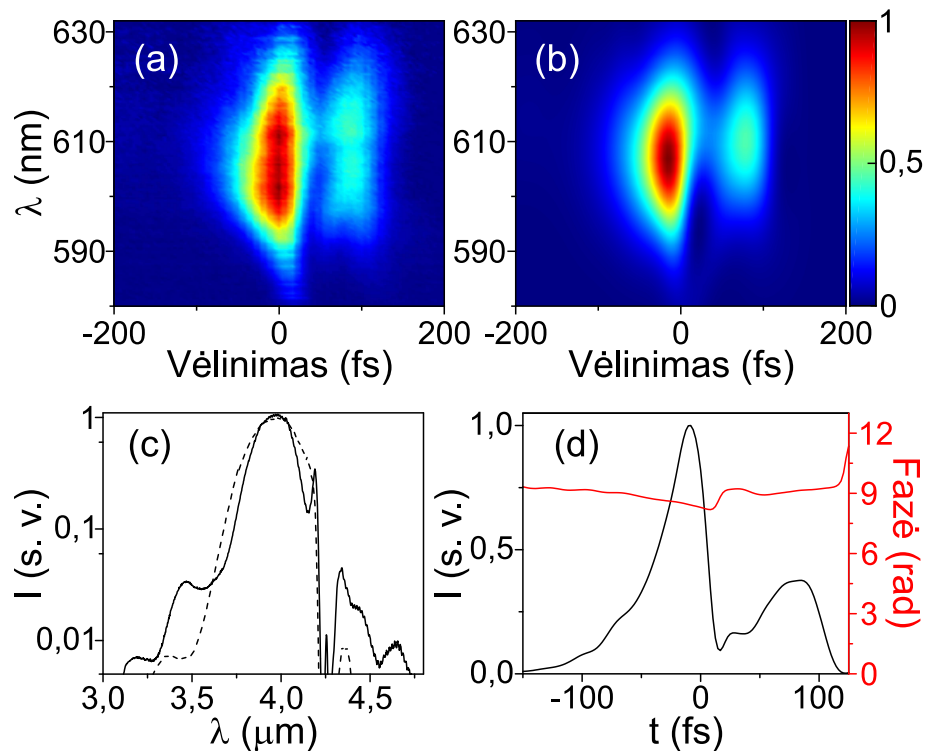


13 pav. 3 μm impulsų savispūda be nuostolių YAG plokštelėje, kai $z = -8$ mm: (a) išmatuotas ir (b) atstatytas SFG-FROG pėdsakas, (c) pradinių (punktyrinė linija) bei suspaustų (vientisa linija) impulsų spektrai bei (d) laikinis pradinių (punktyrinė linija) bei suspaustų (vientisa linija) impulsų intensyvumo pasiskirstymas ir fazė.

3 μm spinduliuotė buvo gauta pakeitus komercinio parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangos ilgius bei SDG ir parametrinio stiprinimo pakopų netiesinių kristalų fazinio sinchronizmo kampus. 5 μJ energijos 3 μm skirtuminio dažnio spinduliuotės impulsai buvo parametriškai sustiprinti iki 31 μJ , taigi impulsų energija padidėjo 6 kartus, o impulsų trukmė siekė 70 fs. Palyginus pradinius 3 μm (13 pav. (c) punktyrinė linija) bei 3,5 μm impulsų spektrus matyti, jog 3 μm atveju impulsų spektras yra siauresnis ir pusės aukštyje yra lygus 200 nm. Siauresnio spektro pločio impulsai ties šiuo bangos ilgiu galėjo būti generuojami dėl kelių priežasčių. Pirmiausia, ličio jodato GGN tarp signalinės bei šalutinės bangų 3 μm spinduliuotės atveju yra didesnis, o tai reiškia, jog parametrinio stiprintuvo stiprinimo juosta yra siauresnė. Taip pat β -BBO kristalo, kuris kompensuoja komercinio parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangų impulsų tarpusavio vėlinimą, storis yra optimaliai parinktas 3,5 μm bangos ilgio skirtuminio dažnio spinduliuotei, t.y. esant kitiems signalinės bei šalutinės bangų ilgiams, atitinkantiems kito bangos ilgio skirtuminio dažnio spinduliuote, vėlinimo kompensavimas nėra optimalus. Didžiausia impulsų savispūda buvo pasiekta, kai YAG plokštelės priekinis paviršius buvo 8 mm atstumu iki geometrinio židinio. Išmatuoti bei atstatyti SFG-FROG pėdsakai di-

džiausio impulsų susispaudimo atveju pateikti 13 pav. (a) ir (b) paveikslėliuose, atitinkamai. Netiesinio sklidimo be nuostolių metu buvo pasiekta impulsų savispūda iki 23 fs arba 2,3 optinių ciklų.

Taip pat vykstant 3 μm bangos ilgio impulsų savispūdai iš optinio kelio buvo išimta ZnSe plokštelė, kadangi šiam elementui esant pluošto kelyje, impulsai kiek mažiau susispausdavo laike. Toks rezultatas nėra netikėtas, kadangi ZnSe GGD ties 3 μm yra 160 fs²/mm, o BaF₂ GGD tėra -50 fs²/mm, taigi ZnSe perkompensuoja neigiamą lęšio GGD ir teigiamai faziškai moduliuoja impulsus, dėl ko jie išplinta laike. Panašus efektas stebimas ir ties 4 μm , tik čia ZnSe GGD yra per maža, kad kompensuotų lęšio įnešamą neigiamą GGD, taigi, šiuo atveju impulsai įgyja neigiamą fazinę moduliaciją.



14 pav. 4 μm impulsų savispūda be nuostolių BaF₂ plokštelėje, kai $z = -3$ mm: (a) išmatuotas ir (b) atstatytas SFG-FROG pėdsakas, (c) pradinių (punktyrinė linija) bei suspaustų (vientisa linija) impulsų spektrai bei (d) laikinis suspaustų impulsų intensyvumo pasiskirstymas ir fazė.

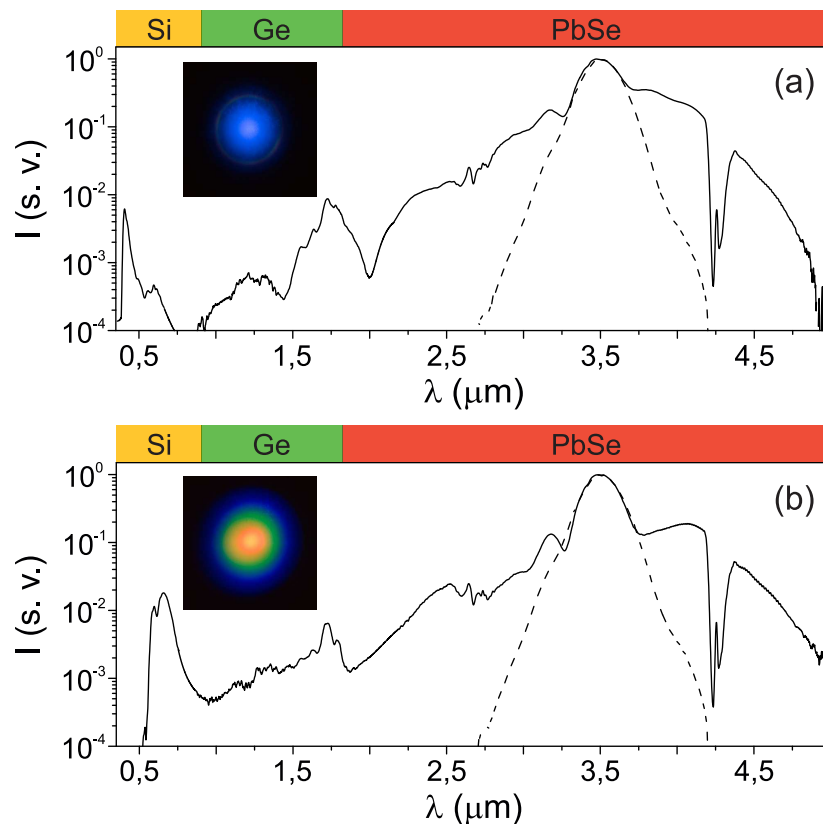
14 pav. pateikiamos spektrinės bei laikinės 4 μm bangos ilgio impulsų savispūdos charakteristikos. Parametriškai sustiprintų 4 μm impulsų trukmė buvo didesnė nei 3 μm impulsų atveju ir siekė 97 fs, o energija buvo lygi 14 μJ . Visgi, 14 pav. (c) pateikiamo pradinio impulsų spektro (punktyrinė linija) plotis pusės aukštyje buvo lygus 325 nm. Platų sustiprintų impulsų spektrą užtikrino itin mažas GGN tarp parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangų (ties 4 μm ličio jodate GGN tesiekė -10 fs/mm), o tokio spektrinio pločio Gausinių impulsų spektriškai ribota trukmė atitinka 72 fs. Vadinasi, impulsai buvo išplitę laike dėl medžiagos dispersijos įnešamos fazinės moduliacijos.

Didžiausia 4 μm impulsų savispūda buvo gauta 4 mm BaF₂ plokštelėje ties $z = -3$ mm. Kaip matyti iš 14 pav. (d) grafiko, šioje padėtyje impulsai susispaudė iki 42 fs, o tokia trukmė

atitiko 3,2 optinio ciklo. Paveikslėlyje matomas antras nedidelis impulso intensyvumo maksimumas galėjo atsirasti dėl to, jog prieš impulsams patenkant į BaF₂, jų spektras buvo iškraipomas CO₂ sugerties linijų, esančių 4,25 μm srityje, impulsams kelis metrus oru keliaujant nuo parametrinio stiprinimo pakopos iki impulsų savispūdos schemos.

3.5 Superkontinuumo generacija BaF₂ bei CaF₂ plokštelėse

Impulsų savispūdos metu šviesos gijos formavimosi režime buvo stebima superkontinuumo generacija - ženklus pradinio spektro išplitimas dėl įvairių tiesinių bei netiesinių reiškinių, tokių kaip dispersija, pluošto fokusavimasis, impulsų fazės moduliavimasis, smūginių bangų formavimasis bei daugiafotonė sugertis. Superkontinuumo spektras, gautas formuojantis šviesos gijai CaF₂ plokštelėje, yra pateikiamas 15 pav. (a).



15 pav. Ašinis superkontinuumo spektras, užfiksuotas šviesos gijos formavimosi metu (a) CaF₂, (b) BaF₂. Punktyrinėmis linijomis pavaizduotas pradinis impulsų spektras. Spalvinė schema virš grafiko nurodo spektrometro detektorių (Si, Ge bei PbSe) naudojimo spektrines sritis. Tarpuose pavaizduotos superkontinuumo spinduliuotės fotografijos tolimame lauke.

Plačiausias superkontinuumo spinduliuotės spektras buvo gautas didžiausios impulsų savispūdos padėtyje. Tai, kad prasidėjo superkontinuumo generacija, darbo metu buvo lengva nustatyti dėl atsiradusios mėlynos dėmės vizualiai stebint spinduliuotės pluošto skersinį profilį ant balto ekrano tolimame lauke. Superkontinuumo spektras buvo išmatuotas laboratorijoje sukonstruotu prizminiu spektrometru naudojant tris skirtingus detektorius (Si, Ge bei PbSe), kurių matavimo spektrinės sritys yra nurodytos iliustracijoje.

Matyti, jog superkontinuumo spektras susideda iš dviejų dalių: itin stipraus superkontinuumo signalo 2 - 5 μm spektro srityje bei kiek silpnesnės spinduliuotės regimojoje srityje, kurioje yra pastebimas stipriai išreikštas 410 nm centrinio bangos ilgio intensyvus maksimumas, o vėliau spinduliuotės intensyvumas krinta, kol galiausiai ties 385 nm signalas nebesiekia 10^{-4} intensyvumo lygio. Minėtasis intensyvumo maksimumas yra charakteringas superkontinuumo spektro bruožas, kai žadinančioji spinduliuotė patenka į anomalią medžiagos dispersijos sritį [47–52]. Remiantis skaitmeninio modeliavimo rezultatais, stiprus superkontinuumo spektrinis plitimas į aukštesniųjų dažnių pusę yra stebimas dėl staigaus intensyvumo pokyčio galiniame impulso fronte, atsiradusio impulsui fokusuojantis laike bei formuojantis smūginei bangai [47, 49, 52]. Didelio intensyvumo maksimumas mėlynojoje spektrinėje srityje gali būti aiškinamas efektinio tribangio maišymosi reiškiniu, kuriam dėl padidėjusios dispersijos aukštųjų dažnių srityje yra tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga [53]. Užregistruotas superkontinuumo spektras taip pat pasižymi signalo padidėjimu ties 1,75 μm dėl antrosios harmonikos generacijos ZnSe plokštelėje bei CO₂ sugerties indukuotu dvigubu intensyvumo minimumu ties 4,25 μm . Tarp minėtų superkontinuumo spektrinių ruožų spinduliuotės signalas išnyksta. Ši CaF₂ superkontinuumo spinduliuotės spektrinė charakteristika buvo pastebėta ir kituose eksperimentuose [54].

BaF₂ plokštelėje gauto superkontinuumo spektras, pateikiamas 15 pav. (b), buvo viena-lytiškesnis. BaF₂ plokštelės ilgis bei padėtis geometrinio židinio atžvilgiu buvo parinkti tokie patys, kaip ir CaF₂ atveju. Palyginus abiejų medžiagų superkontinuumo spektrus, galima pastebėti kelis skirtumus. Pirmiausia, BaF₂ intensyvumo maksimumo aukštųjų dažnių srityje centrinis bangos ilgis buvo didesnis ir atitiko 630 nm, o mėlynasis kraštas pasiektas ties 510 nm. Šis skirtumas yra paaiškinamas mažesniu BaF₂ draustinės energijos tarpu, o kartu ir mažesne daugiafotonės sugerties eile: dėl mažesnio draustinės energijos tarpo laisvųjų elektronų generaciją BaF₂ plokštelėje sukelia žemesnė daugiafotonės sugerties eilė [55]. Nepaisant to, BaF₂ superkontinuumo spektras buvo vientisas ir tęsėsi iki daugiau nei 5 μm , t.y. užregistruoto spektro VIR dalis buvo apribota spektrometro detekcijos ribos. Abiem atvejais generuojamo superkontinuumo spektrinis plotis viršijo 3 oktavas.

4 Išvados

1. Buvo sukurtas Ti:safyro lazerine sistema kaupinamas VIR spektrinės srities spinduliuotės šaltinis, generuojantis mažiau nei 3 optinių ciklų trukmės, 14 - 30 μJ energijos impulsus 3 - 4 μm spektriniame diapazone, kuris buvo paremtas skirtuminio dažnio generacija, parametriniu stiprinimu bei impulsų savispūda, vykstant netiesiniam impulsų sklidimui anomaliaja grupinių greičių dispersija pasižyminčioje kietakūnėje dielektrinėje terpėje.
2. Pademonstruota impulsų savispūda keleto milimetrų storio YAG, CaF_2 ir BaF_2 plokštelėse, kurios metu spinduliuotės pluoštas nepatyrė susifokusavimo ir nebuvo iškraipomas, o energinis pralaidumas viršijo 90%, kadangi energinius nuostolius sudarė tik Frenelio atspindžiai nuo medžiagos paviršių. Impulsų savispūda buvo tirama keičiant medžiagos atstumą iki geometrinio židinio, o didžiausią savispūdą lėmė netiesinio sklidimo metu pasiektas balansas tarp fazės moduliavimosi efekto ir medžiagos anomaliosios grupinių greičių dispersijos. Skirtingo bangos ilgio impulsai didžiausią savispūdą pasiekė skirtingose medžiagose dėl jų skirtingo netiesiškumo ir dažninės medžiagų grupinių greičių dispersijos bei netiesinio lūžio rodiklio priklausomybės.
3. CaF_2 bei BaF_2 plokštelėse formuojantis šviesos gijai gauti daugiau nei 3 oktavų pločio superkontinuumo spektrai įrodo, jog šio darbo metu sukurtas kelių optinių ciklų VIR spektrinės srities impulsų šaltinis yra tinkamas įvairiems ultrasparčiųjų šviesos reiškinių tyrimams tiek dielektrinėse, tiek puslaidininkinėse medžiagose.

5 Santrauka

Agnė Marcinkevičiūtė

KELETO OPTINIŲ CIKLŲ TRUKMĖS IMPULSŲ GENERACIJA IR SPŪDA VIDURINĖJE INFRARAUDONOJOJE SPEKTRO SRITYJE

Kelių optinių ciklų trukmės impulsų generacija vidurinėje infraraudonojoje spektrinėje srityje remiasi skirtuminio dažnio generacija bei parametriniu stiprinimu. Norint generuoti dviejų-trijų optinių ciklų trukmės VIR srities impulsus parametrinio šviesos stiprintuvo stiprinimo juostos pločio nebepakanka, todėl siekiant išplėsti impulsų spektrą ir suspausti juos laike yra pasitelkiama impulsų savispūda netiesinio sklidimo skaidria dielektrine terpė metu, kuri yra pagrįsta terpės anomaliosios grupinių greičių dispersijos bei impulsų fazės moduliavimosi sąveika medžiagoje prieš pradėdant formuotis šviesos gijai.

Šio darbo pagrindinis tikslas buvo sukurti Ti:safyro lazerinę sistemą bei parametrinę šviesos sąveiką paremtą kelių optinių ciklų trukmės VIR spektrinės srities impulsus generuojantį lazerinį šaltinį bei pademonstruoti sugeneruotų impulsų savispūdą pritaikant netiesinį sklidimą anomaliaja grupinių greičių dispersija pasižyminčioje kietakūnėje dielektrinėje terpėje. Darbo metu buvo sukonstruotas lazerinis šaltinis, generuojantis 3 - 4 μm spektrinės srities mažiau nei trijų optinių ciklų trukmės bei 14 - 30 μJ energijos impulsus, kuriame buvo įgyvendinta skirtuminio dažnio generacija tarp artimos infraraudonosios srities β -BBO parametrinio stiprintuvo signalinės bei šalutinės bangų KTA netiesiniame kristale bei tolesnis sugeneruotų impulsų stiprinimas plačia stiprinimo juosta šioje spektrinėje srityje pasižyminčiame LiIO_3 netiesiniame kristale. Galiausiai, sustiprinti impulsai patyrė savispūdą netiesinio sklidimo metu skaidriose anomaliaja grupinių greičių dispersija pasižyminčiose dielektrinėse medžiagose. Impulsų savi-
spūdos energinis pralaidumas YAG, CaF_2 ir BaF_2 plokštelėse viršijo 90%, o impulsus pavyko suspausti iki mažiau nei 3 optinių ciklų. Dar trumpesnės impulsų trukmės buvo gautos dielektrinėje terpėje formuojantis šviesos gijai: 3,5 μm impulsų centrinės intensyvumo smailės trukmė atitiko 1,6 optinio ciklo, tačiau energijos pralaidumas krito iki 66%. Sukonstruoto šaltinio pritaikomumas įvairiems ultraspartiesiems šviesos tyrimams dielektrinėse bei puslaidininkinėse medžiagose buvo pademonstruotas gavus daugiau nei 3 oktavų spektro pločio superkontinuumą CaF_2 bei BaF_2 plokštelėse.

6 Summary

Agnė Marcinkevičiūtė

GENERATION AND COMPRESSION OF FEW OPTICAL CYCLE PULSES IN THE MID-INFRARED SPECTRAL RANGE

Generation of few optical cycle pulses in the mid-infrared is mainly based on second order nonlinear effects such as difference frequency generation and optical parametric amplification. However, the amplification bandwidth of the parametric amplifier is too narrow to support the spectrum of few optical cycle pulses. Therefore, a technique of pulse self-compression during the nonlinear propagation in transparent dielectric media is employed. Such self-compression phenomenon stems from an interplay between the effects of self phase modulation and anomalous group velocity dispersion of the material before the onset of catastrophic self-focusing and beam filamentation.

The main objective of this work was to develop a Ti:sapphire laser system based parametric mid-infrared few optical cycle pulse source and to demonstrate the possibility of pulse self-compression exploiting the nonlinear propagation process in a transparent solid state medium featuring anomalous group velocity dispersion. During this work, a compact laser source was developed, providing sub-3 optical cycle pulses with energy of 14 - 30 μJ in the 3 - 4 μm spectral range. The source employed difference frequency generation between the signal and idler waves from a near-infrared β -BBO optical parametric amplifier in a KTA crystal and a subsequent broadband parametric amplification of mid-infrared pulses in an optical parametric amplifier. Finally, the amplified pulses were self-compressed during lossless nonlinear propagation in transparent wide energy bandgap media exhibiting anomalous group velocity dispersion. The achieved energy transmission of the nonlinear propagation in YAG, CaF_2 and BaF_2 plates exceeded 90% as pulses were self-compressed down to sub-3 optical cycles. Even shorter pulse durations were observed during the filamentation regime as the duration of central peak of 3.5 μm pulses corresponded to 1.6 optical cycles, although the energy transmission decreased to 66%. The applicability of the developed laser source for various studies of ultrafast light-matter interactions in both dielectric and semiconductor media was shown by generating an ultrabroadband more than 3 octave spanning supercontinuum in CaF_2 and BaF_2 plates.

7 Publikacijos

1. A. Marcinkevičiūtė, N. Garejev, R. Šuminas, G. Tamošauskas, A. Dubietis, A compact, self-compression-based sub-3 optical cycle source in the 3 - 4 μm spectral range, *J. Opt.*, pateiktas redakcijai (2017).
2. K. Stankevičiūtė, I. Pipinytė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, Optical parametric oscillators synchronously pumped by fundamental and second harmonic radiation of femtosecond Yb:KGW laser, *Proc. SPIE* **8845**, 884519 (2013).

8 Konferencijos

1. A. Marcinkevičiūtė, R. Butkus, Generation and parametric amplification of broadband chirped pulses centered at 2 μm , 7th EPS-QEOD Europhoton Conference (2016).
2. A. Marcinkevičiūtė, M. Guščia, R. Butkus, Parametric amplification of broadband chirped pulses at 2 μm , 59th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences, Open Readings (2016).
3. I. Pipinytė, A. Marcinkevičiūtė, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Parametrinis šviesos generatorius sinchroniškai kaupinamas femtosekundinio Yb:KGW lazerio impulsais, 41 - oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija (2015).
4. J. Vengelis, K. Stankevičiūtė, R. Šuminas, A. Marcinkevičiūtė, Construction and investigation of synchronously pumped folded cavity femtosecond optical parametric oscillator, 57th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences, Open Readings (2014).
5. I. Pipinytė, K. Stankevičiūtė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb: KGV lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinamų parametrinių šviesos generatorių konstravimas ir tyrimas, Fizinių ir technologijos mokslų tarpdalykiniai tyrimai (2014).
6. K. Stankevičiūtė, I. Pipinytė, J. Vengelis, A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, Sinchroniškai Yb:KGV lazerio pirmąja ir antrąja harmonika kaupinami parametriniai šviesos generatoriai, 40-oji Lietuvos Nacionalinė Fizikos Konferencija (2013).
7. A. Marcinkevičiūtė, R. Šuminas, J. Vengelis, K. Stankevičiūtė, V. Sirutkaitis, Construction of synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillator, 56th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences, Open Readings (2013).

Literatūros sąrašas

- [1] F. K. Tittel, D. Richter, A. Fried, Mid-infrared laser applications in spectroscopy, in *Solid-state mid-infrared laser sources* (Springer, 2003), 458–529.
- [2] T. Popmintchev, M. C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, O. D. Mücke, A. Pugžlys, A. Baltuška, B. Shim, S. E. Schrauth, A. Gaeta, C. Hernández-García, L. Plaja, A. Becker, A. Jaron-Becker, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers, *Science* **336**(6086), 1287–1291 (2012).
- [3] J. Dura, N. Camus, A. Thai, A. Britz, M. Hemmer, M. Baudisch, A. Senftleben, C. Schröter, J. Ullrich, R. Moshhammer, et al., Ionization with low-frequency fields in the tunneling regime, *Sci. Rep.* **3**, 2675 (2013).
- [4] M. G. Pullen, J. Dura, B. Wolter, M. Baudisch, M. Hemmer, N. Camus, A. Senftleben, C. D. Schroeter, R. Moshhammer, J. Ullrich, J. Biegert, Kinematically complete measurements of strong field ionization with mid-IR pulses, *J. Phys. B* **47**(20), 204010 (2014).
- [5] B. Wolter, C. Lemell, M. Baudisch, M. G. Pullen, X. M. Tong, M. Hemmer, A. Senftleben, C. D. Schröter, J. Ullrich, R. Moshhammer, J. Biegert, J. Burgdörfer, Formation of very-low-energy states crossing the ionization threshold of argon atoms in strong mid-infrared fields, *Phys. Rev. A* **90**(6), 063424 (2014).
- [6] A. Dubietis, G. Jonušauskas, A. Piskarskas, Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal, *Opt. Commun.* **88**(4-6), 437–440 (1992).
- [7] G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M. C. Chen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **36**(15), 2755–2757 (2011).
- [8] S. Cussat-Blanc, A. Ivanov, D. Lupinski, E. Freysz, KTiOPO_4 , KTiOAsO_4 , and KNbO_3 crystals for mid-infrared femtosecond optical parametric amplifiers: analysis and comparison, *Appl. Phys. B* **70**(1), S247–S252 (2000).
- [9] V. Petrov, F. Rotermund, F. Noack, Generation of high-power femtosecond light pulses at 1 kHz in the mid-infrared spectral range between 3 and 12 μm by second-order nonlinear processes in optical crystals, *J. Opt.* **3**(3), R1 (2001).
- [10] J. A. Gruetzmacher, N. F. Scherer, Few-cycle mid-infrared pulse generation, characterization, and coherent propagation in optically dense media, *Rev. Sci. Instrum.* **73**(6), 2227–2236 (2002).

- [11] C. Fecko, J. Loparo, A. Tokmakoff, Generation of 45 femtosecond pulses at 3 μm with a KNbO_3 optical parametric amplifier, *Opt. Commun.* **241**(4), 521–528 (2004).
- [12] O. Isaienko, E. Borguet, Ultra-broadband sum-frequency vibrational spectrometer of aqueous interfaces based on a non-collinear optical parametric amplifier, *Opt. Express* **20**(1), 547–561 (2012).
- [13] A. Boulesbaa, O. Isaienko, A. Tuladhar, E. Borguet, Generation of sub-30-fs microjoule mid-infrared pulses for ultrafast vibrational dynamics at solid/liquid interfaces, *Opt. Lett.* **38**(23), 5008–5011 (2013).
- [14] M. Bradler, C. Homann, E. Riedle, Mid-IR femtosecond pulse generation on the microjoule level up to 5 μm at high repetition rates, *Opt. Lett.* **36**(21), 4212–4214 (2011).
- [15] D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. De Silvestri, G. Cerullo, Generation of broadband mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier, *Opt. Express* **15**(23), 15035–15040 (2007).
- [16] D. Brida, M. Marangoni, C. Manzoni, S. De Silvestri, G. Cerullo, Two-optical-cycle pulses in the mid-infrared from an optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **33**(24), 2901–2903 (2008).
- [17] R. A. Kaindl, M. Wurm, K. Reimann, P. Hamm, A. M. Weiner, M. Woerner, Generation, shaping, and characterization of intense femtosecond pulses tunable from 3 to 20 μm , *J. Opt. Soc. Am. B* **17**(12), 2086–2094 (2000).
- [18] J. Darginavičius, N. Garejev, A. Dubietis, Generation of carrier-envelope phase-stable two optical-cycle pulses at 2 μm from a noncollinear beta-barium borate optical parametric amplifier, *Opt. Lett.* **37**(22), 4805–4807 (2012).
- [19] M. Bradler, C. Homann, E. Riedle, Broadband difference frequency mixing between visible and near-infrared pulses for few-cycle pulse generation with stable carrier-envelope phase, *App. Phys. B* **113**(1), 19–25 (2013).
- [20] J. Darginavičius, G. Tamošauskas, A. Piskarskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Generation of tunable few optical-cycle pulses by visible-to-infrared frequency conversion, *Applied Physics B* **108**(1), 1–7 (2012).
- [21] F. Silva, D. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, J. Biegert, Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal, *Nat. Commun.* **3**, 807 (2012).
- [22] M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, A. Mysyrowicz, Self-guided propagation of ultrashort laser pulses in the anomalous

- dispersion region of transparent solids: a new regime of filamentation, *Phys. Rev. Lett.* **110**(11), 115003 (2013).
- [23] S. Chekalin, A. Dokukina, A. Dormidonov, V. Kompanets, E. Smetanina, V. Kandidov, Light bullets from a femtosecond filament, *J. Phys. B* **48**(9), 094008 (2015).
- [24] I. Gražulevičiūtė, R. Šuminas, G. Tamošauskas, A. Couairon, A. Dubietis, Carrier-envelope phase-stable spatiotemporal light bullets, *Opt. Lett.* **40**(16), 3719–3722 (2015).
- [25] D. Majus, G. Tamošauskas, I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, A. Lotti, A. Couairon, D. Faccio, A. Dubietis, Nature of spatiotemporal light bullets in bulk kerr media, *Phys. Rev. Lett.* **112**(19), 193901 (2014).
- [26] H. Liang, P. Krogen, R. Grynko, O. Novak, C. L. Chang, G. J. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. X. Kärtner, K. H. Hong, Three-octave-spanning supercontinuum generation and sub-two-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics, *Opt. Lett.* **40**(6), 1069–1072 (2015).
- [27] R. Šuminas, G. Tamošauskas, G. Valiulis, A. Dubietis, Spatiotemporal light bullets and supercontinuum generation in β -BBO crystal with competing quadratic and cubic nonlinearities, *Opt. Lett.* **41**(9), 2097–2100 (2016).
- [28] M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, A. Couairon, J. Biegert, Self-compression to sub-3-cycle duration of mid-infrared optical pulses in dielectrics, *Opt. Express* **21**(23), 28095–28102 (2013).
- [29] M. Baudisch, H. Pires, H. Ishizuki, T. Taira, M. Hemmer, J. Biegert, Sub-4-optical-cycle, 340 MW peak power, high stability mid-IR source at 160 kHz, *J. Opt.* **17**(9), 094002 (2015).
- [30] V. Shumakova, P. Malevich, S. Ališauskas, A. Voronin, A. Zheltikov, D. Faccio, D. Kartashov, A. Baltuška, A. Pugžlys, Multi-millijoule few-cycle mid-infrared pulses through nonlinear self-compression in bulk, *Nat. Commun.* **7** (2016).
- [31] P. P. Banerjee, *Nonlinear Optics* (Marcel Dekker, Inc., 2004).
- [32] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics 3rd Edition* (Academic Press, 2008).
- [33] R. W. Boyd, Order of magnitude estimates of nonlinear optical susceptibility, *J. Mod. Opt.* **46**(3), 367–378 (1999).
- [34] A. Dubietis, *Netiesinė Optika* (Vilniaus Universitetas, 2011).
- [35] G. Cerullo, S. De Silvestri, Ultrafast optical parametric amplifier, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 1–18 (2003).

- [36] H. Pires, M. Baudisch, D. Sanchez, M. Hemmer, J. Biegert, Ultrashort pulse generation in the mid-ir, *Prog. Quant. Electron.* **43**, 1–30 (2015).
- [37] J. Marburger, Self-focusing: theory, *Prog. Quant. Electron.* **4**, 35–110 (1975).
- [38] C. Rolland, P. B. Corkum, Compression of high-power optical pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**(3), 641–647 (1988).
- [39] E. Mével, O. Tcherbakoff, F. Salin, E. Constant, Extracavity compression technique for high-energy femtosecond pulses, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**(1), 105–108 (2003).
- [40] C. H. Lu, Y. J. Tsou, H. Y. Chen, B. H. Chen, Y. C. Cheng, S. D. Yang, M. C. Chen, C. C. Hsu, A. Kung, Generation of intense supercontinuum in condensed media, *Optica* **1**(6), 400–406 (2014).
- [41] M. Seidel, G. Arisholm, J. Brons, V. Pervak, O. Pronin, All solid-state spectral broadening: an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses, *Opt. Express* **24**(9), 9412–9428 (2016).
- [42] P. He, Y. Liu, K. Zhao, H. Teng, X. He, P. Huang, H. Huang, S. Zhong, Y. Jiang, S. Fang, X. Hou, Z. Wei, High-efficiency supercontinuum generation in solid thin plates at 0.1 TW level, *Opt. Lett.* **42**(3), 474–477 (2017).
- [43] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, D. J. Kane, Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(9), 3277–3295 (1997).
- [44] A. Voronin, A. Zheltikov, Asymptotically one-dimensional dynamics of high-peak-power ultrashort laser pulses, *J. Opt.* **18**(11), 115501 (2016).
- [45] A. Voronin, A. Zheltikov, Pulse self-compression to single-cycle pulse widths a few decades above the self-focusing threshold, *Phys. Rev. A* **94**(2), 023824 (2016).
- [46] I. Gražulevičiūtė, N. Garejev, D. Majus, V. Jukna, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Filamentation and light bullet formation dynamics in solid-state dielectric media with weak, moderate and strong anomalous group velocity dispersion, *J. Opt.* **18**(2), 025502 (2015).
- [47] J. Liu, R. Li, Z. Xu, Few-cycle spatiotemporal soliton wave excited by filamentation of a femtosecond laser pulse in materials with anomalous dispersion, *Phys. Rev. A* **74**(4), 043801 (2006).
- [48] J. Darginavičius, D. Majus, V. Jukna, N. Garejev, G. Valiulis, A. Couairon, A. Dubietis, Ultrabroadband supercontinuum and third-harmonic generation in bulk solids with two optical-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2 μm , *Opt. Express* **21**(21), 25210–25220 (2013).

- [49] E. Smetanina, V. Kompanets, S. Chekalin, A. Dormidonov, V. Kandidov, Anti-Stokes wing of femtosecond laser filament supercontinuum in fused silica, *Opt. Lett.* **38**(1), 16–18 (2013).
- [50] A. Saliminia, S. Chin, R. Vallée, Ultra-broad and coherent white light generation in silica glass by focused femtosecond pulses at 1.5 μm , *Opt. Express* **13**(15), 5731–5738 (2005).
- [51] M. Naudeau, R. Law, T. Luk, T. Nelson, S. Cameron, J. Rudd, Observation of nonlinear optical phenomena in air and fused silica using a 100 GW, 1.54 μm source, *Opt. Express* **14**(13), 6194–6200 (2006).
- [52] M. Durand, K. Lim, V. Jukna, E. Mckee, M. Baudelet, A. Houard, M. Richardson, A. Mysyrowicz, A. Couairon, Blueshifted continuum peaks from filamentation in the anomalous dispersion regime, *Phys. Rev. A* **87**(4), 043820 (2013).
- [53] M. Kolesik, E. M. Wright, J. V. Moloney, Interpretation of the spectrally resolved far field of femtosecond pulses propagating in bulk nonlinear dispersive media, *Opt. Express* **13**(26), 10729–10741 (2005).
- [54] A. Dormidonov, V. Kompanets, S. Chekalin, V. Kandidov, Giantly blue-shifted visible light in femtosecond mid-IR filament in fluorides, *Opt. Express* **23**(22), 29202–29210 (2015).
- [55] A. Brodeur, S. Chin, Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum, *Phys. Rev. Lett.* **80**(20), 4406 (1998).