

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Matas Šutovas

**KAUPIAMŲJŲ REIŠKINIŲ ĮTAKA YAG KRISTALE GENERUOJAMAM ŠVIESOS
SUPERKONTINUUMUI**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Matas Šutovas

Darbo vadovas

doc. Gintaras Tamošauskas

Recenzentas

dr. Rimantas Budriūnas

Centro direktorius

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Įvadas	3
1 Literatūros apžvalga	5
1.1 Šviesos pluoštų fokusavimasis	5
1.2 Šviesos impulsų fazės moduliavimasis	6
1.3 Daugiafotonė sugertis	7
1.4 Plazmos optinės savybės	8
1.5 Superkontinuumo generacija	9
1.6 Šiluminis lęšis	11
2 Tyrimo metodika	13
2.1 Eksperimento schema ir tyrimo metodika	13
2.2 Teorinio skaičiavimo fizikinis modelis	14
3 Rezultatai ir jų aptarimas	17
3.1 Šviesos gijos ir superkontinuumo dinamikos matavimai	17
3.2 Kaupiamųjų reiškinių įtakos tyrimas	20
Išvados	23
Literatūra	24
Summary	26
Santrauka	27
Konferencijos ir publikacijos	28

Įvadas

Šviesos superkontinuumas - labai plataus spektro, aukštos erdvinės kokybės laike ir erdvėje koherentinė spinduliuotė, sklindanti šviesos pluošto pavidalu. Pirmą kartą aprašytas Alfano ir Šapiro 1970 m. [1], superkontinuumas tapo ypač perspektyvus po 1985 m. išradus čirpuotų impulsų stiprinimo metodą [2] bei atsiradus ultrasparčiosios netiesinės optikos technologijoms. Superkontinuumas kaip užkrato signalas yra plačiai taikomas optiniuose parametriniuose šviesos stiprintuvuose, optinėse parametrinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose, taip pat ultrasparčioje spektroskopijoje bei kitose srityse [3-5].

Superkontinuumas gali būti generuojamas įvairiose skaidriose plačios apertūros terpėse, įskaitant skysčius [6], dujas bei kietakūnes medžiagas [7]. Taip pat superkontinuumas sėkmingai generuojamas fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, kur šviesos pluoštas yra apribotas didelio ilgio ir mažos erdvės struktūroje. Fotoninių kristalų šviesolaidžiuose superkontinuumas sėkmingai generuojamas labai mažų energijų (nuo kelių iki kelių dešimčių nJ) impulsais bei naudojant labai didelio pasikartojimo dažnio (< 100 MHz) sistemas [8]. Superkontinuomo generacija plačios apertūros terpėse turi savų privalumų: sistemos yra paprastesnės, reikalauja mažiau priežiūros, yra nejautrios suvedimo išsiderinimui palyginus su šviesolaidžiais. Be to, superkontinuumas plačios apertūros terpėse pasižymi daug didesniu laikiniu koherentiškumu, todėl impulsas yra spūdus iki spektru ribotos trukmės [9].

Svarbi užduotis yra ieškoti kietakūnių medžiagų, kurios pasižymėtų tinkamomis savybėmis superkontinuomo generavimui didelio pasikartojimo dažnio sistemose, pavyzdžiui šiuo metu plačiai naudojamuose optiniuose parametriniuose generatoriuose, kaupinamuose iterbio lazeriais, kurių impulsų pasikartojimo dažnis gali siekti iki kelių MHz. Pavyzdžiui, neseniai publikuoti superkontinuomo generacijos eksperimentai parodė galimybę generuoti stabilų superkontinuumą net 76 MHz pasikartojimo dažnio impulsais kalio gadolinio volframato ($\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, KGW) kristale [10]. Tačiau paieška parodė, jog didžioji dalis medžiagų, pasižyminčių superkontinuomo generacijai naudingomis savybėmis, nėra tinkama didelio pasikartojimo dažnio taikymams. Pavyzdžiui, fluoridai, tokie kaip kalcio fluoridas (CaF_2) ir ličio fluoridas (LiF), pasižymi plačiu draustinės energijos tarpu bei skaidrumo sritimi, tačiau pasižeidžia kaupinant vos kelių kHz pasikartojimo dažnio impulsais [11-12]. Kituose kristaluose, pavyzdžiui, scintiliatoriuose - itrio ortosilikate (YSO), liutecio oksior-tosilikate (LSO) ar liutecio itrio oksior-tosilikate (LYSO) - superkontinuomo generacija yra nestabili kaupinant vos 10 kHz pasikartojimo dažnio impulsais [13]. Nepaisant to, naujų medžiagų paieška tebėra viena aktualiausių šios srities užduočių.

Superkontinuomo generacijos efektyvumui įtakos gali turėti įvairūs faktoriai, įskaitant kristalo savybes, pavyzdžiui, netiesiškumą, optinį pažaidos slenkstį ar šiluminį laidumą. Kiti faktoriai yra eksperimentiniai - kietakūnę medžiagą šaldant, transliuojant ar pakeičiant fokusavimo sąlygas galima kardinaliai pakeisti generuojamo superkontinuomo stabilumą bei atsikartojamumą. Būtent pluošto fokusavimo sąlygų keitimas leidžia optimizuoti tam tikrus superkontinuomo generavimo aspektus bei keisti bendrą spektro plitimo dinamiką. Pavyzdžiui, silpnesnis fokusavimas leidžia pasiekti didesnę spektro plitimą į ilgabangę pusę bei išvengti optinės pažaidos medžiagoje. Be to, naudojant besiplečiantį arba besiglaudžiantį pluoštą (pluoštą fokusuojant prieš medžiagą arba į me-

džiagos tūrį) galima optimizuoti spektro plitimą į ilgabangę arba trumpabangę spektro sritį [7].

Itrio aliuminio granatas (YAG) yra vienas plačiausiai taikomų lazerinių kristalų, pasižymintis dideliu netiesiškumu bei aukštu optinio pažeidimo slenksčiu. Neseniai buvo pademonstruota stabili superkontinuumo generacija YAG kristalą kaupinant 200 kHz pasikartojimo dažnio impulsais esant stipriam fokusavimui [14]. Tačiau šio kristalo taikymas didelio (kelių MHz) impulsų pasikartojimo dažnio sistemose reikalauja atsižvelgimo į kaupiamuosius šiluminius reiškinius. Superkontinuumo generavimo metu reikšminga dalis kaupinimo energijos yra neišvengiamai perduodama medžiagai, tai lemia šiluminių reiškinių (šiluminio lęšio) atsiradimą bei defektų formavimąsi. Esant dideliu impulsų pasikartojimo dažniui šių reiškinių relaksacijos trukmė gali būti ilgesnė negu tarpas tarp impulsų, tokiu atveju medžiagoje yra indukuojamas lūžio rodiklio pokytis, keičiasi filamento dinamika, o tai daro įtaką superkontinuumo spektro plėtrai bei stabilumui [7]. Tačiau tinkamų eksperimentinių sąlygų, tokių kaip pluošto fokusavimo, parinkimas galėtų padėti išvengti arba minimizuoti šių kaupiamųjų reiškinių poveikį superkontinuumo generavimui.

Šio **darbo tikslas**: ištirti kaupiamųjų reiškinių įtaką YAG kristale generuojamam šviesos superkontinuumui. Tyrimo metu nustatyta stipri priklausomybė nuo pluošto sąsmaukos padėties kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu. Šis darbas skirtas suprasti ir išnagrinėti tai lemiančius procesus.

1 Literatūros apžvalga

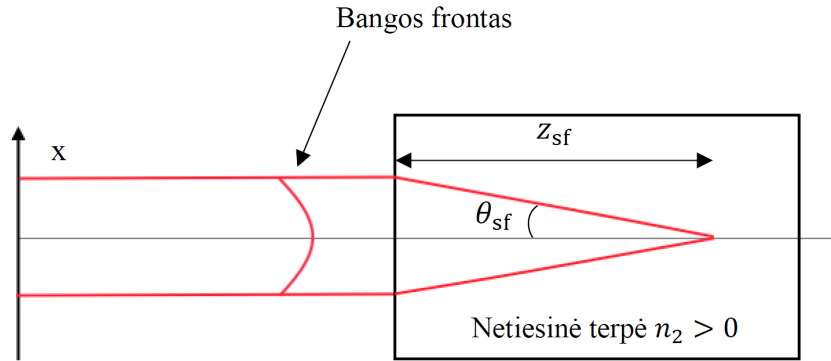
1.1 Šviesos pluoštų fokusavimasis

Pluošto fokusavimusi vadiname reiškinį, kuomet intensyvi šviesos spinduliuotė, praeidama pro medžiagą, sąlygoja lūžio rodiklio pokytį. Intensyvios spinduliuotės sklaidimas terpėje sukelia netiesinius efektus, vienas iš jų yra Kero efektas. Medžiagai būdingas lūžio rodiklis aprašomas sąryšiu [15]:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (1)$$

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

Esant teigiamam netiesiniam lūžio rodikliui dėl Kero efekto gausinis šviesos pluošto intensyvumo pasiskirstymas sukelia fazės fronto pokytį. Šis pokytis lemia šviesos pluošto fokusavimąsi medžiagoje (1 pav.), t.y. medžiaga pradeda veikti kaip glaudžiamasis lęšis. Tuo atveju, kai netiesinis lūžio rodiklis n_2 turi neigiamą vertę, lūžio rodiklis pluošto vidinėje dalyje yra mažesnis. Tai lemia pluošto defokusavimąsi, medžiaga veiks kaip sklaidomasis lęšis [15].



1 pav. Pluošto fokusavimosi efektas esant intensyviai spinduliuotei. Adaptuota pagal [14].

Pluošto fokusavimosi reiškinį stebėsime tik tuo atveju, kai pluošto smailinė galia yra didesnė negu tam tikra kritinė galia, apibrėžiama kaip [9]:

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

čia λ – spinduliuotės bangos ilgis. Kritinė galia priklauso nuo medžiagos netiesinio lūžio rodiklio bei spinduliuotės bangos ilgio. Būtent tuo atveju, kai pluošto fokusavimasis viršija difrakcinę skėstį, susidaro netiesinis židiny, kurio atstumas medžiagoje [15]:

$$z_{sf} = \frac{w_0}{\theta_{sf}} = \frac{2n_0 w_0^2}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{P/P_{cr}}}, \quad (3)$$

čia w_0 – pluošto spindulys, θ_{sf} – pluošto fokusavimosi kampas, P - spinduliuotės galia.

1.2 Šviesos impulsų fazės moduliavimasis

Šviesos impulso fazės moduliavimasis yra optinio Kero efekto sąlygojamas reiškiny, kuomet trumpas, didelio intensyvumo impulsas netiesinėje medžiagoje įgauna fazės pokytį, priklausantį nuo intensyvumo. Fazės pokytis yra proporcingas impulso intensyvumui tuo laiko momentu. Jeigu impulso intensyvumą (2 pav. (a)) galima aprašyti išraiška [15]:

$$I(t) = 2n_0\epsilon_0 c |\tilde{A}(z, t)|^2 \quad (4)$$

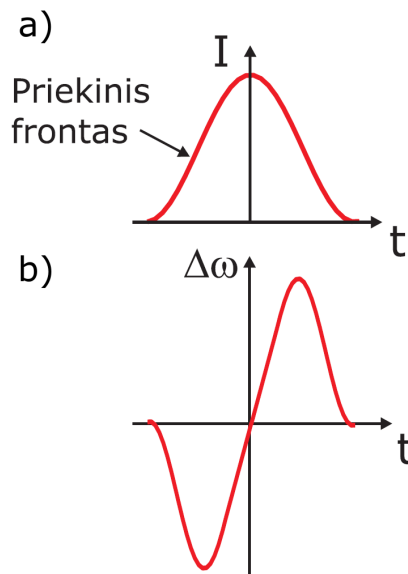
čia ϵ_0 yra elektrinė konstanta, c yra šviesos greitis vakuume, $\tilde{A}(z, t)$ yra impulso amplitudė. Fazės pokyčio priklausomybę nuo z galime aprašyti kaip [9]:

$$\delta\phi(z, t) = -\frac{\omega_0}{c} n_2 I_2(t) z, \quad (5)$$

o atitinkamą dažnio moduliaciją kaip [9]:

$$\delta\omega(z, t) = \frac{d}{dt} \delta\phi = -\frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{dI_0}{dt} z. \quad (6)$$

Tokiu būdu šviesos impulsas tampa čirpuotas (2 pav. (b)), arba faziškai moduluotas. Impulso priekyje ($-t$) matomas poslinkis į žemesnius dažnius, o impulso gale ($+t$) – į aukštesnius. Tuo atveju,

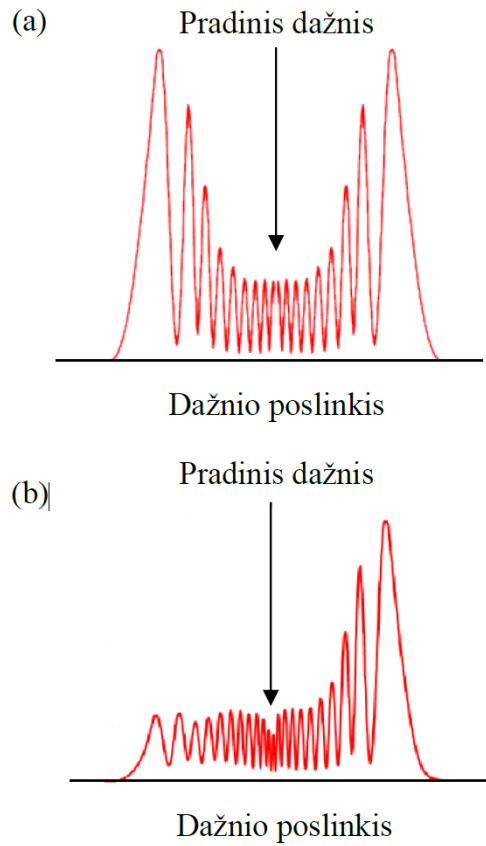


2 pav. Šviesos impulso (a) laikinė gaubtinė ir (b) dažnio moduliacija [9].

kai pradinis impulsas nėra čirpuotas, spektre atsiras naujos dažnio komponentės, t.y. spektras plėsis. Tą pačią dažnio moduliacijos vertę atitinka keli impulso laikinės gaubtinės taškai, todėl atsiras keletas to paties dažnio, bet skirtingos fazės bangų, kurios interferuos, spektro gaubtinėje matysime maksimumus ir minimumus.

Spektro plitimas gali būti simetriškas ir nesimetriškas (3 pav.), priklausomai nuo to, ar simetriškas impulso fazės pokytis laiko atžvilgiu. Simetrišką spektro plitimą stebėsime terpėse, kuriose

dominuoja elektroninis netiesiškumas. Nesimetrinis spektro plitimas matomas lėtesnio netiesiškumo terpėse, tokiose kaip dujos ir skysčiai [9], kai impulso trukmė mažesnė už netiesinio terpės atsako trukmę. Šiuo atveju spektre atsirastų tik žemesnių dažnių komponentės.



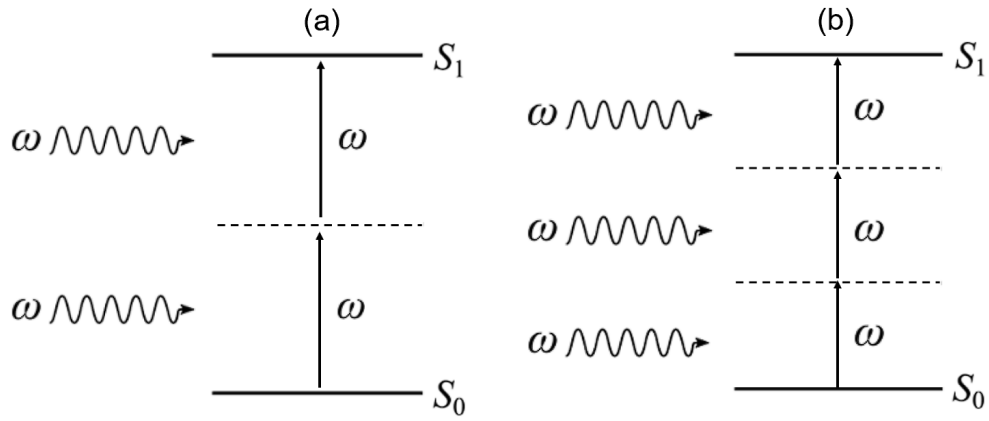
3 pav. (a) Simetriškas ir (b) nesimetriškas dažnių spektrai. Adaptuota pagal [9].

1.3 Daugiafotonė sugertis

Daugiafotonė sugertis – dviejų arba daugiau fotonų sugertis medžiagoje esant didelio intensyvumo spinduliutei. Dielektrike ar puslaidininkinėje medžiagoje tiesinė fotono sugertis vyksta tik tuo atveju, kai vieno fotono energija yra didesnė už draustinės juostos tarpą, tačiau naudojant didelio intensyvumo spinduliuotę gali pasireikšti viena laikė kelių fotonų sugertis, kai šių fotonų suminė energija viršija draustinės juostos tarpą. Gali būti sugerti tiek skirtingų, tiek vienodų energijų fotonai. Vienoje medžiagoje gali pasireikšti vienos eilės sugertis - dvifotonė, trifotonė arba aukštesnių eilių sugertis, priklausanti nuo medžiagos draustinės energijos tarpo E_g . Tai paaiškina sugerties koeficiento priklausomybė nuo menamosios netiesinio optinio jautrio dalies. Dvifotonės sugerties atveju koeficientas yra susijęs su kubiniu optiniu jautriu [15]:

$$\beta = \frac{3\pi}{\epsilon_0 n^2 c \lambda} \text{Im}(\chi^{(3)}), \quad (7)$$

trifotonės sugerties koeficientas susijęs su penktos eilės netiesiniu optiniu jautriu.



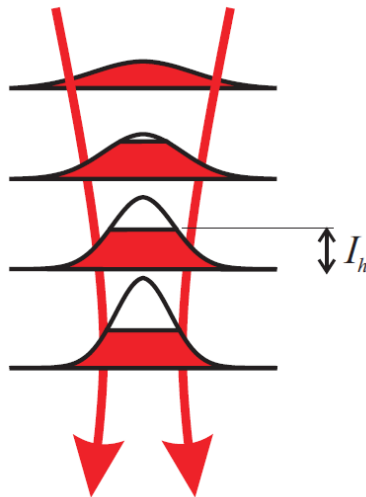
4 pav. (a) Dvifotonė ir (b) trifotonė sugertis, kai fotonų energija vienoda. Adaptuota pagal [15].

1.4 Plazmos optinės savybės

Šviesos pluošto fokusavimosi efektas lemia pradinio pluošto matmenų mažėjimą ir intensyvumo augimą pluoštui sklindant medžiagoje, o nuo intensyvumo priklausantis lūžio rodiklio pokytis nuolat stiprina šį efektą. Tačiau šis intensyvumo augimas nėra begalinis. Intensyvumui pasiekus tam tikrą ribą, priklausančią nuo medžiagos netiesinės sugerties eilės [7]:

$$K = \langle U_g / \hbar \omega_0 \rangle + 1, \quad (8)$$

kur U_g yra draustinės juostos tarpas, $\hbar \omega_0$ yra fotono energija, intensyvumas bus stabdomas daugiafotonės sugerties ir jonizacijos (5 pav.). Netiesinės sugerties eilė K parodo, kiek fotonų vienu metu yra sugerama.



5 pav. Intensyvumo augimo stabdymas dėl daugiafotonės sugerties ir jonizacijos. Adaptuota pagal [17].

Šviesos pluoštui sklindant dielektrinėje terpėje vyksta jonizacija, elektronai yra sužadunami iš valentinės į laidumo juostą ir medžiagoje susidaro laisvųjų elektronų plazma. Laisvųjų elektronų

susidarymo sparta proporcinga dydžiui I^K , o laisvųjų elektronų tankis išreiškiamas kaip [7]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\beta_K}{K\hbar\omega_0} I^K, \quad (9)$$

čia β_K yra daugiafotonės sugerties koeficientas. Dėl daugiafotonės sugerties ne tik mažėja kaupimo impulsų energija, tačiau yra indukuojamas ir lūžio rodiklio pokytis [7]:

$$n = n_0 - \frac{\rho}{2n_0\rho_c}, \quad (10)$$

čia $\rho_c = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ yra kritinis plazmos tankis. Taigi, lūžio rodiklis, susidarius laisvų elektronų plazmai, sumažėja. Dėl gausinio pluošto intensyvumo pasiskirstymo laisvųjų elektronų tankis centrinėje pluošto dalyje yra didesnis negu periferinėje dalyje, todėl lūžio rodiklis centrinėje dalyje yra mažesnis - pluoštas yra defokusuojamas, o tolesnis intensyvumo augimas yra stabdomas.

Laisvų elektronų tankis yra kintantis laike, todėl plazmos susidarymas medžiagoje indukuoja fazės pokytį [7]:

$$\phi_{nl}(t) = -\frac{\omega_0 z}{c} \frac{\rho(t)}{2n_0\rho_c}, \quad (11)$$

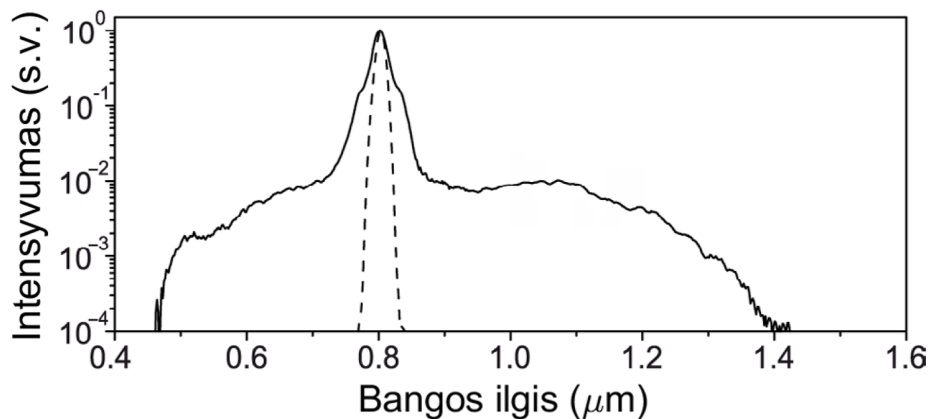
ir atitinkamai dažnio moduliaciją [7]:

$$\delta\omega(t) = \frac{\omega_0 z}{c} \frac{\beta_K I_0^K}{K\hbar\omega_0 2n_0\rho_c} \exp\left(-\frac{2Kt^2}{t_p^2}\right), \quad (12)$$

čia t_p - impulso trukmė. Plazmos indukuojama dažnio moduliacija sukuria tik teigiamas dažnių vertes ir tai yra pagrindinis efektas, nulemiantis superkontinuumo spektro plitimą į trumpabangę sritį.

1.5 Superkontinuumo generacija

Superkontinuumas yra laike ir erdvėje koherentinė spinduliuotė, kuriai susidarius spektras išplinta iki tūkstančių kartų ir gali siekti nuo ultravioletinės iki tolimesios infraraudonosios srities.



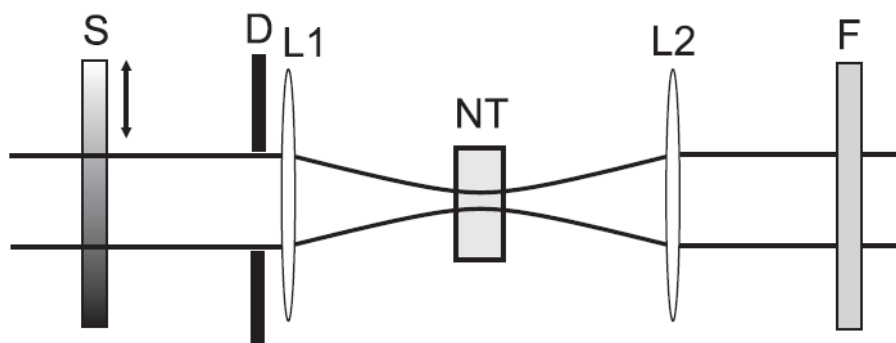
6 pav. Superkontinuumo spektras YAG kristale, gautas kaupinimui naudojant 100 fs, 800 nm centrinio bangos ilgio impulsus [7].

Superkontinuumas femtosekundiniais impulsais yra generuojamas įvairiose terpėse, pavyzdžiui šviesolaidžiuose, dujose, skysčiuose ar skaidriose kietojo kūno medžiagose ir yra plačiai taikomas spektroskopijoje, optinėje metrologijoje, optinėje koherentinėje tomografijoje, optinėse parametrinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose (OPCPA) bei kitose srityse, kuriose reikalinga plataus spektro ar derinamo bangos ilgio spinduliuotė [18,19].

Superkontinuumo generacijos slenkstinė smailinė galia P_{cr} yra iki 2 kartų didesnė už kritinę fokusavimosi galią, o impulsinio pluošto saviveika įvyksta labai mažu atstumu. Superkontinuumo susidarymui įtakos turi netiesiniai reiškiniai, tokie kaip pluošto fokusavimasis, fazės moduliavimasis, daugiafotonė sugertis, keturbangis dažnių maišymas, taip pat pluošto difrakcija ir dispersija.

Didelio intensyvumo impulsui sklindant netiesinėje medžiagoje pasireiškia fazės moduliavimasis, kuris plečia spektrą į aukštesnius ir žemesnius dažnius. Pats spektro plitimas yra smarkiai asimetrinis žadinančios spinduliuotės dažnio atžvilgiu. Dėl netiesinio lūžio rodiklio priklausomybės nuo spinduliuotės intensyvumo pluošto skersmuo mažėja, o intensyvumas auga. Pasiekus tam tikrą intensyvumą pluošto centrinėje dalyje pasireiškia daugiafotonė sugertis, defokusuojanti pluoštą ir stabdanti tolesnį intensyvumo augimą. Šie netiesiniai reiškiniai bei impulso dispersija sukelia spektro plėtimąsi laike, dėl ko impulsas netiesiniame židinyje suskyla į dvi dalis, susidaro subimpulsai. Priekinio subimpulso amplitudė mažesnė, o frontai gulstesni, o spektras pasislenka į ilgabangę pusę. Tuo tarpu galinio subimpulso amplitudė didesnė, frontai statesni, o spektras pasislenka į trumpabangę pusę. Subimpulsų dažnio moduliacija yra tiesinė, todėl trumpabangė superkontinuumo spektro sritis gali būti suspausta. Dėl sudėtingos laikinės lūžio rodiklio moduliacijos subimpulsų frontai toliau statėja, vyksta staigus asimetrinis spektro plitimas - superkontinuumo generacija [9].

Didžiausias spektro plitimas yra stebimas medžiagose su mažiausiu netiesiniu lūžio rodikliu, arba didžiausiu draustinės energijos tarpu. Tai paaiškina daugiafotonės sugerties eilė K - pasiekus laisvųjų elektronų tankį $N_r \approx 10^{18} \text{cm}^{-3}$ intensyvumą stabdo daugiafotonė sugertis, todėl medžiagose su siauru E_g minimalus pluošto skersmuo d_{min} yra didesnis, o fazės poslinkis ir spektro plitimas - mažesnis. Medžiagose su plačiu E_g stebėsime efektyvesnį spektro plitimą, kadangi aukštesniųjų eilių daugiafotonė sugertis pasireikš esant didesniai intensyvumui.



7 pav. Superkontinuumo generavimo schema. Čia S yra kintamo pralaidumo neutralus filtras, D yra diafragma, L1, L2 atitinkamai yra fokusuojantis ir kolimuojantis lęšiai, NT - netiesinis kristalas, F filtras žadinimo spinduliuotės nuslopinimui [9].

Eksperimentinė superkontinuumo generavimo schema pavaizduota 7 pav. Pradinė šviesos spinduliuotė, kurios intensyvumas parenkamas derinamo pralaidumo pluošto slopintuvu S, yra stipriai

fokusuojama lęšiu L1 į netiesinę terpę NT. Pro netiesinę terpę praėjęs pluoštas yra kolimuojamas lęšiu L2, o spinduliuotės intensyvumo derinimui naudojamas filtras F.

Taip pat superkontinuumo generavimui yra svarbu tinkamai parinkti fokusavimo sąlygas bei pradinio pluošto skaitinę apertūrą [15]:

$$NA = d/2f, \quad (13)$$

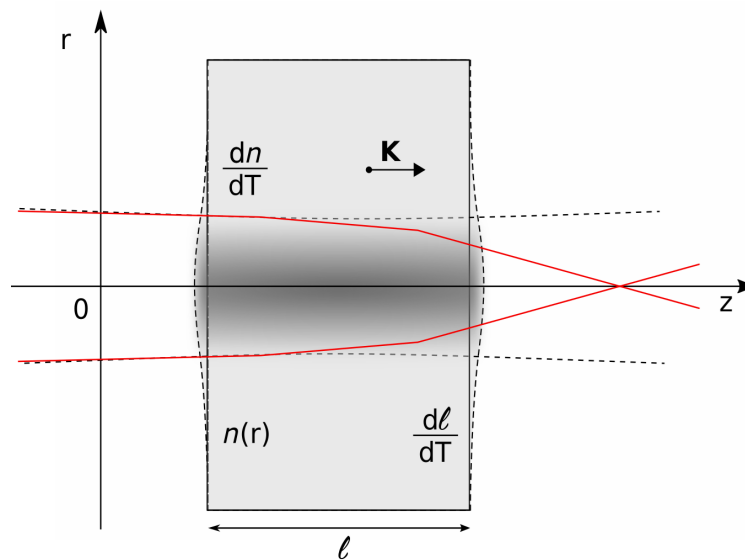
čia d yra pluošto skersmuo ir f yra lęšio židinio nuotolis. Per stipriai fokusuojant pluoštą netiesinėje terpėje gali atsirasti optiniai pažeidimai, o esant per silpnam fokusavimui gija nespėja susiformuoti per medžiagos ilgį. Dėl šios priežasties yra naudojama diafragma D, kuria galima parinkti optimalią pluošto fokusavimo skaitinę apertūrą NA , t.y. apie 0,01.

1.6 Šiluminis lęšis

Medžiagą kaupinant didelės galios spinduliuote, dalis spinduliuotės yra sugerama, todėl neišvengiamai pasireiškia tam tikri šiluminiai efektai. Kadangi dėl sugerties pakinta temperatūra, medžiagoje yra indukuojamas lūžio rodiklio pokytis [15]:

$$\tilde{n} = n_0 + \left(\frac{dn}{dT} \right) \tilde{T}_1, \quad (14)$$

čia $\tilde{T}_1$ yra spinduliuotės indukuotas temperatūrinis pokytis medžiagoje, o dn/dT - termooptinis koeficientas, nusakantis medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo temperatūros pokyčio. Termooptinis koeficientas gali turėti tiek neigiamą, tiek teigiamą ženklą. Neigiamas dn/dT yra būdingas dujoms ir skysčiams, tuo tarpu kietakūnės medžiagos gali turėti tiek teigiamą, tiek neigiamą termooptinį koeficientą. Panašiai, kaip ir šviesos pluošto fokusavimosi atveju, esant teigiamam dn/dt medžiaga veiks kaip glaudžiamasis lęšis (8 pav.), o esant neigiamam dn/dt šviesos pluoštas bus defokusuojamas [15].



8 pav. Šiluminio lęšio efektas teigiamo dn/dt medžiagoje. Adaptuota pagal [20].

Šiluminio lęšio efektas gali būti naudojamas kai kuriuose taikymuose, pavyzdžiui fototerminėje ar šiluminio lęšio spektrometrijoje, tačiau dažniausiai tai yra nepageidaujamas reiškinys. Skirtingai nuo pluošto fokusavimosi, šiluminio lęšio efektas yra kaupiamasis, o jo atsako trukmė gali būti aprašoma kaip [9]

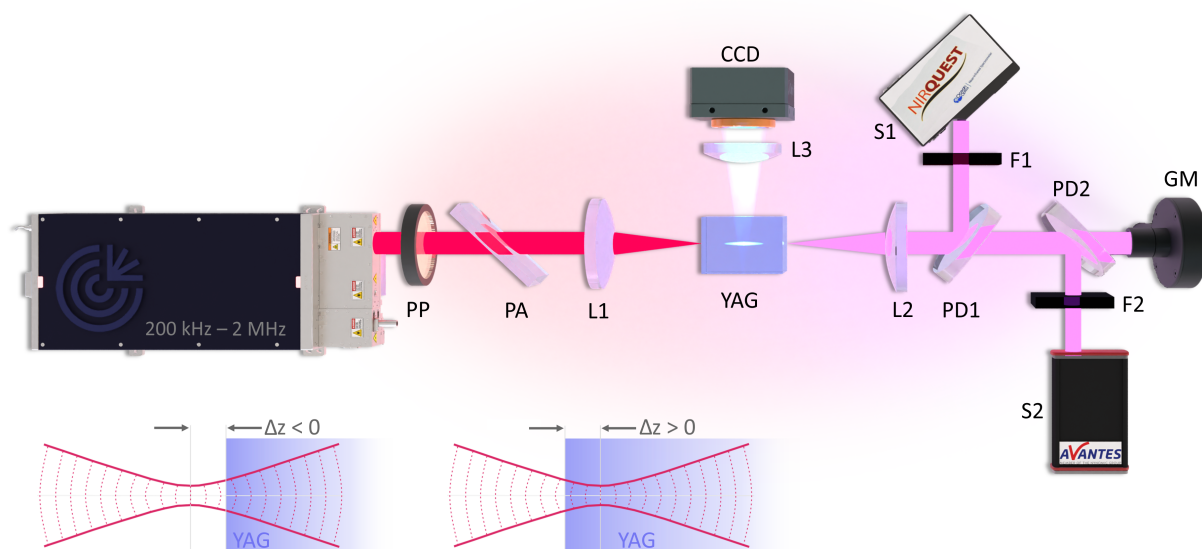
$$\tau \approx \frac{(\rho_0 C) R^2}{\kappa}, \quad (15)$$

kur $(\rho_0 C)$ yra tūrio vieneto šiluminė talpa, R - pluošto spindulys, κ - šiluminis laidumas. Į išraišką įvedę įprastų, lazerinėse sistemose naudojamų kietakūnių medžiagų parametrus gauname, jog esant fokusuotam šviesos pluoštui šiluminis atsakas gali trukti nuo kelių šimtų μ s iki kelių ms. Tai reiškia, jog esant mažam (1-10 kHz) impulsų pasikartojimo dažniui medžiagoje indukuojamas temperatūrinis pokytis spės išnykti tarp lazerio impulsų. Nuolatinės veikos atveju, arba esant dideliame impulsų pasikartojimo dažniui (>100 kHz), šiluminiai reiškiniai yra kaupiamieji, medžiagoje susidaro šiluminis lęšis, dėl kurio kinta stabilumo salygos rezonatoriuje bei optinės pažaidos slenksčiai kituose sistemos elementuose [20].

2 Tyrimo metodika

2.1 Eksperimento schema ir tyrimo metodika

Šiame darbe naudota eksperimento schema vaizduojama 9 paveiksle. Kaip kaupinio šaltinis buvo naudotas Yb:KGW lazeris (*CARBIDE, Light Conversion Ltd.*), kurio generuojamų impulsų trukmė 210 fs, bangos ilgis 1030 nm, pluošto diametras 4,05 mm $1/e^2$ lygyje. Impulsų pasikartojimo dažnis keičiamas iškerpant impulsus iš impulsų voros ir gali siekti iki 2 MHz.



9 pav. Lazerinės sistemos superkontinuumo generavimui schema. Yb:KGW lazeris, pusbanginė plokštelė (PP), poliarizacijos analizatorius (PA), +125 mm židinio nuotolio glaudžiamasis lęšis (L1), 10 mm ilgio YAG kristalas, kolimuojantis lęšis (L2), atvaizdavimo lęšis (L3), pluošto dalikliai (PD1, PD2), optiniai filtrai (F1, F2), CCD kamera (CCD), infraraudonosios srities spektrometras (S1), regimosios srities spektrometras (S2), galios matuoklis (GM).

Spektrų registravimui buvo naudojamas matomos srities spektrometras (*Avantes Ava-Spec-3648*), kurio detektavimo diapazonas 200-1100 nm ir artimosios infraraudonosios srities spektrometras (*NIRQuest-512*), kurio detektavimo diapazonas 900-2100 nm. Užregistruoti spektrai atitinkamai buvo koreguoti pagal spektrometro jautrio funkciją bei prieš spektrometrą pastatytų filtrų pralaidumo funkcijas. Spinduliuotės galios matavimams bei netiesiniams nuostoliams nustatyti buvo naudoti galios matuokliai (*Ophir 3A-PF-12* ir *Ophir 30(150)A-SV-RoHS*). YAG kristale susiformuojančio filamento formos bei pozicijos matavimams naudota CCD kamera (*Point Grey GS2-GE-20S4M-C*). Infraraudonosios spektro srities dinamikos laike matavimams naudotas greito atsako InGaAs fotodiodas (*MTPD1346D-150, Marktech*) su osciloskopu (*MDO3102 Tektronix*).

Lazerio išvadinės spinduliuotės energija parenkama naudojant išorinį atenuatorių, sudarytą iš $\lambda/2$ plokštelės ir poliarizatoriaus. Šviesos pluoštas glaudžiamuoju lęšiu, kurio židinio nuotolis yra +125 mm, fokusuojamas į 10 mm ilgio YAG kristalą (pluošto fokusavimo NA = 0,02). Spektrų matavimams pluošto sąsmaukos pozicija kristalo atžvilgiu keičiama lęšį L1 stumiant optiniu staliuku. Naudojant lęšį L2, šviesa kolimuojama. Spektrometrais registruota tik ašinė spinduliuotė. Spinduliuotės intensyvumui derinti prieš spektrometrus yra pastatyti atitinkamai infraraudonojoje

ir regimojoje srityje pralaidūs optiniai filtrai F1 ir F2. Prieš InGaAs fotodiodą pastatytas juostinio pralaidumo filtras (*FB1750-500, Thorlabs*), praleidžiantis 1750 ± 250 nm spektrinį diapazoną. Tikroji registruojama spektro juosta, apsprendžiama ir juostinio pralaidumo filtro, ir InGaAs fotodiodo, yra 1500 - 1710 nm. Filamento pozicijos bei formos matavimai buvo atlikti atvaizduojant liuminescenciją YAG kristale į CCD kamerą naudojant lęšį L3.

2.2 Teorinio skaičiavimo fizikinis modelis

Toliau pateikiamos formulės, naudotos teorinio skaičiavimo metu [21]. Teorinis modelis bei aproksimacijos buvo atlikti doc. V. Juknos, siekiant papildyti eksperimentinius rezultatus.

Gausinio pluošto netiesinio židinio pozicijos nustatymui naudojama Marburgerio formulė. Iš (3) formulės įstačius konstantas gaunama empirinė forma:

$$z_{sf} = \frac{0.367z_R}{\sqrt{\left(\sqrt{\frac{P}{P_{cr}}} - 0.852\right)^2 - 0.219}}, \quad (16)$$

čia $z_R = \pi n_0 w^2 / \lambda$ yra Reilėjaus ilgis medžiagoje, kur w yra pluošto sąsmaukos spindulys, $\lambda = 1030$ nm kaupinimo bangos ilgis, $n_0 = 1,8153$ YAG tiesinis lūžio rodiklis, $P = 4,9$ MW smailinė galia. P_{cr} yra kritinė pluošto fokusavimosi galia. Tada pluošto diametras, priklausomai nuo pluošto sąsmaukos pozicijos:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \frac{\Delta z}{z_{R_0}}}, \quad (17)$$

čia z_{R_0} yra Reilėjaus ilgis ore, Δz - pluošto sąsmaukos pozicija kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu. Fazinio fronto kreivumo spindulys R aprašomas kaip:

$$R = \Delta z + z_{R_0}^2 / \Delta z. \quad (18)$$

Tada modifikuota netiesinio židinio pozicija:

$$z'_{sf} = \frac{z_{sf} n_0 R}{n_0 R + z_{sf}}. \quad (19)$$

Naudojant šią formulę eksperimentinių rezultatų aproksimacijai kartu su laisvu netiesinio lūžio rodiklio parametru buvo gauta geriausiai eksperimentinius rezultatus atitinkanti vertė $n_2 = 5.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, ji toliau naudojama skaičiavimams.

Ultratrumpų impulsų sklaidimas medžiagoje apskaičiuotas naudojant netiesinę Šrėdingerio lygtį:

$$\frac{\partial S(\Omega, k_{\perp})}{\partial z} + iD(\Omega, k_{\perp}) = S_N(\Omega, k_{\perp}), \quad (20)$$

čia S impulso spektras, Ω yra dažnio poslinkis nuo nešančiojo dažnio ω_0 , $k_{\perp}$ skersinis bangos skaičius, z sklaidimo koordinatė. Tiesinė lygties dalis D parodo difrakciją bei dispersiją:

$$D(\Omega, k_{\perp}) = \sqrt{k(\omega_0 + \Omega)^2 - k_{\perp}^2} - k_0 - \frac{\Omega}{v_g}, \quad (21)$$

čia $k(\omega)$ yra bangos skaičius, $n(\omega)$ yra YAG lūžio rodiklis, v_g grupinis greitis, $k_0 = k(\omega_0)$ yra nešančiojo dažnio bangos skaičius. Netiesinė Šrėdingerio lygties dalis S_N aprašoma kaip:

$$S_N(\Omega, k_{\perp}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} N(t, r) e^{-i\Omega t} J_0(k_{\perp} r) r dr dt. \quad (22)$$

$N(t, r)$ nariai aprašo atitinkamai Kero efektą, daugiafotonę sugertį, plazmos defokusavimą bei šiluminį lęšį:

$$N(t, r) = \frac{i\omega_0 n_2 n_0}{cn(w)} |A|^2 A - \frac{\beta_K}{2} |A|^{2K-2} A - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho_e A + \frac{i\omega_0 \Delta n(z, r)}{c} A, \quad (23)$$

čia A yra kompleksinė impulso amplitudė, ρ_e yra laisvų elektronų plazmos tankis, $K = 6$ yra YAG daugiafotonės sugerties eilė, β_K daugiafotonės sugerties koeficientas. Plazmos skerspjūvis σ apskaičiuotas pagal formulę:

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_c}{cn_0 \epsilon_0 m (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)}, \quad (24)$$

čia $\tau_c = 1$ fs yra elektronų susidūrimo laikas, e elektrono krūvis, m elektrono masė, c šviesos greitis vakuume, ϵ_0 vakuumo dielektrinė skvarba. Tuomet apskaičiuotas skerspjūvis $\sigma = 1.3 \times 10^{-21} \text{ m}^2$. Plazmos tankio kitimas laike aprašomas kaip:

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = \frac{\beta^K}{K \hbar \omega} |A|^{2K} + \frac{\sigma}{U_g} \rho_e A - \frac{\rho_e}{\tau_r}, \quad (25)$$

čia $\tau_r = 150$ ps yra plazmos rekombinacijos trukmė YAG kristale. Sugertos energijos tankio skirstinys apskaičiuotas integruojant realią atvirkštinio *Bremsstrahlung* efekto dalį. Laikoma, jog visa sugerama energija konvertuojama į šilumą:

$$u_{\text{abs}} = \int_{T_{n-1}}^{T_{n-1} + \Delta T} C_p(T') \rho_m(T') dT', \quad (26)$$

čia $C_p = 0,604$ J/gK yra YAG savitoji šiluminė talpa, $\rho_m = 4,552 \text{ g/cm}^3$ tankis. T_{n-1} yra temperatūra prieš n -tą impulsą, o $T_n = T_{n-1} + \Delta T$ yra temperatūra po šio impulso. Šiluminė difuzija apskaičiuota pagal:

$$\rho_m(T) C_p(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\kappa(T) \nabla T), \quad (27)$$

čia $\kappa = 10,4 \text{ W/mK}$ yra YAG šiluminis laidumas. Temperatūros pasiskirstymas kristale indukuoja atitinkamą lūžio rodiklio pokytį:

$$\Delta n(z, r) = T(z, r) \frac{dn}{dT}, \quad (28)$$

čia $dn/dT = 7,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ yra YAG termooptinis koeficientas. Tai (14) formulės atitikmuo, pritaikytas erdviniam temperatūros skirstiniui. Skaičiavimams naudotos vertės esant 300 K temperatūrai. Kompleksinė impulso amplitudė ant kristalo paviršiaus aprašoma kaip:

$$A(r, t) = A_0 \exp \left(-2 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{FWHM}^2} - \frac{r^2}{w^2} - i \frac{k_0}{2} \frac{r^2}{n_0 R} \right), \quad (29)$$

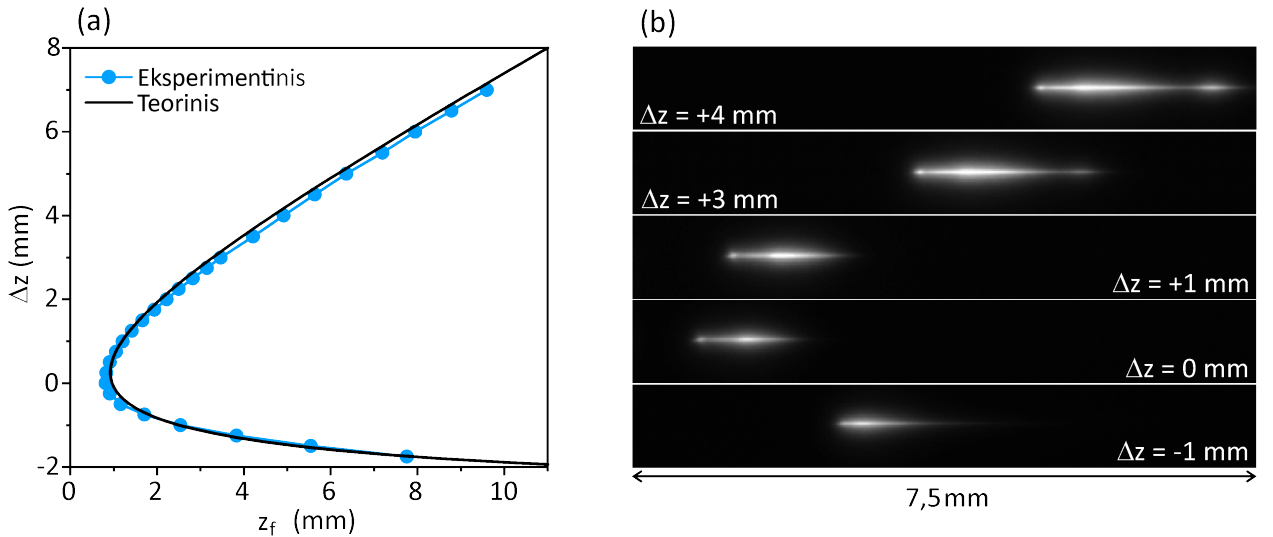
čia A_0 yra maksimali amplitudė, w pradinio pluošto diametras pagal formulę (17), R fazinio fronto kreivumo spindulys pagal formulę (18), $\tau_{FWHM} = 210$ fs yra impulso trukmė.

Tikrą superkontinuumo spektrą sumodeliuoti yra sudėtinga. Skaičiavimams pagreitinti doc. V. Jukna modelyje atsižvelgia į temperatūros įsisotinimą - temperatūros skirstinio pokytis didžiausias po pirmųjų impulsų, o vėliau (po 50-100 impulsų) kiekvieno atskiro impulso įtaka tampa panaši. Šiuo atveju laikoma, jog, pavyzdžiui, visi impulsai tarp šimtojo ir tūkstantojo indukuoja vienodą pokytį. Tokiu būdu gaunamas tikslus modelis išvengiant kiekvieno impulso įskaičiavimo.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

3.1 Šviesos gijos ir superkontinuumo dinamikos matavimai

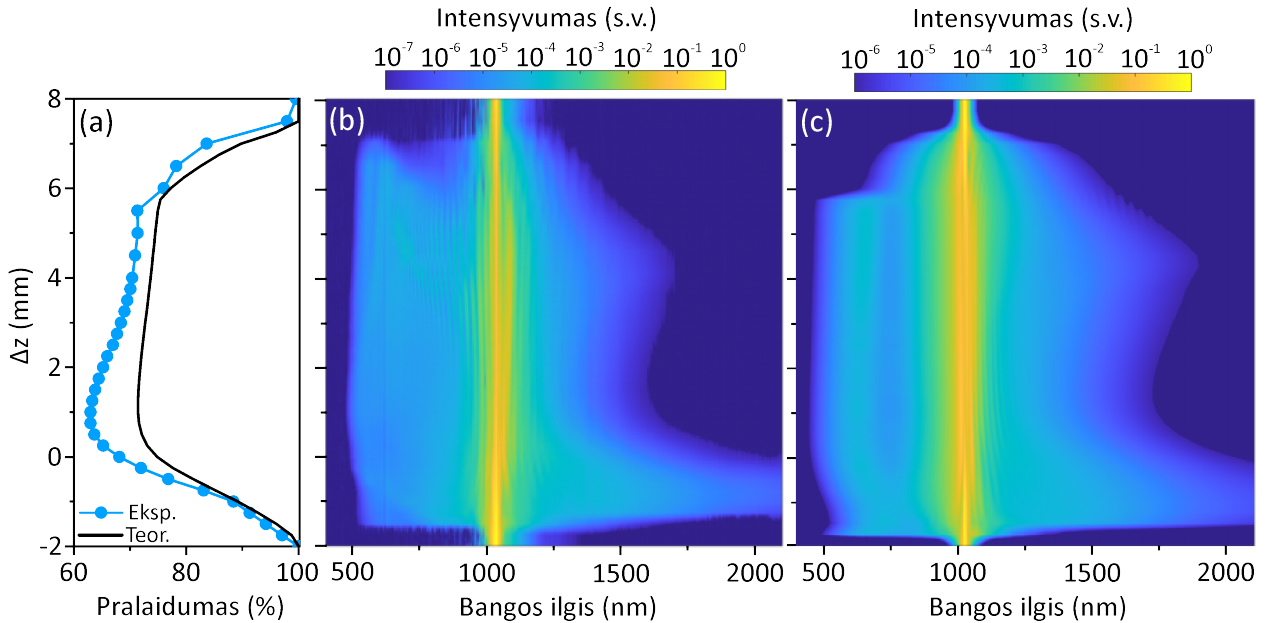
Darbo metu atlikti filamentų bei superkontinuumo generavimo matavimai kaupiant 200 kHz pasikartojimo dažnio impulsais, kurių energija E_p yra 1,28 μJ . Čia reikia atkreipti dėmesį, kad 200 kHz dažnis yra laikomas mažu šilumos efektams stipriai reikštis. Taip yra dėl labai mažo šviesos gijos diametro kuris yra apie 8 μm . Todėl iki sekančio kaupinimo impulso šiluma spėja pasklisti kristale, ypač jei lyginame su gijos pluošto diameteru, kuris turėtų būti veikiamas termolęšio. 10 paveiksle pavaizduoti filamentų matavimai, kur pagal liuminescenciją YAG kristale nustatyta filamentų forma bei netiesinio židinio pozicija kristale. Čia vertė Δz rodo pluošto sąsmaukos poziciją kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu, kur $\Delta z = 0$ atveju sąsmauka yra ant kristalo priekinio paviršiaus, neigiamos Δz vertės rodo sąsmaukos poziciją prieš kristalą (besiskleidžiantis pluoštas), teigiamos Δz vertės - sąsmaukos poziciją kristalo tūryje (besiglaudžiantis pluoštas). Vertė z_f rodo susidariusio netiesinio židinio poziciją kristalo tūryje. Mėlyna kreivė 10(a) paveiksle rodo eksperimentinius rezultatus, o juoda kreivė žymi pagal formulę (19) parinktą netiesinį lūžio rodiklį n_2 , duodantį geriausią atitikimą su eksperimentiškai nustatytomis netiesinio židinio pozicijomis.



10 pav. (a) Netiesinio židinio pozicija z_f YAG kristalo tūryje, kur Δz rodo pluošto sąsmaukos poziciją kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu. Juoda kreivė žymi pagal formulę (19) apskaičiuotą geriausią atitikimą su eksperimentiniais rezultatais (mėlyna kreivė) turinčias teorines netiesinio židinio pozicijas. (b) CCD kamera užfiksuotų filamentų pėdsakų priklausomybė nuo pluošto sąsmaukos pozicijos.

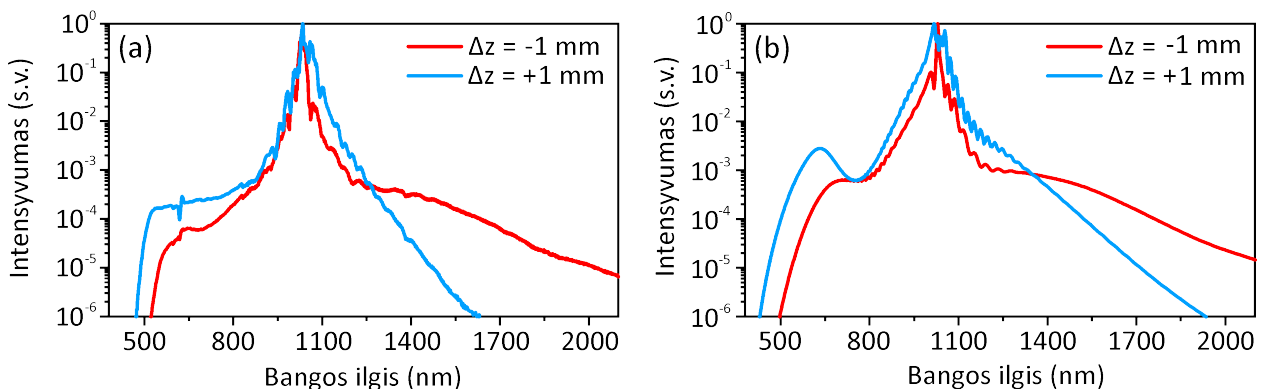
Taip pat 10(b) paveiksle pavaizduoti CCD kamera užfiksuoti filamentų pėdsakai. Matyti, jog netiesinio židinio pozicija kristale keičiasi nuo pluošto sąsmaukos pozicijos. Sąsmaukai esant ant priekinės kristalo sienelės netiesinis židinys susidaro arčiau, o pluoštą fokusuojant toliau nuo priekinės kristalo sienelės netiesinis židinys taip pat tolsta. Be to, matyti ir reikšmingi filamentų formos bei ilgio pokyčiai. Esant besiskleidžiančiam pluoštui ($\Delta z = -1$ mm) filamentas yra trumpesnis su tolygiu liuminescencijos intensyvumu pasiskirstymu. Pluoštą fokusuojant giliau į kristalo tūrį filamentų pėdsakas tampa vis ilgesnis, atsiranda intensyvumo variacijos bei antras netiesinis židinys ($\Delta z = 3$ mm ir $\Delta z = 4$ mm).

11(a) paveiksle pavaizduotas netiesinis pralaidumas YAG kristale, kur mėlyna kreivė rodo eksperimentiškai nustatytas vertes, o juoda kreivė atvaizduoja pralaidumą pagal teorinius skaičiavimus, laikant, jog pralaidumas mažėja dėl daugiafotonės bei laisvų elektronų plazmos sugerties. Nors yra matomas neatitikimas tarp verčių, pati tendencija tarp eksperimentinių ir teorinių rezultatų



11 pav. (a) Netiesiniai nuostoliai YAG kristale, kur mėlyna kreivė rodo eksperimento metu nustatytus nuostolius, o juoda kreivė žymi teorinio skaičiavimo rezultatus. Paveiksluose (b) ir (c) pavaizduota atitinkamai eksperimentiškai nustatyta bei teoriškai sumodeliuota superkontinuumo spektro plėtros dinamika.

yra panaši - didžiausi netiesiniai nuostoliai yra gaunami pluoštą fokusuojant į kristalo tūrį, tai yra, esant besiglaudžiančiam pluoštui. Atitinkamai 11(b) ir 11(c) atvaizduota eksperimentiškai išmatuota bei teoriškai apskaičiuota superkontinuumo spektro plėtros dinamika, tarp kurių yra gaunamas geras atitikimas. Matome, jog didžiausias superkontinuumo spektro plitimas į trumpabangę sritį gaunamas esant didžiausiems netiesiniams nuostoliams (37% eksperimentiniai netiesiniai nuostoliai), o plačiausias ilgabangis spektras gaunamas esant mažesniems, 13% netiesiniams nuostoliams.

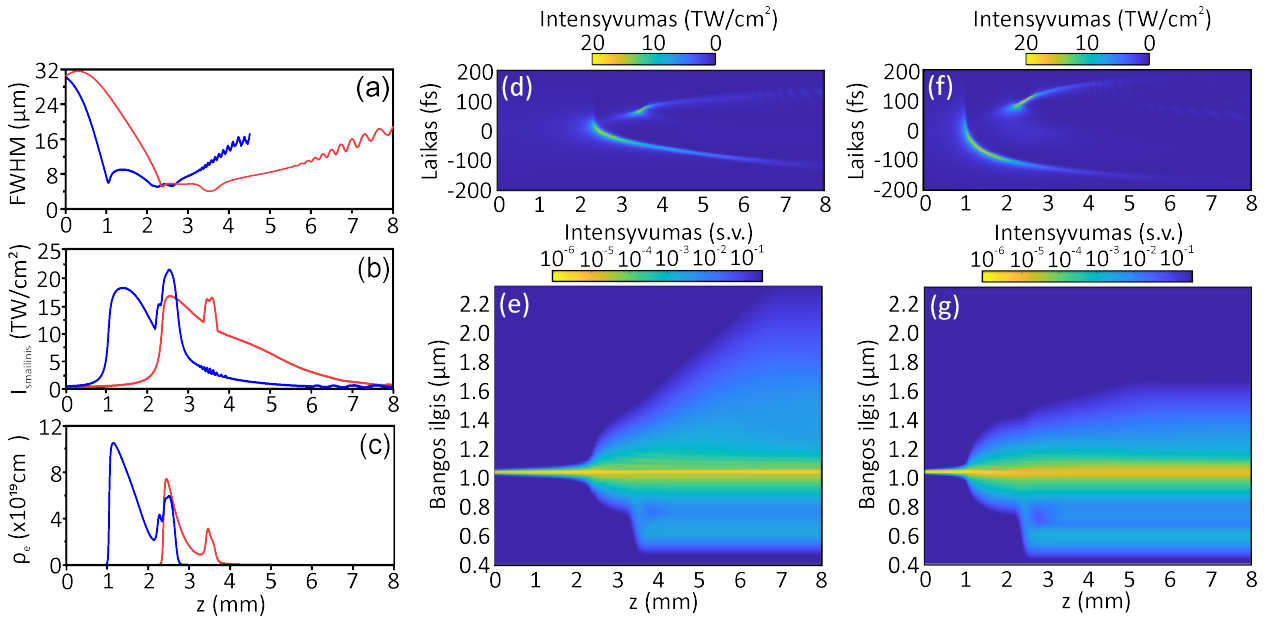


12 pav. (a) Eksperimentiškai išmatuotų ir (b) teoriškai sumodeliuotų superkontinuumo spektrų palyginimas esant pluošto sąsmaukos padėtimis $\Delta z = -1$ mm ir $\Delta z = 1$ mm. Sąsmaukos padėčiai esant $\Delta z = -1$ mm gaunamas didžiausias spektro plitimas į ilgabangę pusę, esant $\Delta z = 1$ mm - į trumpabangę pusę.

Spektro plėtimo palyginimas naudojant besiskleidžiantį ir besiglaudžiantį pluoštą pavaizduotas 12 paveiksle. Čia ties $\Delta z = -1$ mm ir $\Delta z = 1$ mm pluošto sąsmaukos pozicijomis gaunamas

atitinkamai pats didžiausias ilgabangis bei trumpabangis spektro plitimas. Trumpabangė superkontinuumo spektro sritis tarp išmatuotų spektrų 12(a) skiriasi per 40 nm, o ilgabangė spektro sritis net per 600 nm 10^{-5} intensyvumo lygyje, pluošto sąsmaukos padėtį varijuojant vos per 2 mm. Toks rezultatas yra ypač įdomus, kadangi pluošto Reilėjaus ilgis yra sąlyginai didelis ($z_R = 1,22$ mm).

Tokį skirtingą superkontinuumo spektro plitimą esant besiskleidžiančiam arba besiglaudžiančiam pluoštui paaiškina 13 paveiksle pavaizduoti teorinio skaičiavimo rezultatai. Čia yra pavaizduoti (a) pluošto pusplotis, (b) smailinis intensyvumas bei (c) plazmos tankis kaip priklausomybė nuo pluošto sklaidimo kristale atstumo z . Raudona kreivė žymi besiskleidžiantį pluoštą ($\Delta z = -1$ mm), mėlyna kreivė - besiglaudžiantį pluoštą ($\Delta z = 1$ mm).



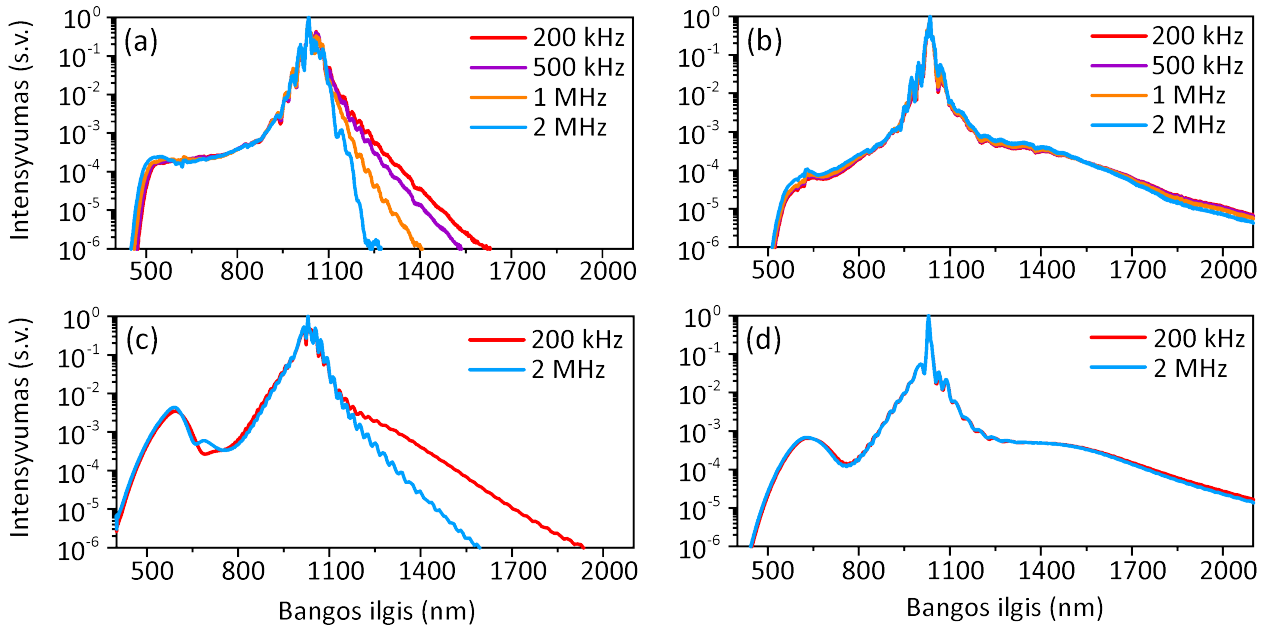
13 pav. (a) Pluošto pusplotio, (b) smailinio intensyvumo bei (c) plazmos tankio priklausomybė nuo pluošto sklaidimo kristale atstumo z esant besiskleidžiančiam ($\Delta z = -1$ mm, raudona kreivė) ir besiglaudžiančiam ($\Delta z = 1$ mm, mėlyna kreivė) pluoštui. Atitinkamos laikinės (d,f) ir spektro plėtros (e,g) dinamikos.

Kartu su pluošto matmenų mažėjimu ir intensyvumo augimu pluošto centrinėje dalyje yra generuojama laisvų elektronų plazma, defokusuojanti pluoštą. Besiglaudžiančio pluošto fokusavimas vyksta anksčiau, arčiau priekinės kristalo sienelės negu besiskleidžiančio pluošto. Kadangi esant besiglaudžiančiam pluoštui netiesiniai nuostoliai yra didesni (11 pav.), susidarantios plazmos tankis irgi yra didesnis. Šiuo atveju defokusavimo efektas yra stiprus, todėl smailinis intensyvumas sumažėja greitai, o ilgabangis superkontinuumas nebėra efektyviai generuojamas (13(g)). Tuo tarpu trumpabangis spektro plitimas yra efektyvesnis, kadangi pluoštui persifokusuojant pasiekiamas didesnis smailinis intensyvumas. Besiskleidžiančio pluošto generuojamos plazmos tankis yra mažesnis, todėl intensyvumas išlieka reikšmingas beveik per visą kristalo ilgį ir yra pakankamas efektyviam spektro plėtimui į ilgabangę sritį.

Apibendrinant, matomas labai geras atitikimas tarp teorinio modeliavimo ir eksperimento. Vien iš eksperimento duomenų, deja, nebuvo galima nustatyti lemiančių faktorių, kodėl pluošto sąsmaukos pozicijai kintat Reilėjaus ilgio ribose, kai pluoštas yra iš esmės toks pat, taip smarkiai skiriasi generuojamas šviesos superkontinuumas. Todėl ši tyrimo medžiaga pristatoma subendrintai - eksperimentas ir doc. V. Juknos modeliavimas.

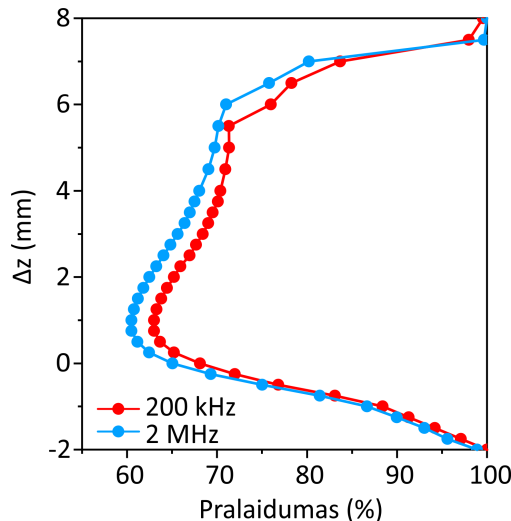
3.2 Kaupiamųjų reiškinių įtakos tyrimas

Šiame skyriuje pristatomi rezultatai gauti didinant kaupinimo dažnį nuo sąlyginai žemo 200 kHz iki didžiausio 2 MHz dažnio, pasiekiamo naudotu lazeriu. 14 paveiksle pavaizduoti eksperimentinių matavimų bei teorinio modeliavimo rezultatai. Matyti, jog prie skirtingų impulsų pasikartojimo dažnių superkontinuumo spektro plitimas ilgabangiam krašte drastiškai kinta priklausomai nuo fokusuojančio lęšio padėties. Kai $\Delta z = -1$ mm, spektras išlieka vienodai išplitęs visame dažnių ruože nuo 200 kHz iki 2 MHz. Kaupinant 2 MHz pasikartojimo dažnio impulsais yra stebimas tam tik-



14 pav. (a,b) Eksperimentiškai išmatuoti bei (c,d) teoriškai sumodeliuoti superkontinuumo spektrai kaupinant skirtingų pasikartojimo dažnių impulsais esant (a,c) besiglaudžiančiam arba (b,d) besiplečiančiam pluoštui.

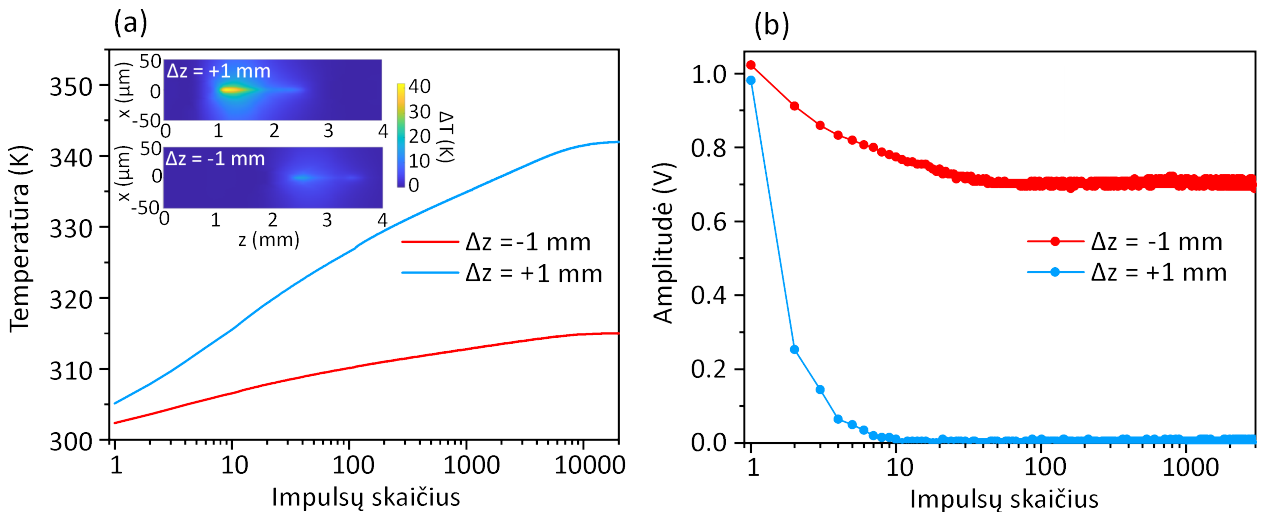
ras ilgabangio spektro susiaurėjimas, tačiau jis yra praktiniams taikymams neesminis. Tačiau kai lęšio padėtis yra $\Delta z = 1$ mm ilgabangis superkontinuumas visiškai nuslopsta visame dažnių ruože, o esant MHz eilės impulsų pasikartojimo dažniui infraraudonojoje srityje superkontinuumas išvis nėra generuojamas.



15 pav. Netiesinis pralaidumas esant 200 kHz ir 2 MHz impulsų pasikartojimo dažniui.

Netiesinių nuostolių palyginimas tarp 200 kHz ir 2 MHz pasikartojimo dažnio impulsų, pavaizduotas 15 paveiksle, rodo, jog netiesinės sugerties vertės bei priklausomybės nuo lęšio padėties yra labai panašios, tad netiesinių nuostolių matavimo rezultatai neparodo konkretaus veiksnio, kuris gali lemti tokį reikšmingą pokytį superkontinuumo spektre.

Spektro susiaurėjimą keičiant fokusuojančio lęšio padėtį galima susieti su temperatūriniais pokyčiais kristale. 16(a) paveiksle pavaizduoti teorinių skaičiavimų rezultatai, kurie vaizduoja temperatūros YAG kristale priklausomybę nuo impulsų skaičiaus, apskaičiuotą pagal formulę (28), kai lęšio padėtys yra $\Delta z = -1$ mm ir $\Delta z = 1$ mm, esant 2 MHz impulsų pasikartojimo dažniui. Laikoma, jog visa sugerama energija yra konvertuojama į šilumą. Šiuo atveju matomas ryškus nusistovėjęs temperatūros kristale skirtumas tarp abiejų lęšio padėčių. Besiglaudžiantis pluoštas kristale indukuoja lokalų temperatūrinį pokytį, siekiantį 42°C , tuo tarpu esant besiplečiančiam pluoštui temperatūros pokytis siekia tik iki 15°C . Kadangi YAG kristalo termooptinis koeficientas dn/dt yra teigiamas, susidarantis temperatūros gradientas sukuria fokusuojančio šiluminio lęšio efektą, indukuojamas teigiamas lūžio rodiklio pokytis. Tai reiškia, jog pluošto smailinis intensyvumas gęsta greičiau, o ilgabangis spektras nėra efektyviai generuojamas. Taigi, stipresnis šiluminio lęšio efektas šiuo atveju lemia siauresnį ilgabangį superkontinuumo spektrą.



16 pav. (a) Teoriškai sumodeliuota temperatūros priklausomybė nuo lazerio impulsų skaičiaus YAG kristale esant besiskleidžiančiam ir besiglaudžiančiam pluoštui. (b) Eksperimentiškai nustatyta superkontinuumo infraraudonosios srities gesimo trukmė esant besiskleidžiančiam ir besiglaudžiančiam pluoštui.

Ilgabangio spektro susiaurėjimas didinant impulsų pasikartojimo dažnį taip pat yra siejamas su kaupiamaisiais šiluminiais reiškiniais. Kiek įtakos jie turi konkrečiu atveju priklausys nuo šviesos gijos matmenų bei šiluminės difuzijos ilgio $L_{\text{diff}} = \sqrt{D/f}$, kur D yra medžiagos šiluminis laidumas ($D_{\text{YAG}} = 3.8 \text{ mm}^2/\text{s}$), o f yra impulsų pasikartojimo dažnis. Šiuo atveju šviesos gijos diametras yra $5 \mu\text{m}$ netiesiniame židinyje (13(a) pav.). Esant 200 kHz impulsų pasikartojimo dažniui, šiluminės difuzijos ilgis YAG kristale yra $4.4 \mu\text{m}$, kas yra labai panašu į apskaičiuotą gijos diametrą. Tai reiškia, jog didžioji dalis šilumos, indukuotos lazerio impulso, spės išsisklaidyti iš paveiktos kristalo zonos iki kito lazerio impulso, o kaupiamieji šiluminiai reiškiniai bus minimalūs. Tačiau didinant impulsų pasikartojimo dažnį šiluminis difuzijos ilgis mažėja, todėl vis mažesnė šilumos dalis išsisklaidys iki kito impulso. Kai impulsų pasikartojimo dažnis pasiekia 2 MHz, šiluminės

difuzijos ilgis yra vos $1,4\text{ }\mu\text{m}$, todėl kaupiamieji reiškiniai bus ženklūs, o susidaręs šiluminis lęšis gali reikšmingai keisti šviesos filamento dinamiką, jei temperatūros pokytis siejamas su netiesine sugertimi yra didelis.

Naudojant greito atsako fotodiodą su osciloskopu buvo atlikti superkontinuumo infraraudonosios srities gesimo trukmės matavimai esant 2 MHz impulsų pasikartojimo dažniui, kurių rezultatai pavaizduoti 13(b) paveiksle. Esant besiskleidžiančiam pluoštui signalo amplitudė sumažėja apie 30%, o signalas nusistovi per maždaug 50 impulsų. Besiglaudžiančio pluošto atveju signalo amplitudė pasiekia triukšmo lygį jau po 10 impulsų. Tai parodo, jog ilgabangio spektro gesimas yra mikrosekundžių trukmės, ir tai gerai atitinka temperatūros augimo spartą (16(a) pav.).

Apibendrinant, ir vėl matyti, kad vien eksperimento duomenys tik leidžia įtarti, kaip šilumos pokytis gali paveikti sudėtingą šviesos gijos transformavimą generuojant superkontinuumą. Tačiau tiesioginių įrodymų sunku rasti. Teorinis modeliavimas papildė rezultatus ir leidžia netiesiogiai stebėti procesus, vykstančius medžiagos viduje, kur tiesioginiai matavimai arba neįmanomi, arba itin sudėtingi.

Šiame darbe paaiškinta kodėl nežymiai pakeitus fokusuojančio lęšio padėtį gali esmingai keistis ilgabangio šviesos superkontinuumo generavimas. Reikia atkreipti dėmesį, kad praktiškai derinant optines schemas superkontinuumo generavimui remiamasi trumpabangio plitimo matomos šviesos kraštu. Tačiau tokia optimizuotame darbo taške yra prasčiausias ilgabangis plitimas arba jo gali visai nebūti padidinus lazerio dažnį. Todėl yra privalu tiesiogiai stebėti spektrą infraraudonojoje srityje, jei tai yra svarbu. Galiausiai, šis tyrimas parodo, kad YAG kristalas, tinkamai konstruojant optinę schemą, gali generuoti ilgabangį superkontinuumą iki $2\text{ }\mu\text{m}$, tinkamą parametrinių generatorių užkratui bent iki 2 MHz impulsų pasikartojimo dažnio.

Išvados

1. Jungiant eksperimento duomenis su modeliavimo rezultatais galima teigti, kad fokusuojant prieš medžiagą šviesos gija vystosi lėčiau ir esant mažesniems netiesiniams nuostoliams pasiekiamas mažesnis laisvų elektronų tankis. Dėl to šviesos gijos sklaidymas pailgėja ir gerėja ilgabangio spektro generavimas.
2. Generuojant šviesos superkontinuumą, dažniui didėjant iki kelių MHz, kaupinimo galia didėja iki kelių vatų. Netiesinių nuostolių galia atitinkamai gali siekti vatą ir ji išsiskiria dešimčių mikrometrų tūryje. Dėl šių nuostolių didėjant kristalo temperatūros gradientui formuojasi šiluminė fokusuojanti lęšiška aplinka ir ilgabangis spektro plitimas nutrūksta.
3. Pavienių impulsų superkontinuumo energijos matavimai (1500-1700 nm ruože) netiesiogiai parodė šilumos kaupimosi dinamiką, kuri atitinka paprastą šilumos difuzijos modelį bei pavienių šviesos impulsų modeliavimą.

Literatūra

- [1] R. R. Alfano and S. L. Shapiro, Emission in the region 4000 to 7000 Å via fourphoton coupling in glass, *Physical Review Letters* **24**, 584–587 (1970).
- [2] D. Strickland, G. Mourou, Compression of amplified chirped optical pulses, *Optics Communications* **56**, 219–221 (1985).
- [3] T. Wilhelm, J. Piel, E. Riedle, Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single pass noncollinear parametric converter, *Optics Letters* **22**, 1494–1496 (1997).
- [4] P. Rigaud, A. VandeWalle, M. Hanna, N. Forget, F. Guichard, Y. Zaouter, K. Guesmi, F. Druon, P. Georges, Supercontinuum-seeded few-cycle mid-infrared OPCPA system, *Optics Express* **24**, 26494–26502 (2016).
- [5] G. Auböck, C. Consani, R. Monni, A. Cannizzo, F. VanMourik, M. Chergui, Femtosecond pump/supercontinuum probe setup with 20 kHz repetition rate, *Review of Scientific Instruments* **83**, 093105 (2012).
- [6] P. Vasa, J.A. Dharmadhikari, A.K. Dharmadhikari, R. Sharma, M. Singh, and D. Mathur, Supercontinuum generation in water by intense, femtosecond laser pulses under anomalous chromatic dispersion, *Phys. Rev. A* **89**, 043834 (2014).
- [7] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna and A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media. *Lith J Phys.* **57**, 113-157 (2017).
- [8] J.H.V. Price, X. Feng, A.M. Heidt, G. Brambilla, P. Horak, F. Poletti, G. Ponzio, P. Petropoulos, M. Petrovich, J. Shi, M. Ibsen, W.H. Loh, H.N. Rutt, and D.J. Richardson, Supercontinuum generation in non-silica fibers, *Opt. Fiber Technol.* **18**, 327–344 (2012).
- [9] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (VU leidykla, Vilnius, 2011).
- [10] V. Marčiulionytė, J. Banys, J. Vengelis, R. Grigutis, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Low-threshold supercontinuum generation in a homogeneous bulk material at 76 MHz pulse repetition rate, *Opt. Lett.* **48**, 4609-4612 (2023).
- [11] C. Nagura, A. Suda, H. Kawano, M. Obara, K. Midorikawa, Generation and characterization of ultrafast white-light continuum in condensed media, *Appl. Opt.* **41**, 3735–3742 (2002).
- [12] V. Marčiulionytė, V. Jukna, G. Tamošauskas, A. Dubietis, High repetition rate green-pumped supercontinuum generation in calcium fluoride, *Sci Rep* **11**, 15019 (2021).
- [13] V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, M. Šutovas, A. Dubietis, Supercontinuum generation in scintillator crystals, *Scientific Reports* **15**, 748 (2025).
- [14] R. Grigutis, G. Tamošauskas, V. Jukna, A. Risos, and A. Dubietis, Supercontinuum generation and optical damage of sapphire and YAG at high repetition rates, *Opt. Lett.* **45**, 4507–4510 (2020).

- [15] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. (New York: Academic, 2008).
- [16] J. Wei, H. Yan, Laser beam induced nanoscale spot through nonlinear "thick" samples: A multi-layer thin lens self-focusing model, *Journal of Applied Physics* **116**, 063107 (2014).
- [17] D. M. Rayner, A. Naumov, and P. B. Corkum, Ultrashort pulse non-linear optical absorption in transparent media, *Opt. Express* **13**, 3208-3217 (2005).
- [18] Y. You, C. Wang, Y. Lin, A. Zaytsev, P. Xue and C. Pan, Ultrahigh-resolution optical coherence tomography at 1.3 μm central wavelength by using a supercontinuum source pumped by noise-like pulses, *Laser Phys. Lett.* **13**, 025101 (2015).
- [19] F. Borondics, M. Jossent, C. Sandt, L. Lavoute, D. Gaponov, A. Hideur, P. Dumas, and S. Février, Supercontinuum-based Fourier transform infrared spectromicroscopy, *Optica* **5**, 378-381 (2018).
- [20] C. Simonelli, E. Neri, A. Ciamei, I. Goti, M. Inguscio, A. Trenkwalder, M. Zaccanti, Realization of a high power optical trapping setup free from thermal lensing effects, *Optics Express* **27**, 27215-27228 (2019).
- [21] V. Jukna, M. Šutovas, V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, A. Dubietis, The impact of thermal effects on filamentation and supercontinuum generation in bulk materials at MHz pulse repetition rates, *Sci Rep* (2026). <https://doi.org/10.1038/s41598-026-51931-y>

Influence of accumulative effects on the supercontinuum of light generated in the YAG crystal

Matas Šutovas

Summary

Supercontinuum generation in solid-state bulk materials provides a simple and robust method to obtain broadband radiation, exhibiting high coherence and spatial quality, with spectrum ranging from the UV to far-IR. Supercontinuum is widely used in OPA and OPCPA systems, also in ultra-fast spectroscopy and microscopy, optical metrology and many other fields. In some applications, particularly in high-repetition-rate laser systems, thermal effects and heat accumulation within the nonlinear crystal are critical factors for efficient supercontinuum generation. While thermal effects can negatively impact the stability and spectral extent of the supercontinuum, certain experimental variables, such as beam focusing geometry, can reduce the effects significantly. In this work, we investigated the impact of heat accumulation on supercontinuum generation in a YAG crystal.

Supercontinuum generation was investigated using an Yb:KGW laser (*CARBIDE, Light Conversion Ltd*), which produced 210 fs pulses with a central wavelength of 1030 nm at a repetition rate of up to 2 MHz. Experimental study is comprised of spectral measurements while varying beam focusing geometry and laser pulse repetition rate from 200 kHz to 2 MHz, nonlinear loss measurements, as well as pulse-to-pulse temporal measurements of red-shifted spectral shrinking. The experimental observations were backed-up with numerical simulations.

The findings highlight the critical role of beam focusing geometry on blue-shifted, and, more significantly, on red-shifted spectral broadening. Entering the YAG crystal with a diverging pump beam produces the largest red shift, while a converging pump beam produces the largest blue-shifted spectral broadening. These results can be attributed to varying levels of nonlinear losses and heat accumulation within the material. Additionally, heat accumulation induces a thermal lensing effect, which is exacerbated at higher pulse rates and negatively impacts long-wavelength portion of supercontinuum spectrum. This is particularly evident when generating supercontinuum with a converging beam, in which case red-shifted spectrum shrinks dramatically with the increase of pulse repetition rate, and almost completely vanishes at 2 MHz. These changes occur on a microsecond time-scale, as justified by numerically simulated dynamics of heat accumulation and experimentally measured pulse-to-pulse dynamics of supercontinuum spectral amplitude in the long-wavelength range. However, due to significantly lower heat accumulation in the case of diverging pump beam, a stable supercontinuum is generated across the entire repetition rate range.

Kaupiamųjų reiškinių įtaka YAG kristale generuojamam šviesos superkontinuumui

Matas Šutovas

Santrauka

Superkontinuumo generacija plačios apertūros kieto kūno terpėse yra vienas iš paprasčiausių ir patikimiausių metodų gauti labai plataus spektro, aukštos erdvinės kokybės koherentinę spinduliuotę. Superkontinuumas kaip užkrato signalas yra plačiai taikomas optiniuose parametriniuose šviesos stiprintuvuose, optinėse parametrinėse čirpuotų impulsų stiprinimo sistemose, taip pat ultrasparčioje spektroskopijoje, metrologijoje bei kitose srityse. Kai kuriuose taikymuose, ypač didelio pasikartojimo dažnio lazerinėse sistemose, generuojant superkontinuumą yra svarbu atsižvelgti į kaupiamuosius šiluminius reiškinius netiesiniame kristale, galinčius daryti neigiamą įtaką superkontinuumo spektro plėtrai bei stabilumui. Tačiau yra žinoma, jog tinkamų eksperimentinių sąlygų, tokių kaip pluošto fokusavimo, parinkimas gali minimizuoti šį poveikį. Šiame darbe tiriama kaupiamųjų reiškinių įtaką YAG kristale generuojamam šviesos superkontinuumui esant skirtingoms pradinio pluošto fokusavimo sąlygoms.

Eksperimentui naudotas Yb:KGW lazeris (*CARBIDE, Light Conversion Ltd.*), kurio generuojamų impulsų trukmė 210 fs, bangos ilgis 1030 nm, impulsų pasikartojimo dažnis siekia iki 2 MHz. Eksperimentinė darbo dalis susideda iš spektrinės dinamikos matavimų keičiant pluošto fokusavimo sąlygas bei impulsų pasikartojimo dažnį 0,2 - 2 MHz srityje, netiesinės sugerties matavimų bei superkontinuumo infraraudonosios srities gesimo trukmės matavimų. Eksperimentiniams rezultatams paremti papildomai atlikti teoriniai skaičiavimai.

Darbo rezultatai parodė, jog kristalą kaupinant besiplečiančiu pluoštu gaunamas didžiausias spektro plitimas į ilgabangę sritį, o esant besiglaudžiančiam pluoštui gaunamas plačiausias trumpabangis kraštas. Tokie rezultatai aiškinami skirtingu netiesinių nuostolių bei kaupiamųjų šiluminių reiškinių stiprumu keičiant fokusavimo sąlygas. Dėl kaupiamųjų šiluminių reiškinių kristale susidarantis šiluminis lęšis pakeičia šviesos gijos dinamiką, todėl, ypač esant didesniam impulsų pasikartojimo dažniui, ilgabangiam spektre yra matomi pokyčiai. Superkontinuumo generavimui naudojant besiglaudžiantį pluoštą ilgabangis spektras smarkiai susitraukia didinant impulsų pasikartojimo dažnį, o prie 2 MHz beveik išnyksta. Šie spektro pokyčiai įvyksta mikrosekundžių laiko tarpe. Dėl mažesnių netiesinių nuostolių bei silpnesnių kaupiamųjų reiškinių naudojant besiplečiantį pluoštą gaunama stabili superkontinuumo generacija nepriklausomai nuo impulsų pasikartojimo dažnio.

Konferencijos ir publikacijos

Darbo rezultatų pagrindu išleistas straipsnis

V. Jukna, **M. Šutovas**, V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, A. Dubietis, The impact of thermal effects on filamentation and supercontinuum generation in bulk materials at MHz pulse repetition rates, *Sci Rep* (2026). <https://doi.org/10.1038/s41598-026-51931-y>

Kitos publikacijos ir konferencijų medžiaga, viešintos magistrantūros studijų metu

V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, **M. Šutovas**, A. Dubietis, Supercontinuum generation in scintillator crystals, *Scientific Reports* **15**, 748 (2025).

Tarptautinės ir nacionalinės konferencijos

- V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, **M. Šutovas**, A. Dubietis, J. Banys, A comparative study of supercontinuum generation in undoped scintillator crystals, Advanced Solid State Lasers Conference 2024, 20-24 spalio 2024, Osaka, Japonija. Stendinis pranešimas.
- V. Marčiulionytė, G. Tamošauskas, **M. Šutovas**, A. Dubietis, A comparative study of supercontinuum generation in scintillator crystals pumped by near-infrared femtosecond laser pulses, SPIE Optics + Photonics 2024, 18-22 rugpjūčio 2024, San Diegas, JAV. Stendinis pranešimas.
- **M. Šutovas**, V. Marčiulionytė, J. Banys, J. Vengelis, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Spectral broadening and post-compression of femtosecond pulses in ZnS and KGW crystals at 76 MHz repetition rate, Open Readings 2024, 23-26 balandžio 2024, Vilnius, Lietuva. Žodinis pranešimas.