

**Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras**

Artūras Grabusovas

FEMTOSEKUNDINIŲ ŠVIOSOS GIJŲ FORMAVIMAS SBN POLIKRISTALE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Artūras Grabusovas

Leista ginti
Darbo vadovas

2019-05-23
prof. Audrius Dubietis

Lazerinių tyrimų centro direktorius

l.e.p. doc. Rytis Butkus

Vilnius 2019

Turinys

Ivadas	2
1 Literatūros apžvalga	3
1.1 Polikristalinės terpės	3
1.2 Atsitiktinis fazinis kvazisinchronizmas	4
1.3 Netiesiniai optiniai reiškiniai	6
1.3.1 Netiesinis lūžio rodiklis	6
1.3.2 Šviesos pluoštų fokusavimasis ir impulsų fazės moduliavimasis	6
1.4 Femtosekundinės šviesos gijos	8
1.5 Stroncio bario niobatas ir jo savybės	11
1.6 Teorinis n_2 skaičiavimas	13
2 Eksperimento įranga ir tyrimo metodai	15
2.1 Eksperimento schema	17
2.2 Pluošto matmenų nustatymas peilio metodu	18
2.3 Fokusavimosi padėties nustatymas	20
3 Rezultatai ir jų aptarimas	22
3.1 Netiesinio lūžio rodiklio nustatymas	22
3.2 Pluoštai ir spektrai	25
Išvados	31
Literatūros sąrašas	33
Santrauka	36
Summary	37

Įvadas

Didelės smailinės galios elektromagnetinės spinduliuotės impulsai sklisdami sukelia netiesinį poliarizuotumą skaidriose terpėse. Tai lemia reiškinius, kurie pakeičia sklindančios spinduliuotės savybes: antrosios harmonikos, suminio bei skirtuminio dažnių generaciją, keturbangį dažnių maišymą ir pan. Dėl intensyvios spinduliuotės gali pakisti ir terpės, kuria sklinda spinduliuotė, optinės savybės, kurios savo ruožtu paveikia ir pokytį sukėlusios spinduliuotės sklidimą - tai vadinama šviesos saviveikos reiškiniais. Femtosekundinių šviesos gijų žadinimas apjungia daugelį netiesinių reiškinių, o to rezultatas yra labai išplitusio spektro, vadinamo superkontinuumu, bei mažų matmenų didelio intensyvumo pluoštas galintis išlaikyti mažus matmenis ilgus sklidimo atstumus [1].

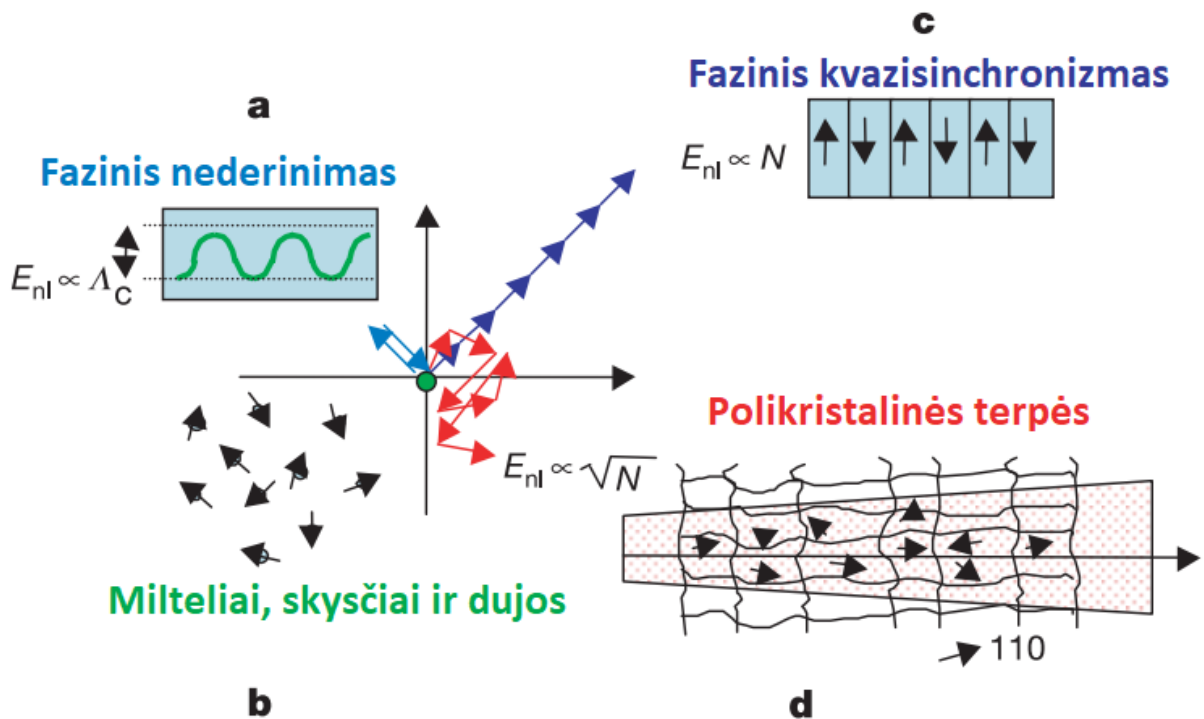
Šiame darbe nagrinėjamos formuojamos femtosekundinės šviesos gijos polikristaliniame stroncio bario niobate (SBN). Tai polikristalinė medžiaga, kuri sudaryta iš didelio kraštinių santykio adatos formos feroelektrinių domenų, kurių orientacijos yra atsitiktinai pasiskirsčiusios [2]. Taip pat ši medžiaga pasižymi kvadratinium netiesiškumu ir dvejomu lūžiu, o dėl domenų struktūros galimas atsitiktinis fazinis sinchronizmas leidžia vienu metu vykti daugeliui netiesinių optinių procesų su skirtingais bangos ilgiais, tačiau ta pačia kristalo orientacija [3]. Toks savybių rinkinys leidžia vienu metu generuojant šviesos giją viena kristalo kryptimi, kita kryptimi stebėti gijos skleidžiamą regimąją spinduliuotę. Vienu metu egzistuojančios fazinio sinchronizmo sąlygos daugeliui netiesinių procesų paverčia šį kristalą įdomiu tyrimų objektu įvairiems taikymams, tokiems kaip poliarizacijai nejautrūs dažnio keitikliai, fotonų porų generavimas, optiniai prietaisai (angl. *all-optical devices*) [4–8]. Galiausiai, šie tyrimai lėmė ir kelis praktinius SBN taikymus, kurie pristato derinimui nejautrius metodus ultratrumpųjų impulsų charakterizavimui [9, 10] bei nagrinėja iterbiu legiruotą SBN kaip aktyvią terpę lazeriniam stiprinimui [11].

Šio darbo tikslas yra nustatyti tiriamojo SBN kristalo netiesinį lūžio rodiklį bei ištirti, kaip kinta spinduliuotės pluoštas ir spektras infraraudonojoje spektro srityje gijas žadinant normalios ir anomalous grupinių greičių dispersijos srityse, atitinkamai 1,2 ir 2,4 μm spinduliuote.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Polikristalinės terpės

Optinės spinduliuotės dažnio keitimą galima realizuoti pasinaudojant optinių medžiagų netiesiškumu. Tačiau efektyviam energijos keitimui į norimą bangą, reikia kad sąveikaujančių bangų fazės sklaidimo netiesinė terpė metu kistų vienodai, tai yra, kad būtų realizuota fazinio sinchronizmo sąlyga. Dėl medžiagų dispersijos tai padaryti nėra visuomet paprasta ir skirtingų tipų (kristalinėse, polikristalinėse, periodinėse terpėse bei milteliuose) medžiagose, pavyzdžiui, trijų bangų sąveikos realizuojamos skirtingai. Kristaluose fazinis nederinimas didėja didėjant sklaidimo atstumui ir kas koherentiškumo ilgį L_c padidėja per π (1 pav. a). Periodiškai orientuotose terpėse kas koherentiškumo ilgį L_c yra pakeičiama optinės ašies kryptis, todėl energijos perdavimas $E_{nl} \propto N$ didėja tiesiškai, spinduliuotei prasklidus per kristalitų skaičių N (1 pav. b). Polikristalinėse terpėse atskirų kristalitų optinės ašys nėra suderintos, tačiau vidutiniškai gaunamas sugeneruotos spinduliuotės energijos augimas $E_{nl} \propto \sqrt{N}$ (1 pav. d) [12].



1 pav. Fazės kitimo diagrama ir trijų bangų maišymo mechanizmai a) kristalinėse, b) periodinėse, c) kristalų milteliuose bei d) polikristalinėse terpėse [12]

Polikristalinėse terpėse net ir didelis netvarkos lygis leidžia efektyviai vykti netiesiniams optiniams reiškiniams, kaip antrosios harmonikos generacija, kur generuojamos spinduliuotės energija didėja tiesiškai su atsitiktinai orientuotų kristalitų skaičiumi ir energijos keitimo efektyvumas nepriklauso nuo vidutinio kristalitų dydžio [13].

Polikristalinės medžiagos su atsitiktinai orientuotais kristalitais yra vienas iš pavyzdžių, kaip medžiagos tūryje gali kisti jos netiesinis optinis jautris. Optinės terpės, kuriose tiesinis optinis jautris yra pastovus, o netiesinis optinis jautris $\chi^{(2)}$ kinta, vadinamos netiesiniais fotoniniais kristalais. Yra nagrinėjami įvairių tipų netiesiniai fotoniniai kristalai, kurių $\chi^{(2)}$ kinta periodiškai, kvazi-periodiškai, pasižymi apskritimine simetrija arba yra pasiskirstęs atsitiktinai [14].

1.2 Atsitiktinis fazinis kvazisinchronizmas

Fazinis synchronizmas yra būtina sąlyga siekiant įvykdyti bet kurį spinduliuotės dažnio keitimo kvadratinio netiesiškumo terpėje procesą su dideliu energijos keitimo efektyvumu. Plačiausiai paplitęs fazinio synchronizmo realizavimo būdas yra paremtas kristalinių medžiagų dvejomis lūžiu. Tokiu atveju, medžiagos dispersija kompensuojama tuo, kad sąveikaujančių bangų poliarizacijos, taigi ir lūžio rodiklio priklausomybės, yra skirtingos, o tai leidžia pasiekti, kad dvi skirtingo dažnio bangos ta pačia terpe sklistų vienodais faziniais greičiais. Tačiau fazinis synchronizmas dvejomis lūžio kristaluose turi ir kelis trūkumus: ne kiekvienam sąveikos atvejui galima rasti tokią kristalo padėtį, kad faziniai greičiai sutaptų, tai dažnai gali nepavykti ultravioletinėje spektro srityje, kur dispersijos kreivės įprastai yra statesnės ir dvejomis lūžio sąlygotas lūžio rodiklio skirtumas tampa per mažas faziniam synchronizmui pasiekti. Taip pat, dėl skirtingų poliarizacijų yra išnaudojami tik nediagonalūs $\chi^{(2)}$ tenzorius elementai, kurie gali būti mažesni už diagonalūs.

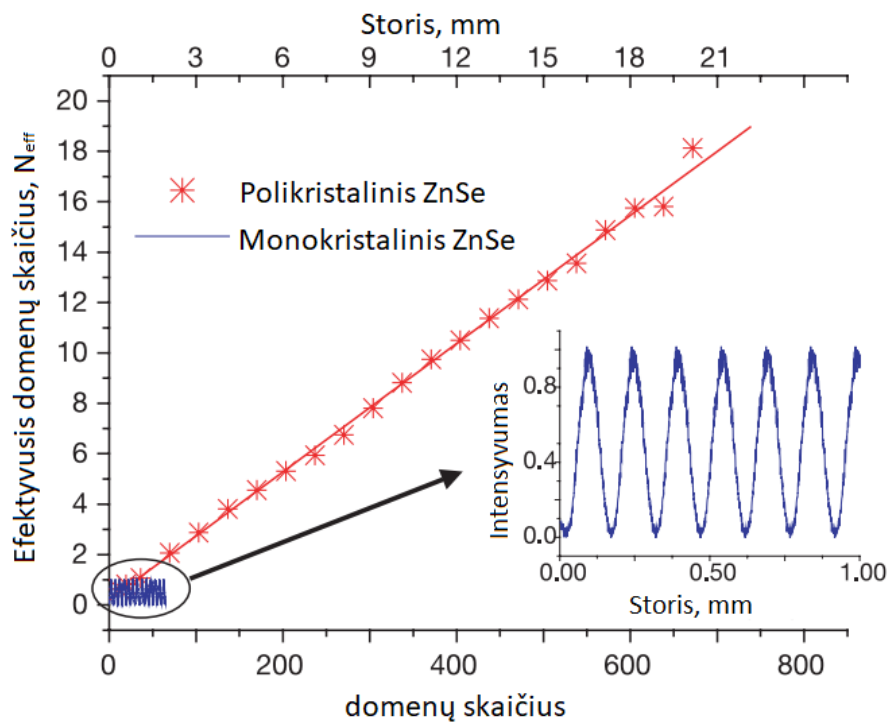
Alternatyvus būdas pasiekti efektyvią sąveiką nepaisant didelio fazinio nederinimo yra fazinis kvazisynchronizmas. Tam reikalinga periodinė terpė, kur kas koherentinį ilgį L_c būtų apverčiama kristalo optinė ašis. Šis metodas leidžia realizuoti sąveikas su tokiais bangos ilgiais ir netiesiniais koeficientais, kuriems pasinaudojant vien medžiagos dvejomis lūžiu fazinio synchronizmo kampas neegzistuoja. Tokios medžiagos pademonstruotos 1990 m. ir gaminamos iš feroelektrinių kristalų, elektriniu lauku valdant jų domenų struktūrą kristalo augimo metu [15]. Tokie kristalai plačiausiai gaminami iš LiNbO_3 , LiTaO_3 bei KTP. Skirtingiems bangos ilgiams pritaikomi kristalai pasižymi skirtingais sluoksnių storiais, bei yra išpjaunami norimai sąveikai įvykdyti parinktais kampais. [16]. Tokiu būdu, pasirinktai sąveikai galima pagaminti efektyvų kristalą, nors ir kristalo medžiagos universalumo sąskaita.

Tačiau fazinį synchronizmą galima efektyviai realizuoti ne tik tvarkingai orientuotose terpėse. Yra parodyta, kad pasinaudojant atsitiktinai pasiskirsčiusiomis generuojamų bangų fazėmis izotropinėje polikristalinėje terpėje gali būti realizuoti efektyvūs dažnio keitimo procesai. Šie procesai pasižymi tiesine generacijos efektyvumo priklausomybe nuo sąveikos ilgio (2 pav.). Taip pat, šiems procesams nėra svarbi kristalo orientacija arba į kristalą siunčiamos spinduliuotės poliarizacija. Taip pat, priešingai nei periodiškai orientuotų terpių atveju, generacijos efektyvumas skirtingiems bangos ilgiams nėra susijęs su polikristalinės medžiagos domenų dydžiais [12]

Kaip pavaizduota 2 pav. galima įvertinti efektinį domenų skaičių N_{eff} , kurie dalyvauja sąveikoje:

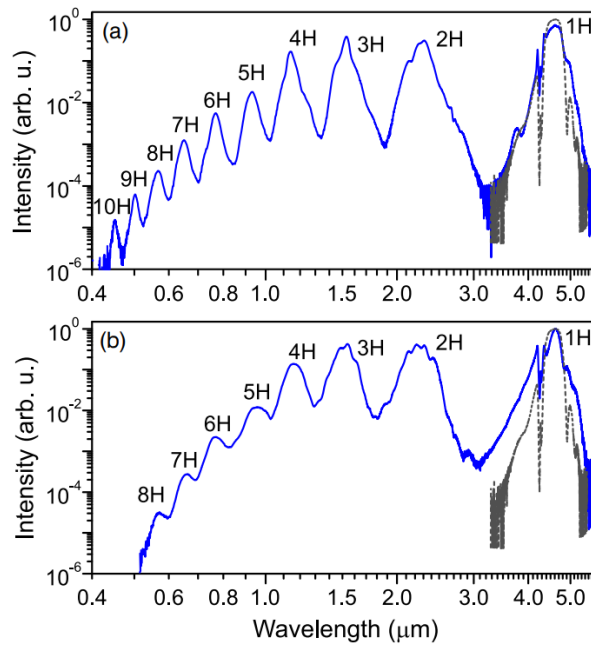
$$N_{\text{eff}} = N \frac{\langle |d|^2 \rangle}{d^2} \langle \sin^2(\Delta k X / 2) \rangle, \quad (1)$$

čia N - domenų skaičius išilgai bangos sklidimo ašies, $\langle |d|^2 \rangle$ - efektinio netiesiškumo modulio kvadratas, suvidurkintas per visas įmanomas domenų orientacijas, o d - netiesiškumas konkrečiai sąveikai, šiuo atveju, $\langle 110 \rangle$ kryptimi, Δk - fazinis nederinimas, X - domeno ilgis. Taigi, N_{eff} tiesiškai priklauso nuo domenų skaičiaus, taigi ir kristalo ilgio. Taip pat galime atkreipti dėmesį į tai, kad atsitiktinai pasiskirsčius domenų dydžiams X , bei jų orientacijoms, nei $\frac{\langle |d|^2 \rangle}{d^2}$, nei $\langle \sin^2(\Delta k X / 2) \rangle$ ne-taps lygūs nuliui, taigi, generacijos efektyvumo priklausomybė visada bus tiesinė, tačiau efektyvumo didėjimo greitį nusakys šių narių pasiskirstymas.



2 pav. Skirtuminio dažnio generacijos efektyvumų tarp atsitiktinai orientuotoje ir monokristalinėje cinko selenido (ZnSe) terpėse palyginimas, pavaizduojantis tiesinę efektyvumo priklausomybę nuo domenų skaičiaus atsitiktinai orientuotoje terpėje [12]

Kristaluose, pasižyminčiuose atsitiktiniu faziniu kvazisinchronizmu be antrosios harmonikos, kurios generacijos efektyvumas ZnSe pavaizduotas 3 pav., generuojamos ir daugybinės aukštesnių eilių harmonikos (žr. 3 pav.) iki pat kristalų sugerties mėlynojo krašto [17].



3 pav. Spektrai už (a) 2mm storio cinko sulfido (ZnS) ir (b) 3 mm ZnSe polikristalų, generuojami 100 fs, 1,5 μJ impulsais, kurių bangos ilgis 4,6 μm [17]

1.3 Netiesiniai optiniai reiškiniai

1.3.1 Netiesinis lūžio rodiklis

Medžiaga sklindanti spinduliuotė įneša lūžio rodiklio pokytį, kuris priklauso nuo intensyvumo, o šio pokyčio ženklą ir dydį nusako netiesinis lūžio rodiklis [18]:

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

kur n_0 yra tiesinis, o n_2 - netiesinis lūžio rodikliai. Netiesinis lūžio rodiklis n_2 yra susijęs su netiesiniu kubiniu jautriu $\chi^{(3)}$:

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 c \epsilon_0} \chi^{(3)}, \quad (3)$$

čia c - šviesos greitis vakuume, o ϵ_0 - vakuomo dielektrinė skvarba.

1.3.2 Šviesos pluoštų fokusavimasis ir impulsų fazės moduliavimasis

Netiesinis lūžio rodiklis lemia daug šviesos saviveikos reiškinių, tarp kurių yra grįžtamasis ryšys tokiu būdu, kad spinduliuotė paveikia medžiagos lūžio rodiklį, kuris toliau pakeičia tos pačios spinduliuotės sklaidimo savybes.

Šviesos pluoštų fokusavimasis (*angl. self focusing*) vyksta tuomet, kai sklindančios medžiagoje spinduliuotės intensyvumo pasiskirstymas sukuria atitinkamai pasiskirsčiusį priedą prie medžiagos lūžio rodiklio. Tokiu būdu, medžiaga veikia tarsi lęšis, fokusuodama spinduliuotę, kai $n_2 > 0$ arba de-

fokusuodama, jei $n_2 < 0$. Šis procesas yra slenkstinis, kadangi įprastai sklindant spinduliuotei dėl difrakcijos pluoštai plinta. Fokusavimosi sąlyga tuomet yra pasiekama, kai fokusavimasis atsveria difrakciją. Ši sąlyga bus tenkinama, kai spinduliuotės galia viršys kritinę fokusavimosi galią P_{cr} :

$$P_{cr} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}. \quad (4)$$

$$n_2 = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 P_{cr}}. \quad (5)$$

Fokusavimąsi lemia pluošto galia, o ne intensyvumas, taigi ši sąlyga nepriklauso nuo pluošto skersmens.

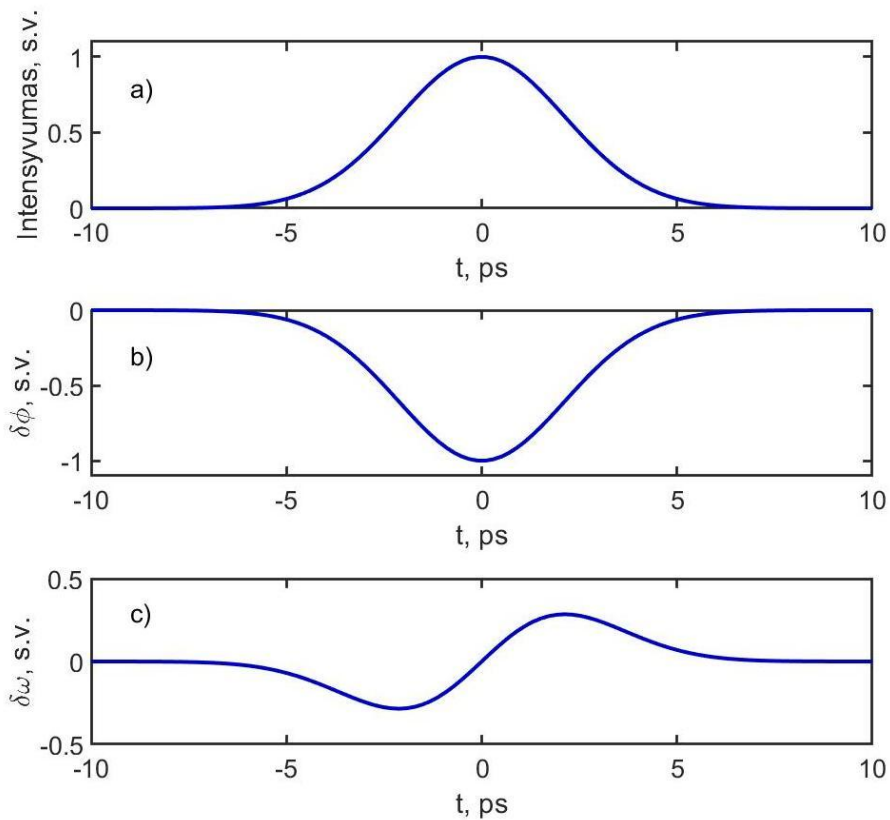
Jei erdvėje spinduliuotės intensyvumo kitimas sukuria lūžio rodiklio pokytį, kurį siejame su fokusavimusi, tai laikiniame atvaizdavime spinduliuotės intensyvumo pasiskirstymas, kuris dažnai taip pat gali būti aprašomas Gauso funkcija, kaip ir erdvėje, sukurs laike kintantį lūžio rodiklio priedą. Taigi, gausime fazės pokytį:

$$\delta\phi(z, t) = -\frac{\omega_0}{c} n_2 I_0(t) z. \quad (6)$$

Fazės pokytis laike reiškia, kad pakis ir spinduliuotės dažnis, išreiškiamas, kaip fazės išvestinė:

$$\delta\omega(z, t) = -\frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} z. \quad (7)$$

Šie reiškiniai atvaizduoti grafiškai 3 ps trukmės impulsui 4 pav., kur matome, kad teigiamo n_2 atveju, priekinis impulso frontas įgyja neigiamą dažnio poslinkį, o galinis - teigiamą. Taigi, tokio impulso spektras išplinta ir tampa faziškai moduluotu [18]. Tačiau laikinė impulso gaubtinė vien dėl fazės moduliavimosi nepakinta, taigi taip moduluoto impulso trukmė lieka tokia pati, tačiau iki šiol buvęs nespūsdus impulsas galėtų būti suspaustas anomalios dispersijos terpėje.



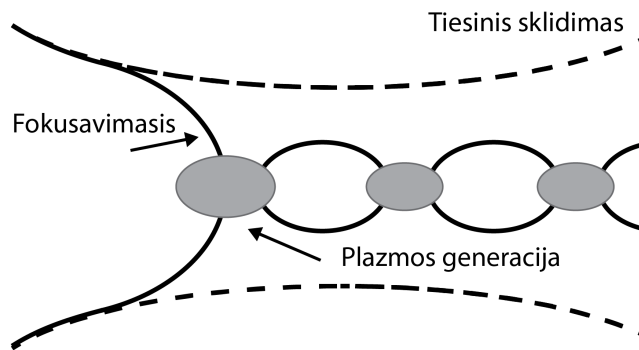
4 pav. Impulso laikinė gaubtinė (a), fazės (b) ir dažnio (c) pokyčiai

1.4 Femtosekundinės šviesos gijos

Femtosekundinės šviesos gijos (*angl. filament*) yra unikalių savybių impulsiniai pluoštai, kurie gaunami vienu metu vykstant įvairiems netiesiniams reiškiniams, tarp kurių yra fokusavimasis, fazės moduliavimasis, netiesinė sugertis, keturių bangų maišymas bei laisvųjų elektronų plazmos atsiradimas. Kadangi saviveikos reiškiniai bei keturbangis maišymas yra kubinio netiesiškumo nulemti procesai, femtosekundines šviesos gijas galima generuoti daugelyje skaidrių medžiagų tame spektriniame diapazone, kur jos yra skaidrios. Gijų formavimasis galimas įvairių bangos ilgių spinduliuotei ir impulsų trukmėms nuo dešimčių femtosekundžių iki kelių pikosekundžių. Femtosekundinė šviesos gija pasižymi tuo, kad lyginant su pradiniu impulsu, smarkiai išplinta dažnių spektras, o pluoštas sklisdamas beveik nekeičia savo matmenų ilgus atstumus, o jo intensyvumo pasiskirstymas tampa artimas Beselio pluoštui. Dėl šios priežasties atsiranda ne tik subdifrakcinis sklidimas, tačiau ir kiti Beselio pluoštui būdingi sklidimo ypatumai, kaip pavyzdžiui, savirekonstrukcija, didelis energijos rezervuaras pluošto periferijoje, kurioje bangos vektoriai sudaryti iš ant kūgio išsidėsčiusių dedamųjų sklisdami kuria centrinę smailę [19].

Kad susiformuotų šviesos gija, visų pirma būtina, kad krintančio impulso galia viršytų fokusavimosi slenkstį. Tuomet neplintantis pluoštas susiformuos esant pusiausvyrai tarp difrakcijos, fokusavimosi ir defokusavimo, dėl laisvųjų elektronų plazmos. Pastaroji sugeneruojama tuomet, kai fokusavimasis nugalai difrakciją ir pluošto matmenys mažėja tol, kol pradeda vykti intensyvumą ribojanti netiesinė

sugertis. Tuomet gijos sklaidimo dinamika tampa sudaryta iš fokusavimo ir defokusavimo ciklų, kaip schematiškai pavaizduota 5 pav. [18].



5 pav. Femtosekundinės šviesos gijos pluošto sklaidimo dinamika, kur punktyrine linija žymi pluošto kitimą vykstant tiesiniam sklaidimui, o ištisinė linija - gijos pluošto kitimą [1]

Siekiant paaiškinti kitus gijos formavimosi dinamikos aspektus, kaip spektro plitimą bei pluošto bei impulso formų pakitimus, reikia detaliai nagrinėti dar daugelį vykstančių tiesinių bei netiesinių optinių reiškinių.

Grupinių greičių dispersija ir aukštesnių eilių dispersijos.

Dėl medžiagos lūžio rodiklio priklausomybės $n(\lambda)$ (dažnai matematiškai taip pat gali būti užrašoma kaip $k(\omega)$), kuri yra sudėtinga, todėl atskirai nagrinėjami reiškiniai, kuriuos stebime dėl vis aukštesnės eilės Teiloro eilutės narių. Čia pirmos eilės nariai lemia, kad susidaro grupinis impulso gaubtinės užvėlinimas impulso fazės atžvilgiu, taigi impulsas sklinda su dviem charakteringais greičiais: faziniu bei grupiniu greičiu. Grupinių greičių dispersija (GGD) lemia tai, kad skirtingi spektriniai komponentai sklinda skirtingais grupiniais greičiais, todėl sklindant impulsui normalios dispersijos srityje jo raudonieji spektriniai komponentai sklinda greičiau nei mėlynieji, taigi po kurio laiko impulso priekiniame fronte susikaupia mažesnio dažnio bangos, o galiniame - didesnio. Matematiškai šį reiškinį aprašo dispersinio plitimo ilgis L_{GGD} :

$$L_{GGD} = \frac{t_p^2}{2k''}, \quad (8)$$

čia $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} |_{\omega_0}$. Fiziškai, kuo platesnis pradinio impulso spektras, tuo labiau jo raudoniausių dažnių sklaidimo greičiai skirsis nuo mėlyniausių ir toks impulsas plis greičiau. Taip pat, kuo didesnę kreivės $k(\omega)$ dalį apima impulsą aprašantis spektras, tuo aukštesnės eilės polinomo reikia, norint teisingai atkurti $k(\omega)$ priklausomybę impulso spektrui, taigi tuo aukštesnės eilės dispersijos iškraipymus galima stebėti. Trečios eilės dispersija sukelia sudėtingus impulso gaubtinės iškraipymus ir savo ruožtu taip pat didina impulso trukmę.

Tačiau besigeneruojančios šviesos gijos spektras tampa labai platus dėl tiesinių bei netiesinių procesų pasireiškimo vienu metu. Nors šis procesas yra sudėtingas, atskirai nagrinėdami vienu metu vykstančius daugelį procesų galime mėginti po truputį išsiaiškinti, kas lemia pluošto, impulso bei spektro pokyčius, kuriuos eksperimentiškai užregistruojame.

Impulso fronto statėjimas. Kadangi medžiagoje lūžio rodiklis priklauso nuo intensyvumo, o lūžio rodiklio pokytis Δn yra teigiamas ir jo atsako greitis pakankamas, kad impulso smailė patirtų didesnį lūžio rodiklį, nei impulso kraštai, galime stebėti kaip pradedant sklįsti Gauso formos impulsui, jo smailė yra užvėlinama, kol galinis frontas ją pasiveja ir galinis impulso frontas vis statėja, nes visos mažiau intensyvios impulso dalys sklinda greičiau, kol pasiveja ir sustiprina lėčiau sklindančią smailę. Toks impulso laikinės gaubtinės kitimas savo ruožtu sukuria statų impulso intensyvumo, o taip pat ir lūžio rodiklio kitimą, kuris sustiprina fazės moduliavimosi reiškinius ir kartu su erdvėlaikinė impulsinio pluošto dinamika lemia spektro plitimą [20].

Daugiafotonė jonizacija. Femtosekundinės šviesos gijos susidarymo pradžioje svarbu, kad sklindanti intensyvi spinduliuotė galėtų fokusuotis nepatirdama nuostolių. Taigi, reikia, kad vieno fotono energija būtų daug mažesnė už kristalo draustinės juostos plotį. SBN atveju, 2,4 μm spinduliuotės fotono energija yra 0.52 eV ir daug mažesnė už 3,4 eV SBN draustinės juostos plotį. Tai lemia, kad reikalinga bent 7 fotonų sugertis, kuri yra pasiekama tik stipriai sufokusavus pradinį pluoštą.

Plazmos defokusavimas. Dėl daugiafotonės sugerties sugeneruojama mažo tankio elektronų plazma, kuri yra skaidri, tačiau jos kuriamas lūžio rodiklio priedas yra neigiamas, taigi plazmą generuojantis šviesos pluoštas yra defokusuojamas, taip apribojant jo intensyvumą ir neleidžiant pluoštui kolapsuoti. Taip pat, plazmos atsiradimas ir defokusavimas gali pakeisti dispersines medžiagos savybes, lemia ir laikinės impulso gaubtinės iškraipymus.

Nuostoliai dėl plazmos sugerties. Laisvieji elektronai sugeneruoti netiesinės sugerties metu gali toliau elektriniame lauke būti greitunami, taip pat įgyti pakankamai kinetinės energijos, kad dėl smūginės jonizacijos išlaisvintų antrinius elektronus ir inicijuoti griūtinę jonizaciją. Pradinis impulsas taip pat patiria dalį nuostolių vykstant daugiafotonei sugerčiai.

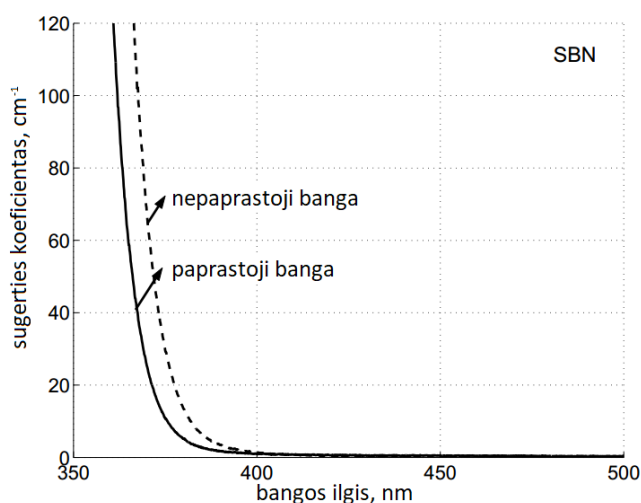
Spektro plitimas. Impulsų fazės moduliavimasis, fokusavimasis, fronto statėjimas ir jonizacija veikdami kartu sukuria didelį pradinio spektro platėjimą. Femtosekundinis, kelių dešimčių nanometrų spektrinio pločio impulso spektras gali išplisti iki kelių oktavų. [21]

Superkontinuumo generacija normalios ir anomalios grupinių greičių dispersijos sąlygomis. Femtosekundinis impulsas normalios GGD sąlygomis fokusuodamasis patirs fazės moduliavimąsi, o sugeneruoti spektriniai komponentai su didesniu bangos ilgiu bus greitesni ir telksis į priekinį impulso frontą. Ir atvirkščiai, trumpesnės bangos atsiliks nuo centrinės impulso smailės, kuriai nusilpus impulsas bus sudarytas iš dviejų laike atskirtų subimpulsų, kurių centriniai bangos ilgiai bus šiek tiek skirtingi [22].

Anomalios GGD atveju impulso dinamika labai skiriasi nuo normalios dispersijos atvejo. Čia fazės moduliavimosi metu sugeneruojami spektriniai komponentai telkiasi į impulso centrą, tokiu būdu impulsas gali būti suspaudžiamas, taip pat tai gali prisidėti ir prie energijos grąžinimo po impulso gaubtinės, taip pratęsiant šviesos gijos sklidimo atstumą. Viena iš anomalios GGD pasekmių yra ilgesnis gijos sklidimo arti kolapso nuotolis kol pluoštas galiausiai defokusuojamas. Šis nuotolis priklausantis nuo fokusavimo sąlygų ir galintis siekti 10 kartų ilgesnį atstumą lyginant su normalios GGD atveju. [23]

1.5 Stroncio bario niobatas ir jo savybės

Stroncio bario niobatas buvo išaugintas bei ištirtas kaip feroelektrinis kristalas kambario temperatūroje apie 1960 m [24]. Jo cheminė formulė $Sr_xBa_{1-x}Nb_2O_6$, kur $x = 0.61$ kongruentinei kompozicijai, kur medžiagų santykis lydinyje toks pat, kaip ir kietoje būsenoje, taip pat literatūroje dar vadinamas SBN arba SBN:61. Esant šiam komponentų santykiui gaunami labai homogeniški kristalai, tačiau eksperimentiškai yra pavykę pagaminti įvairių sudėčių kristalus, kurių sudėties parametras x gali būti nuo 0.3 iki 0.8 [25, 26]. Ši medžiaga skaidri visame regimajame diapazone, trumpabangės sugerties kraštas prasideda ties mažiau nei 400 nm, kaip matoma 6 pav. ir kristalas yra skaidrus iki 6 μm [6]. SBN yra neigiamas vienašis ($n_e < n_o$) kristalas kambario temperatūroje, tačiau regimajame diapazone gali tapti ir teigiamu vienašiu dėl lūžio rodiklių priklausomybės nuo temperatūros prie 128 °C [27].



6 pav. SBN sugerties koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio regimojoje srityje prie sugerties krašto [26]

Taip pat [26] aptariamas draustinės juostos modelis, pagal kurį galima apskaičiuoti draustinės juostos plotį, priklausomai nuo Sr ir Ba santykio:

$$E_g(x) = E_g^A(1-x) + E_g^Bx - bx(1-x), \quad (9)$$

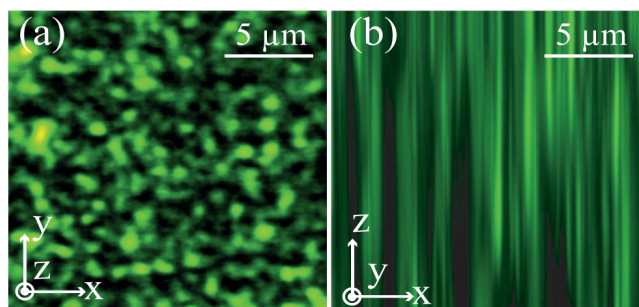
kur parametrai E_g^A , E_g^B ir b bei pagal šiuos parametrus apskaičiuotas ir šiame darbe naudojamo SBN kristalo ($x = 0.61$) draustinės juostos plotis pateikti 1 lentelėje.

1 lentelė. Parametrai SBN draustinės juostos pločiui apskaičiuoti pagal (9) lygtį bei apskaičiuotas draustinės juostos plotis $x = 0.61$ SBN sudėčiai

Poliarizacija	E_g^A , eV	E_g^B , eV	b , eV	$E_g(0.61)$, eV
x (o)	3,494	3,451	0,207	3.419
z (e)	3,466	3,411	0,296	3.362

SBN yra polikristalinė medžiaga, kuri yra sudaryta iš pailgų strypo formos domenų, kurių skersiniai ir išilginiai matmenys priklauso nuo Sr ir Ba santykio ir skiriasi apie 20 kartų SBN:61 po-

likristalui [2, 28]. Šią domenų struktūrą galima atvaizduoti Čerenkovo tipo antrosios harmonikos mikroskopijos metodu, kaip pavaizduota 7 pav. [8]. Domenų struktūra gali būti apibūdinta kaip dvi-matis fotoninis kristalas, tačiau domenų orientacijos tarpusavyje yra atsitiktinės. Dėl šios struktūros įmanomos fazinio sinchronizmo sąlygos itin plačiam bangos ilgių diapazonui ir skirtingomis kryptimis kristalo ašių atžvilgiu. Vienas tokių neįprastų pavyzdžių yra antrosios harmonikos generacija statmenai kaupinimo spinduliuotės sklidimo kryptčiai, kai kaupinančios bangos poliarizacijos krypttis statmena domenų išilginei ašiai [5].



7 pav. SBN domenų struktūra stebint išilgai (a) ir skersai (b) optinės ašies [8]

Taip pat, norint pasiekti didelį antrosios harmonikos generavimo efektyvumą reikalinga išpildyti fazinio sinchronizmo sąlygą. Tai dažniausiai pasiekama pasinaudojant kristalo dvejomis lūžiu, arba faziniu kvazisinchronizmu. Tačiau šie procesai yra jautrūs bangos ilgiui ir tai apriboja spektrinį plotį, kuriam tenkinama sinchronizmo sąlyga. Tai lemia dar vieną SBN pranašumą: dėl atsitiktinių domenų dydžių bei orientacijų, antrosios harmonikos bei kitas trijų bangų sąveikas galima realizuoti plačiame spektriniame diapazone, kurį galiausiai apriboja kristalo skaidrumo sritis [6].

Nors galima pasiekti gerą efektyvumą bei realizuoti daugelį antros eilės netiesinių sąveikų, netvarkingos struktūros medžiagoje sugeneruota spinduliuotė erdvėje pasiskirsto netvarkingai, ir už kristalo matomi netvarkingai išsidėstę taškai ir dryžiai (angl. speckle pattern). Taip pat, yra parodyta, kad ši netvarkingą išsidėstymą galima kompensuoti, moduluojant kaupinimo spinduliuotės fazės pasiskirstymą erdviniu šviesos modulatoriumi, kompiuteriu atliekant optimizavimo algoritmą, kuris parenka fazės vėlinimo vertes taip, kad antrosios harmonikos spinduliuotė būtų surinkta į vieną apskritiminį intensyvų pluoštą [7].

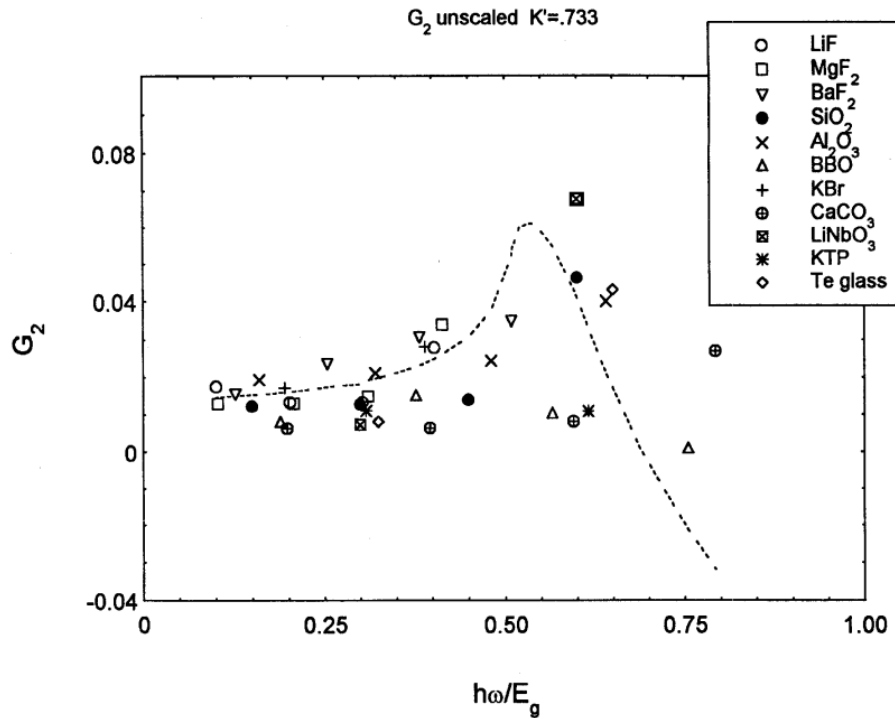
Galiosiausiai, yra atliekama nemažai tyrimų siekiant charakterizuoti netvarkingai išdėstytų domenų įtaką netiesinių procesų metu generuojamai spinduliuotei [4, 7, 8]. Taip siekiama SBN pritaikyti kaip atsitiktinių domenų terpę surišusių fotonų porų generavimui itin plačiame spektriniame diapazone, praplėsti naudojamą spektrinį diapazoną optiniams prietaisams, integriniams optiniams grandynams, poliarizacijai jautriems netiesiniams jutikliams, kur vienas svarbiausių SBN privalumų yra optinės schemos paprastumas [4].

1.6 Teorinis n_2 skaičiavimas

1991 m. aprašytas netiesinio lūžio rodiklio modelis išvestas pasinaudojant Kramers-Krönig dispersijos sąryšiu. Šiame dispersijos modelyje netiesinio lūžio rodiklio dispersijai aprašyti naudojamos dvifotonės sugerties, Ramano sklaidos, tiesinė ir kvadratinė Stark poslinkio dedamosios. Gaunama n_2 išraiška esu vienetais [29]:

$$n_2(esu) = K' \frac{\sqrt{E_p}}{n_0 E_g^4} G_2(\hbar\omega/E_g), \quad (10)$$

čia E_p - ponderomotorinis potencialas, kurio vertė beveik nepriklauso nuo medžiagos ir apytiksliai lygi 21 eV, K' - nuo medžiagos nepriklausanti konstanta, kurios vertė $7,33 \cdot 10^{-9}$, kai kiti dydžiai formulėje išreikšti elektronvoltais (eV), n_0 - medžiagos lūžio rodiklis, E_g - medžiagos draustinės juostos plotis (eV), G_2 - teorinė dispersiją aprašanti funkcija, priklausanti nuo fotono energijos $\hbar\omega$ santykio su draustinės juostos pločiu. G_2 dispersijos kreivė kartu su keliais anksčiau eksperimentiškai išmatuotais taškais skirtingoms medžiagoms pateikti 8 pav. Galime atkreipti dėmesį, kad čia gaunami kartais ryškūs eksperimentinių verčių nuokrypiai nuo teorinio modelio. [30]

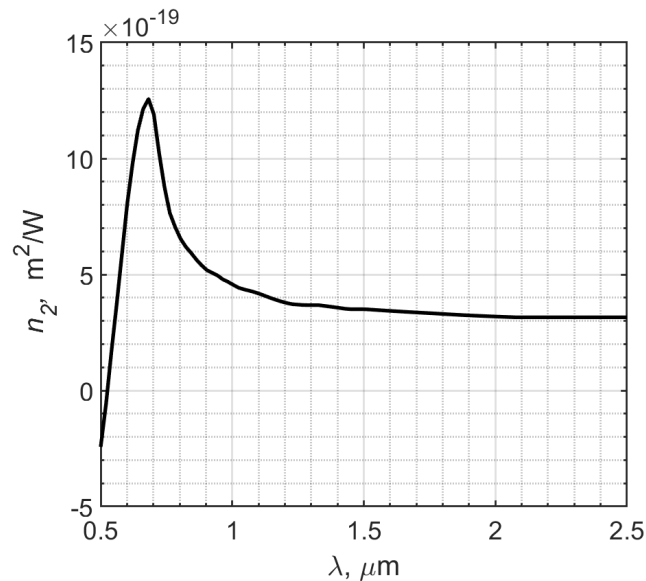


8 pav. Teorinės dispersijos G_2 priklausomybė nuo fotono energijos $\hbar\omega$ santykio su draustinės juostos pločiu [30].

Kadangi, kaip įprasta senesnėje literatūroje, n_2 vertė pateikta esu vienetais, apskaičiuotą vertę paverčiame į SI sistemos vienetus m^2/W [31]:

$$n_2(m^2/W) = \frac{40\pi}{c} \frac{n_2(esu)}{n_0} = 4,19 \cdot 10^{-7} \frac{n_2(esu)}{n_0} \quad (11)$$

Pasinaudojant šiomis formulėmis bei ankstesniame skyriuje aptartais draustinės juostos pločio skaičiavimais galime teoriškai įvertinti netiesinio lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio šiame darbe nagrinėjamam SBN:61 polikristalui ir palyginti su eksperimentiniais rezultatais tolesniuose skyreliuose.



9 pav. Teoriškai apskaičiuota SBN:61 n_2 priklausomybė nuo bangos ilgio pagal (11) formulę

Taip pat, SBN kristalo netiesinio lūžio rodiklio duomenys yra pateikti [29] prie 1,06 μm bangos ilgio lentelėje, perskaičiuoti į m^2/W vienetus:

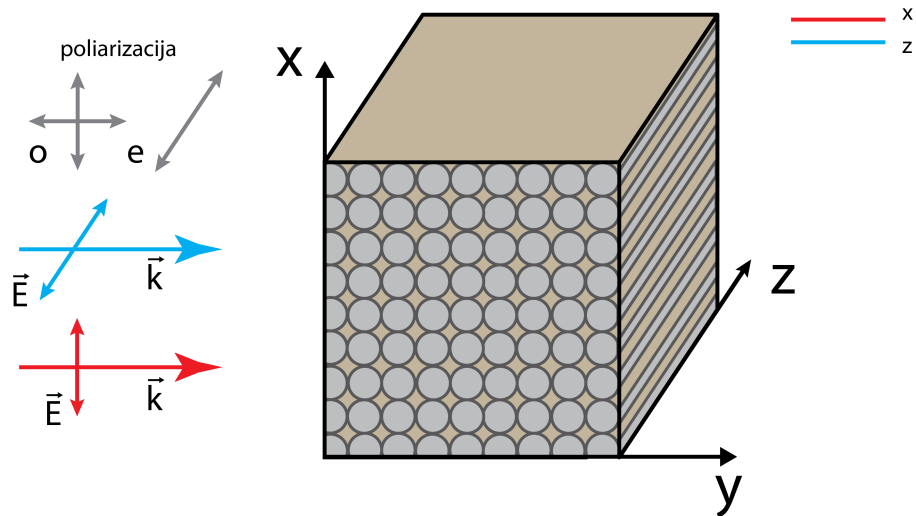
2 lentelė. Teoriškai apskaičiuotos n_2 vertės ir eksperimentiniai rezultatai [29]

Bangos ilgis, μm	teorinis n_2 , m^2/W	eksperimentinis n_2 , m^2/W	teorinis* n_2 , m^2/W
1,06	$9,6 \cdot 10^{-19}$	$5,6 \cdot 10^{-19}$	$5,5 \cdot 10^{-19}$

2 lentelėje pateikta eksperimentiškai nustatyta vertė puikiai sutampa su vienu iš teorinių rezultatų $n_2 = 5,5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$, kuris gautas skaičiuojant pagal (10) formulę ir naudojant šiuos parametrus: $n_0 = 2,4$, $E_g = 3,4 \text{ eV}$, $E_p = 21 \text{ eV}$ bei $K' = 0,86 \cdot 10^{-8}$. Nors šiuo atveju galime matyti gerą sutapimą tarp išmatuotos ir teorinės verčių, tačiau toks sutapimas nėra būdingas daugeliui [29] nagrinėjamų medžiagų.

2 Eksperimento įranga ir tyrimo metodai

Femtosekundinės šviesos gijos šio tyrimo metu buvo generuojamos, kai į kristalą siunčiamos spinduliuotės poliarizacija sutapo su SBN optine ašimi (kryptis išilgai z) bei statmena optinei ašiai (išilgai x). Schematiškai, tai pavaizduota 10 pav.



10 pav. Siunčiamos į kristalą spinduliuotės kryptis bei poliarizacija SBN polikristalinės struktūros orientacijos atžvilgiu atliktų eksperimentų schemoje

SBN lūžio rodiklis buvo įvertintas pasinaudojant empirine Sellmeier lygtimi:

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2, \quad (12)$$

kur parametrai, pamatuoti analogiškam kristalui [27] pateikti toliau lentelėje:

3 lentelė. Sellmeier lygties (12) parametrai SBN:61 kristalui [27]

Poliarizacija	A	B, μm^2	C, μm^2	D, μm^{-2}
x (o)	4.9661	0.1342	0.0584	0.0275
z (e)	4.8592	0.1231	0.0567	0.0252

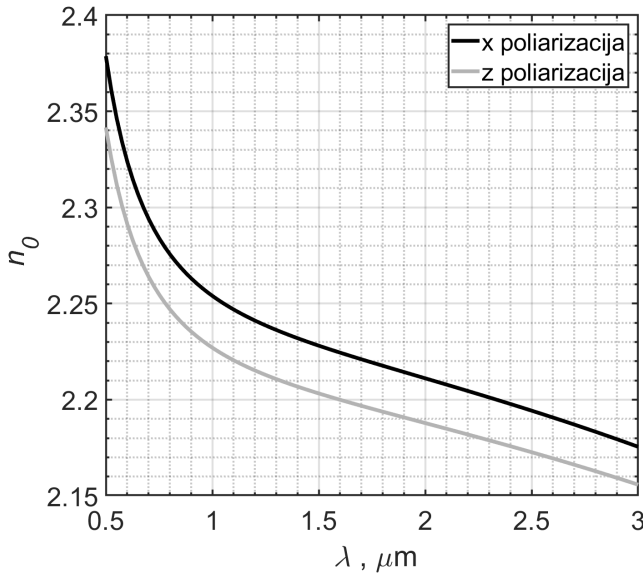
Turėdami lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio galime nesunkiai apskaičiuoti ir grupinių greičių dispersijos koeficientą. Visų pirma, apskaičiuojame grupinį greitį pagal (13) formulę

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{c}{n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda}}, \quad (13)$$

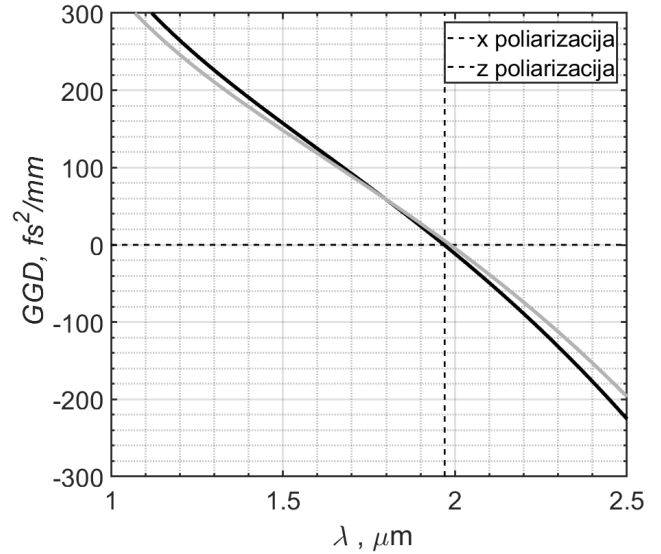
o tada - ir grupinių greičių dispersijos koeficientą [32]:

$$GGD(\omega_0) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{1}{v_g(\omega)} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (14)$$

Gautą SBN:61 dispersijos kreivę atvaizduojame grafiškai ir apskaičiuojame grupinių greičių dispersijos koeficientą



11 pav. SBN:61 kristalo lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio



12 pav. SBN:61 kristalo grupinių greičių dispersijos koeficiento priklausomybė nuo bangos ilgio

Galime atkreipti dėmesį 12 pav., kad ties 1.96 μm grupinių greičių dispersija kerta nulinę vertę ir tampa anomali (neigiama) ilgesniems bangos ilgiams.

Dėl optinio Kero efekto spinduliuotė fokusuojasi netiesinio židinio atstumu z_{sf} , kuriam nustatyti galima pasinaudoti empirine Marburgerio formule [33]:

$$z_{sf} = \frac{0,367z_R}{\sqrt{[(P_{in}/P_{cr})^{1/2} - 0,852]^2 - 0,0219}}, \quad (15)$$

čia $z_R = \pi n_0 w_0^2 / \lambda$ yra Rėlėjaus ilgis Gauso formos pluoštui, n_0 medžiagos tiesinis lūžio rodiklis, w_0 - Gauso pluošto spindulys sąsmaukoje (išmatuojamas $1/e^2$ intensyvumo aukštyje), λ - lazerio spinduliuotės bangos ilgis. Iš (15) lygties galime išsireikšti kritinę fokusavimosi galią:

$$P_{cr} = \frac{P_{in}}{\left(\sqrt{\frac{[0,367\pi n_0 w_0^2 / \lambda]^2}{z_{sf}^2} + 0,0219 + 0,852} \right)^2}, \quad (16)$$

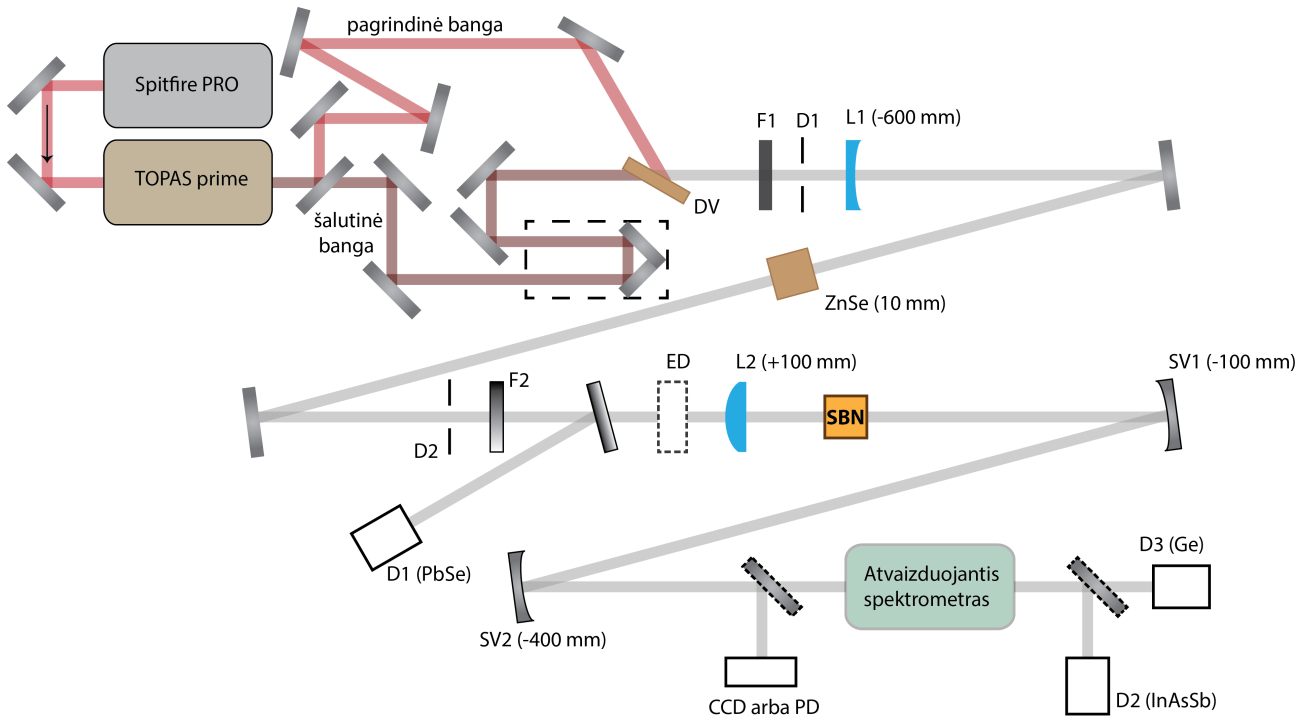
Toliau, pasinaudoję kritinės galios priklausomybe nuo n_2 galime gauti ir n_2 išraišką priklausančią nuo z_{sf} :

$$n_2 = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 P_{in}} \left(\sqrt{\frac{[0,367\pi n_0 w_0^2 / \lambda]^2}{z_{sf}^2} + 0,0219 + 0,852} \right)^2, \quad (17)$$

Svarbu atkreipti dėmesį, kad ši formulė yra išvesta nuolatinės veikos spinduliuotei. Taigi, nėra teorinio pagrindo manyti, kad ji pilnai tinka aprašyti femtosekundinių impulsų fokusavimąsi, tačiau

eksperimentiškai parodyta kad ši formulė gerai tinka ir femtosekundinių impulsų atveju [21].

2.1 Eksperimento schema

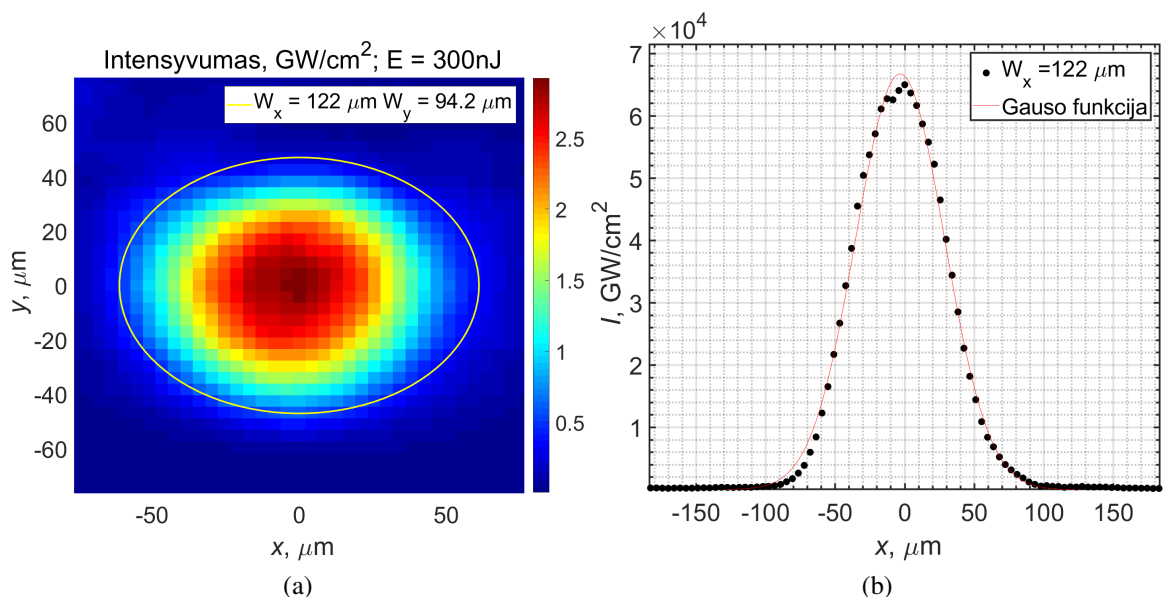


13 pav. Eksperimento optinė schema. Elementų matmenys ir pozicijos pavaizduoti ne pagal mastelį.

Eksperimento optinė schema pateikta 13 paveiksle. Pradinį impulsą generuoja lazerinė sistema Spitfire-PRO (Newport, Spectra Physics) titano safyro pagrindu. Generuojamo impulso trukmė 120 fs ir centrinis bangos ilgis 800 nm. Toliau siekiant sugeneruoti kitų bangos ilgių žadinančią spinduliuotę pasitelkiamas BBO pagrindu veikiantis optinis parametrinis stiprintuvas TOPAS-Prime (Light Conversion), kuris leidžia derinti signalines bangas 1.1-1.6 μm bei šalutines bangas 1.6-2.5 μm diapazonuose. Šiame eksperimente žadinantys bangos ilgiai pasirinkti taip, kad vienas patektų į SBN normalios, o kitas - į anomalios dispersijos sritį (14 pav.) - taigi, visi matavimai atlikti žadinant 1,2 bei 2,4 μm bangos ilgiais. Čia sužymėti svarbiausi elementai: DV - dichroinis cinko selenido (ZnSe) veidrodys, kuris pasižymi dideliu atspindžio koeficientu 1,1-1,6 μm spektriniame diapazone, kai spinduliuotė krinta 60° kampu ir dideliu pralaidumu nuo 2,0 iki 2,6 μm ; F1 - IKS7 filtras, skirtas nufiltruoti parazitinę spinduliuotę, kurios bangos ilgis mažesnis už 0,8 μm ; L1 - stiklinis (BK7) neigiamas lęšis, kurio židinio nuotolis -600 mm, skirtas išplėsti pradinį pluoštą tam, kad vėliau būtų galima sufokusuoti į mažesnę dėmę; ED - energijos detektorius, pažymėtas punktyrine linija, yra schemoje tik energijos matavimams; L2 - teigiamas BaF₂ lęšis, kurio židinio nuotolis 100 mm; SBN - tiriamasis SBN kristalas; SV1 ir SV2, sferiniai veidrodžiai, kurių kreivumo spinduliai -100 ir -400 mm, sudarantys 4 kartus didinančią atvaizdavimo sistemą; CAM - DataRay WinCamD-FIR2-16-HR mikrobolometrinė kamera, skirta erdvinio pluošto intensyvumo skirstinio matavimams; PD - Piroelektrinis detektorius,

skirtas netiesinių nuostolių matavimams; D1 - PbSe atraminis detektorius, skirtas stebėti kritusio impulso energiją ir sukalibruoti kitų detektorių matavimus; D2 - InAsSb - detektorius skirtas spektrų matavimams, kurio didžiausias jautris yra tolimesniame infraraudoname diapazone (2-5 μm), D3 - Ge detektorius, kurio didžiausias jautris yra nuo titano safyro lazerio generuojamo 800 nm bangos ilgio iki 2 μm , kartu šie detektoriai padengia spektrinį diapazoną, nuo regimosios šviesos iki beveik 6 μm .

Ekspirimentaiškai krintantį į kristalą pluoštą charakterizuojame išmatuodami erdvinį pluošto intensyvumo skirstinį, kai yra išimtas SBN kristalas. Pluošto matavimai atliekami CCD (13 pav.) kamera. Išmatuotas pluošto intensyvumo skirstinys ir jo profilis x ašyje pateikti 14 pav., kur intensyvumo vertės sukalibruotos pagal atraminio PbSe detektoriumi (D1, 13 pav.) išmatuotą impulso energiją. Impulso trukmė išmatuota autokoreliatoriumi ir lygi 125 fs (2,4 μm) bei 85 fs (1,2 μm bangos ilgiui).

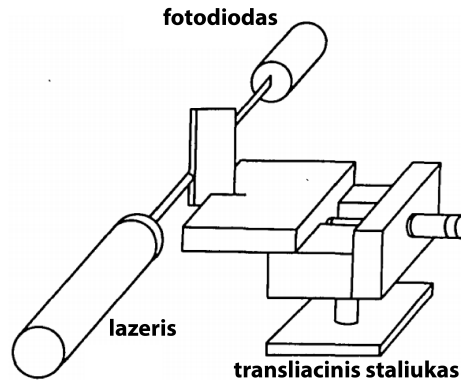


14 pav. Eksperimentinio pluošto intensyvumo pasiskirstymas židinyje (a) ir jo pasiskirstymo x ašimi kreivė aproksimuota Gauso funkcija (b).

2.2 Pluošto matmenų nustatymas peilio metodu

Siekiant charakterizuoti eksperimentinį pluoštą paranku jo erdvinį intensyvumo skirstinį išmatuoti su kamera, tačiau daugelis CCD bei CMOS matricių yra pagamintos silicio pagrindu ir jų jautrumą riboja šio elemento draustinės juostos plotis, kuris siekia 1,1 eV [34]. Tai leidžia detektuoti regimąją spinduliuotę, bei dalį infraraudonosios, kurios bangos ilgis mažesnis, nei 1,1 μm . Ilgesnių bangų srityje veikia mikrobolometrinių tipo kameros, kaip ir šiame darbe naudojama kamera pluošto charakterizavimui esant 2,4 μm bangos ilgiui. Tačiau vienas iš šiame darbe naudojamų bangos ilgių yra 1,2 μm patenka į intervalą, kuriame neturint prietaiso, tinkamo pluošto atvaizdavimui, pluošto matmenis galime išmatuoti peilio metodu. Šis metodas paremtas spinduliuotės intensyvumo registravimu fotodetektoriumi palapsniui uždengiant dalį pluošto iš vieno krašto neskaidriu objektu statmenai pluošto sklidimo kryptčiai, kaip pavaizduota 15 pav. schemeje. Jei matuojamas pluoštas turi Gauso

pasiskirstymą, tai šiuo metodu išmatuota intensyvumo kreivė atitiks Gauso funkcijos integralą, kur vieną integravimo režį nustato slenkančio neskaidraus objekto padėtis. Šis metodas leidžia apytiksliai įvertinti pluošto skersmenį, tačiau yra jautrus suderinimo tikslumui, o taip pat mes nenustatome, koks yra matuojamo pluošto eliptiškumas. Taigi, galime tikėtis apie 20% matavimo paklaidų.



15 pav. Peilio metodą iliustruojanti principinė schema [35]

Šiuo metodu buvo matuojamas pluošto skersmuo (esant 1,2 μm bangos ilgiui) prieš L2 lęšį (žr. 13 pav.) bei nustatyta 1,84 mm vertė pusės intensyvumo aukštyje.

Atliekant skaičiavimus su pluoštais, turinčiais Gauso skirstinį, reikalingas pluošto skersmuo $1/e^2$ intensyvumo aukštyje. Pagal Gauso skirstinio intensyvumo kitimą

$$I = I_0 e^{-2r^2/w_0^2}, \quad (18)$$

čia I - intensyvumas atstumu r nuo maksimumo taško, I_0 - maksimalus intensyvumas, w_0 - spindulys $1/e^2$ intensyvumo aukštyje. galime apskaičiuoti sąryšį tarp šių dviejų verčių vietoje r įsistatę pluošto skersmenį pusės intensyvumo aukštyje $d_{0,5}$ padalinantą iš dviejų, o I/I_0 santykį pakeitę $\frac{1}{2}$, gauname [36]:

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{d_{0,5}}{w_0} \right)^2}, \quad (19)$$

iš kur galime apytiksliai išreikšti:

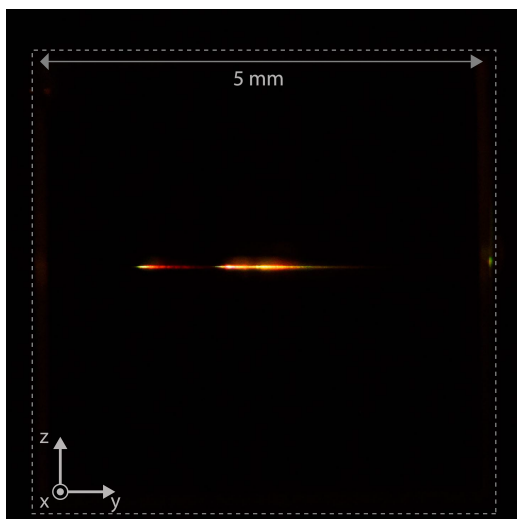
$$w_0 = 0,849 \cdot d_{0,5}. \quad (20)$$

Dėl mažų matmenų ir didelio jų kitimo išilgai sklidimo ašies pluošto sąsmaukoje peilio metodu pluoštą matuoti būtų netikslinga. Taigi, pluošto spindulys yra išmatuotas prieš L2 lęšį (žr. 13 pav.). O kadangi į SBN kristalą pluoštas yra fokusuojamas, reikia apskaičiuoti, koks bus šio pluošto spindulys sąsmaukoje laikant, kad prieš lęšį pluoštas yra kolimuotas. Tai galime padaryti pasinaudodami formule:

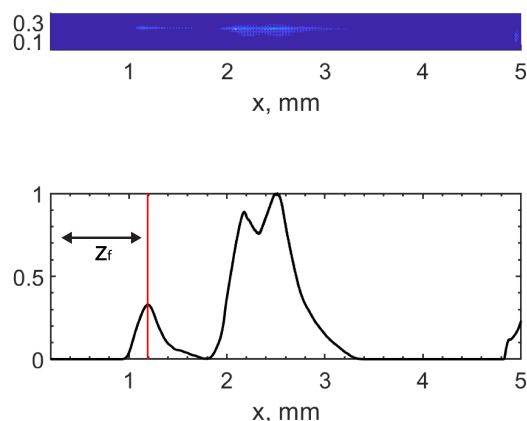
$$w_f = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (21)$$

2.3 Fokusavimo padėties nustatymas

Atliekant matavimus su SBN:61 kristalu pastebėta, kad, žadinant x poliarizuota spinduliuote 2,4 μm bangos ilgiu, kristale į šonines sienes statmenai gijos sklidimo kryptiai generuojama regimoji spinduliuotė, kurią registruojant galima nustatyti netiesinio židinio padėties kitimą kristale priklausomai nuo krantinčio impulso energijos. Regimosios spinduliuotės atsiradimą lemia antrosios harmonikos generacija nuo trumpabangių spektrinių superkontinuumo komponentų.

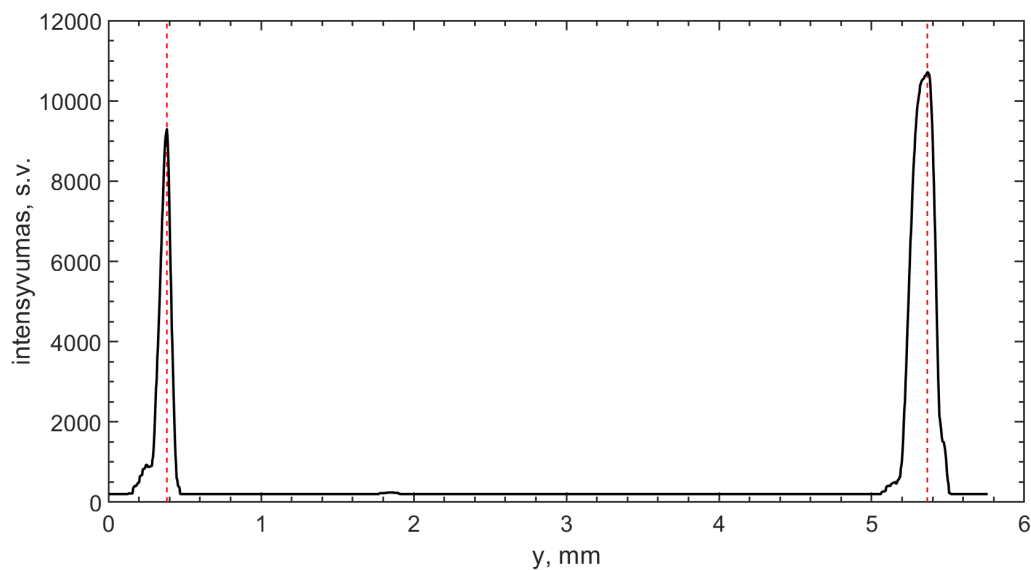


16 pav. Šviesos gija SBN:61 kristalo tūryje užregistruota skaitmeniniu fotoaparatu stebint kristalą iš šono. Punktyrinė linija apytiksliai žymi kristalo kraštines



17 pav. Fokusavimo padėties nustatymo principas: kiekvienoje nuotraukoje randamas pirmasis pluošto fokusavimasi atitinkantis intensyvumo maksimumas

16 pav. matome regimosios spinduliuotės atsiradimą ten, kur yra netiesinis židiny. Toliau, siekiant surasti kristalo kraštines, pagal nuotrauką, kurioje geriausiai matomos kristalo kraštines yra nubraižomas kvadratas taip, kad jo kraštines kuo geriau sutaptų, su atvaizduotu kristalu. Kvadrato kraštinių padėtys pasirinktos pagal didžiausią sklaidą nuo sienelių susumavus nuotraukos taškų intensyvumą skersai gijos sklidimo ašies artimame aukštyje tam, kuriame matoma gija. Tai iliustruoja 18 pav., kuriame punktyrinėmis linijomis pažymėtos tikėtiniausios kristalo kraštinių padėtys.



18 pav. Išsklaidytos šviesos nuo kristalo kraštinių intensyvumo priklausomybė nuo padėties iš šono fotografuojant kristale besiformuojančią šviesos giją. Punktyrinėmis linijomis pažymėtos labiausiai tikėtinos kristalo kraštinių padėtys

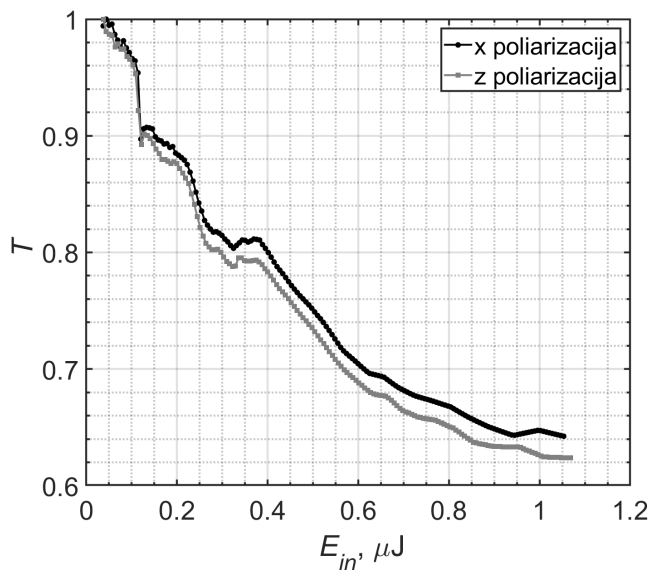
Tuomet šio kvadrato kraštinės ilgis nustatomas kaip kristalo ilgis, šiuo atveju, 5 mm, o nulinė padėtis sutapatinama su kairiaja kristalo sienele. Sukalibravus matmenis, kiekvienoje nuotraukoje, kur skiriasi žadinančio impulso energija, randamas pirmasis intensyvumo maksimumas (pažymėtas vertikalia linija 17 pav.), parodantis, kurioje vietoje pirmą kartą fokusuojasi žadinantis pluoštas.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

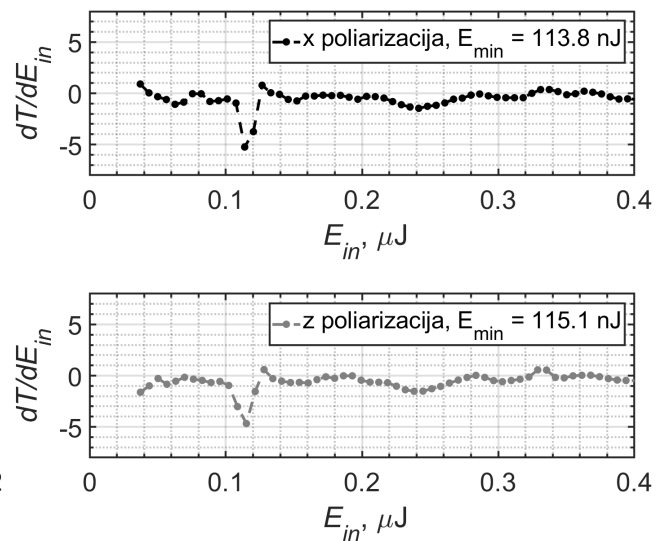
3.1 Netiesinio lūžio rodiklio nustatymas

Nustatydami netiesinį lūžio rodiklį medžiagoje pasinaudojame sąryšiu, kuris sieja kritinę fokusavimosi galią P_{cr} ir medžiagos tiesinį bei netiesinį lūžio rodiklius n_0 bei n_2 iš (4) lygties. Pasinaudodami šiuo sąryšiu netiesinio lūžio rodiklio nustatymą paverčiame kritinės fokusavimosi galios radimu. Eksperimentiškai tai galime įvykdyti išmatuodami kaip kinta SBN:61 kristalo pralaidumas keičiant krintančio impulso energiją, taigi - ir galią. Kai smailinė impulso galia viršija kritinę, spinduliuotė fokusuojasi netiesinio židinio atstumu z_f , o kai šis atstumas didinant impulso energiją sumažėja iki kristalo matmenų, neišvengiamai įvyksta spinduliuotės intensyvumą ribojantys reiškiniai, tai yra, daugiafotonė sugertis bei laisvųjų elektronų plazmos sugertis. Kritusios spinduliuotės, kurios bangos ilgis yra $2.4 \mu\text{m}$ fotono energija yra 0.52 eV , o iš 1 lentelės matome, kad draustinės juostos plotis yra 3.4 eV , taigi vyksta vienalaikė 7 fotonų sugertis. Atsiradusi sugertis lemia staigų nuostolių atsiradimą, kurį matome kaip šuolį pralaidumo funkcijoje T nuo impulso energijos E_{in} (19 pav.). Norėdami tiksliau nustatyti padėtį šio šuolio, grafiškai atvaizduojame pralaidumo funkcijos išvestinę $\frac{dT}{dE_{in}}$ nuo kritusio impulso energijos. Čia matomas minimumo taškas ir apibrėžia energiją, nuo kurios įsijungia netiesiniai nuostoliai, o tai reiškia, kad nuo šios energijos impulsas fokusuojasi SBN kristale, o minimumo taškas reiškia, kad netiesinis židinis z_f yra ant kristalo galinės sienelės ir lygus kristalo ilgiui.

Toliau žinant kritusio impulso smailinę galią, galime apskaičiuoti kritinę fokusavimosi galią P_{cr} pagal (16) formulę ir toliau iš (4) formulės gauname n_2 . Gauti rezultatai pateikti 4 lentelėje.



19 pav. SBN:61 kristalo pralaidumo priklausomybė nuo impulso energijos

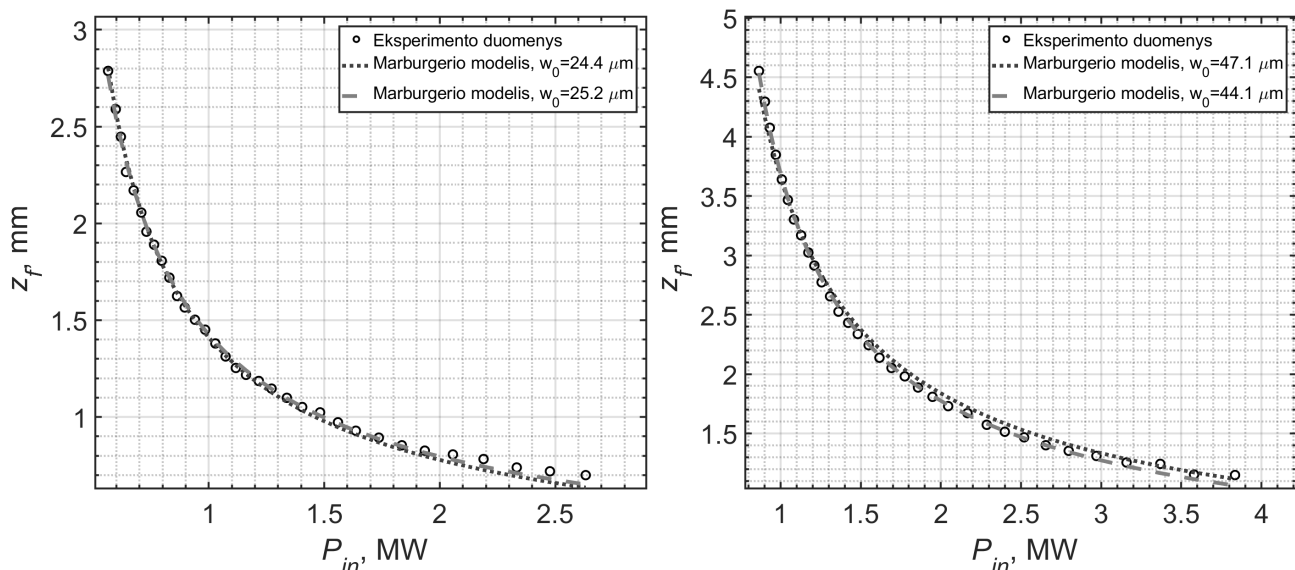


20 pav. SBN:61 kristalo pralaidumo išvestinė pagal impulso energiją

4 lentelė. Iš netiesinių nuostolių duomenų apskaičiuotos P_{cr} ir n_2 vertės

Polarizacija	E_{in} , nJ	P_{cr} , MW	n_0	$n_2 \pm 2\sigma$, m^2/W
x	114	0,47	2,20	$(8,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-19}$
z	115	0,48	2,18	$(8,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-19}$

Pagal 2.3 skyrelyje aprašytą metodą, gauname netiesinio židinio padėties priklausomybę nuo krintančio impulso smailinės galios:



21 pav. SBN:61 netiesinio židinio padėties priklausomybė nuo krintančio impulso smailinės galios žadinant giją 1,2 μm spinduliuote (kairėje) ir 2,4 μm (dešinėje); punktyrinė linija žymi Marburgerio modelio aproksimaciją, kai mažiausių kvadratų metodu nustatytas vienas laisvas parametras - P_{cr} , o brūkšninė linija - kai laisvais parametrais pasirinkti P_{cr} ir w_0

Gautus eksperimentinius taškus aproksimuodami Marburgerio formule (15), mažiausių kvadratų metodu nustatome parametą n_2 , kad eksperimentiniai taškai geriausiai atitiktų empirinę formulę. Čia pluošto spinduliu pasirinktas trumpesnės elipsės ašies pusašis, kuris nustatytas pagal pluošto erdvinį skirstinį (14 pav.) ir lygus 47,1 μm , kai bangos ilgis yra 2,4 μm . Kai bangos ilgis 1,2 μm , pluošto matmenys buvo nustatyti peilio metodu, matuojant prieš L2 lęšį (žr. 13 pav.), kur nustatyta 1,84mm vertė (pusės intensyvumo aukštyje). Perskaičiavus pagal (18) - (21) formules apskaičiuota 24,4 μm vertė židinyje, $1/e^2$ intensyvumo aukštyje. Taip pat, galime modelį taikyti nustatydami n_2 bei pluošto spindulį w_0 kartu. Gauti rezultatai pateikti lentelėje:

5 lentelė. Iš židinio padėties kitimo nustatytos P_{cr} ir n_2 vertės

Bangos ilgis, μm	Laisvi parametrai	n_2 , m^2/W	w_0 , μm	P_{cr} , MW
1,2	n_2	$3,1 \cdot 10^{-19}$	24,4	0,32
1,2	n_2 ir w_0	$3,2 \cdot 10^{-19}$	25,2	0,30
2,4	n_2	$8,9 \cdot 10^{-19}$	47,1	0,44
2,4	n_2 ir w_0	$8,3 \cdot 10^{-19}$	44,8	0,48

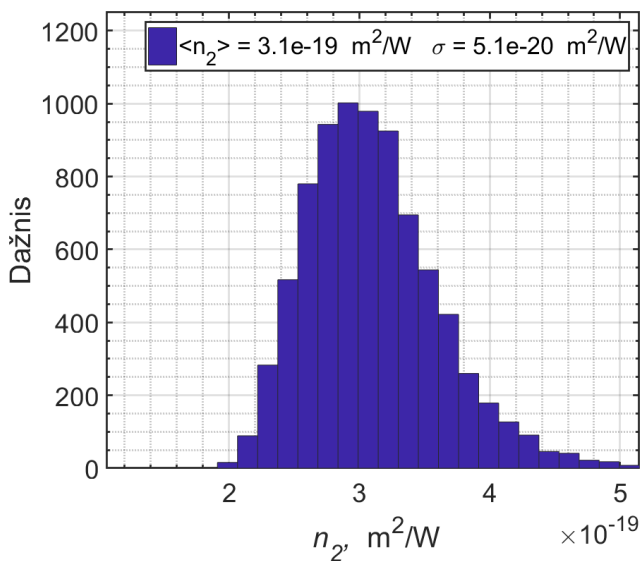
Siekiant įvertinti matavimų paklaidų įtaką apskaičiuotai n_2 vertei, buvo įvertintos daugelio nepibrėžtis turinčių dydžių matavimo paklaidos. Pagrindiniai paklaidų šaltiniai yra kristalo priekinio

paviršiaus padėties nustatymas ir pluošto dėmės dydžio matavimas. Šių parametų paklaidos lemia galutinės n_2 vertės kitimą apie 2-5 %. Iš fotoaparatu padarytos nuotraukos kristalo priekinio paviršiaus padėtį galime nustatyti pagal jo sklaidomą šviesą, tačiau plotis, kuriame pasiskirsčiusi išsklaidyta šviesa sudaro 80 μm .

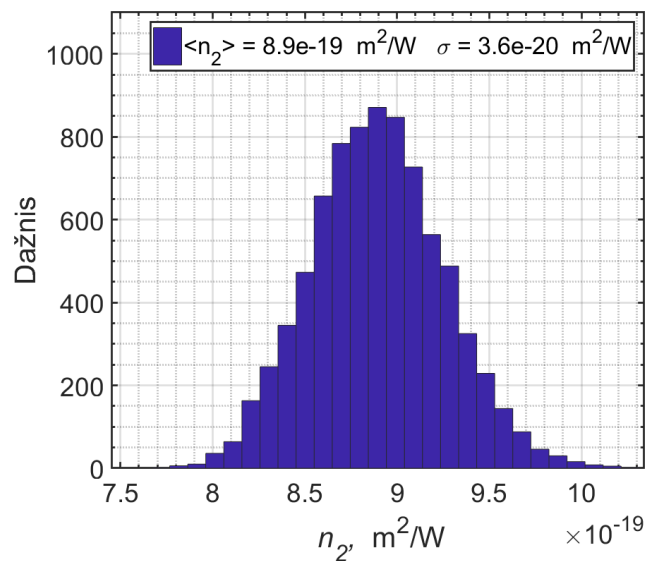
Pluošto dėmės dydis buvo nustatytas skirtingais metodais: peilio metodu 1,2 μm atveju ir su mikrobolometrine kamera 2,4 μm atveju. Abu šie metodai turi po keletą paklaidų šaltinių ir tikslios paklaidos vertės nustatyti negalime, todėl pasirinksim didesnius paklaidų įverčius, kurie galėtų leisti apytiksliai įvertinti viršutinę tikslumo ribą atliktiems matavimams.

Mažesni paklaidų šaltiniai, tarp kurių yra kritinės galios nustatymas aproksimuojant Marburgerio funkcija, centrinio bangos ilgio kitimas, kristalo ilgio neapibrėžtis, energijos matavimai yra tikslesni ir jų paklaidos yra mažesnės, o kai kuriais atvejais daug mažesnės už 1%, todėl jų įtaka galutiniam rezultatui labai nedidelė.

Paprastumo dėlei, n_2 paklaidos įvertinimas atliktas statistiškai. Skaičiavimuose naudojami parametrai buvo atsitiktinai generuojami taip, kad atitiktų normalųjį skirstinį, kurio vidurkis ir standartinis nuokrypis atitiktų eksperimentinius įverčius. 22 ir 23 pav. pateiktos histogramos n_2 verčių, kur skaičiavimuose naudojami eksperimentiniai parametrai yra atsitiktiniai dydžiai. Pluošto matmenys prie skirtingų bangos ilgių nustatyti skirtingais metodais ir jų paklaidos buvo įvertintos priklausomai nuo metodo. Tuo tarpu, netiesinio židinio padėties pokytis dėl kristalo padėties neapibrėžtumo 22 pav. pasirinktas du kartus didesnis, nei 23 pav.. Čia matome, kad kai dominuoja paklaida, kylanti iš pluošto matmenų (23 pav.) lemia simetrišką n_2 pasiskirstymą, kuris savo forma panašus į normalųjį, tuo tarpu kristalo padėties nulemtas pasiskirstymas nėra simetriškas ir krypsta didesnių verčių link. Nesimetrišką pasiskirstymą čia lemia netiesiniai sąryšiai tarp n_2 ir netiesinio židinio padėties.



22 pav. Netiesinio lūžio rodiklio verčių histograma, atlikus 8000 skaičiavimų, kai w_0 vidurkis 24,4 μm , o standartinis nuokrypis 1,2 μm , kristalo padėties vidurkis 372 μm , o standartinis nuokrypis 40 μm



23 pav. Netiesinio lūžio rodiklio verčių histograma, atlikus 8000 skaičiavimų, kai w_0 vidurkis 47,1 μm , o standartinis nuokrypis 1,1 μm , kristalo padėties vidurkis 804 μm , o standartinis nuokrypis 20 μm

Taip pat, tolesniuose skaičiavimuose pateikiamos vertės su neapibrėžtimis yra gautos atliekant po 8000 skaičiavimų, kai pluošto spindulys buvo parenkamas kiekvienam skaičiavimui atsitiktinai, tačiau tokiu būdu, kad jo pasiskirstymo vidurkis w_0 pasirinktas toks, koks išmatuotas atitinkamu metodu, tai yra $24,4 \mu\text{m}$ ir jo standartinis nuokrypis $1,2 \mu\text{m}$, o kristalo padėties nulemtas netiesinio židinio standartinis nuokrypis $40 \mu\text{m}$ esant $1,2 \mu\text{m}$ bangos ilgiui. Atitinkamai, esant μm bangos ilgiui, pluošto spindulio vidurkis $47,1 \mu\text{m}$, standartinis nuokrypis $1,1 \mu\text{m}$ bei netiesinio židinio standartinis nuokrypis $40 \mu\text{m}$.

Gautus rezultatus galime apibendrinti ir palyginti su teoriškai apskaičiuotais 6 lentelėje:

6 lentelė. Teoriškai apskaičiuotos n_2 vertės ir eksperimentiniai rezultatai

Bangos ilgis, μm	teorinis n_2 , m^2/W	$n_2 \pm 2\sigma$, m^2/W (5 lent.)	$n_2 \pm 2\sigma$, m^2/W (4 lent.)
1,2	$3,79 \cdot 10^{-19}$	$(3,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-19}$	-
2,4	$3,28 \cdot 10^{-19}$	$(8,9 \pm 1,4) \cdot 10^{-19}$	$(8,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-19}$

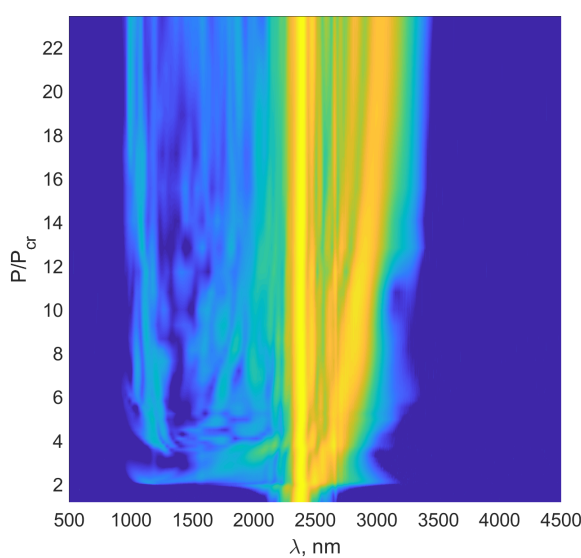
Iš teorinių skaičiavimų nustatyta n_2 vertė ties $1,2 \mu\text{m}$ sutampa daug geriau bei patenka į nustatytą eksperimentinių paklaidų intervalą. Tuo tarpu esant $2,4 \mu\text{m}$ abiem metodais išmatuota n_2 vertė puikiai sutampa tarp metodų, tačiau yra kelis kartus didesnė už teorinę. Nors čia naudojamas teorinis modelis nėra itin tikslus ir, kaip pavaizduota 8 pav., gali skirtis skirtingoms medžiagoms, tačiau taip pat antruoju atveju išmatuota didesnė netiesinio lūžio rodiklio vertė nesutampa su tendencija, kad netiesinis lūžio rodiklis mažėja didėjant bangos ilgiui. Palyginus šias vertes su pateiktomis literatūros dalyje 2 lentelėje gautos atitinkamos eilės vertės, besiskiriančios nuo 6 lentelės verčių iki kelių kartų. Šiame darbe teorinės vertės apskaičiuotos naudojant šiek tiek vėlesnėje literatūroje nurodytomis parametru vertėmis, todėl iš (10) lygties gauti šiek tiek skirtingi rezultatai.

Žinant, kad abiejų metodų duoti rezultatai sutampa ir žinomų eksperimentinių paklaidų nepakan-ka, kad paaiškinti tokį skirtumą, galime manyti, kad šis skirtumas galėjo atsirasti dėl kurio nors fiziki-nio parametro kitimo, kurio iki šiol neįvertinome, pavyzdžiui, smailinės galios kritimas dėl nuostolių sistemoje. Vienas iš tokių nuostolių šaltinių yra antrosios harmonikos generacija SBN kristale. Antro-sios harmonikos spinduliuotė generuojama į platų erdvinį kampą nėra intensyvi, tačiau nėra žinoma, kokio dydžio suminius energijos nuostolius šis procesas sukelia. Kaip matome iš (17) lygties, ap-skaičiuota n_2 skaitinė vertė atvirkščiai proporcinga eksperimento metu pasirinktai impulso smailinei galiai P_{in} . Tokiu atveju, jei impulsas patirtų nenumatytus energijos nuostolius dėl sugerties, netie-siniais procesais generuojamos spinduliuotės, apskaičiuota n_2 vertė būtų didesnė, nei turėtų būti iš tikrųjų.

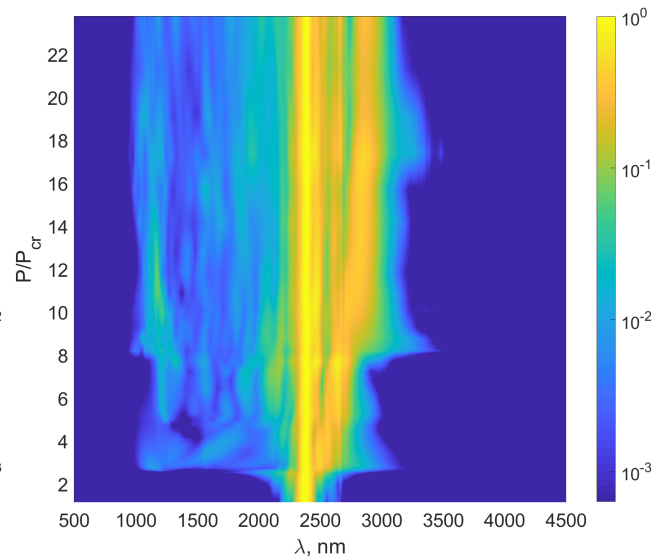
3.2 Pluoštai ir spektrai

Iki šiol nustatyta, kad $2,4 \mu\text{m}$ bangos ilgio impulsas kristalo tūryje susifokusuoja tuomet, kai jo energija yra didesnė už 115 nJ . Prie šios energijos ir turėtume pradėti stebėti spektro išplitimą. Tuo tarpu iš 5 lentelės matome, kad kritinė fokusavimosi galia yra $0,44 \text{ MW}$, o tai atitiktų 55 nJ impulso energija (kai impulso trukmė pastovi ir lygi 125 fs). Taigi, pakanka pasiekti apie $2P_{cr}$ smailinę galia,

kad pluošto netiesinis židinyvis atsidurtų 5mm SBN kristalo tūryje. 24 ir 25 pav. yra pateiktos spektrų priklausomybės nuo energijos:



24 pav. SBN:61 kristalo generuojamo superkontinuumo spektro žadinant 2,4 μm bangos ilgiu priklausomybė nuo bangos ilgio, kai krintanti poliarizacija yra išilgai x ašies

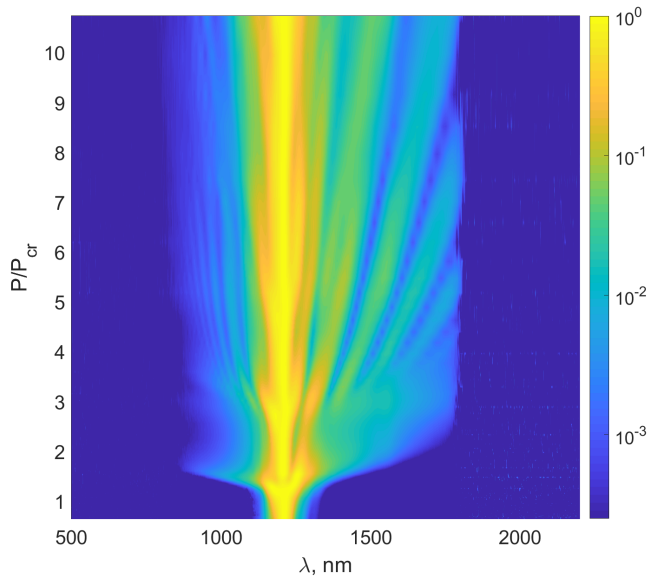


25 pav. SBN:61 kristalo generuojamo superkontinuumo spektro žadinant 2,4 μm bangos ilgiu priklausomybė nuo bangos ilgio, kai krintanti poliarizacija yra išilgai z ašies

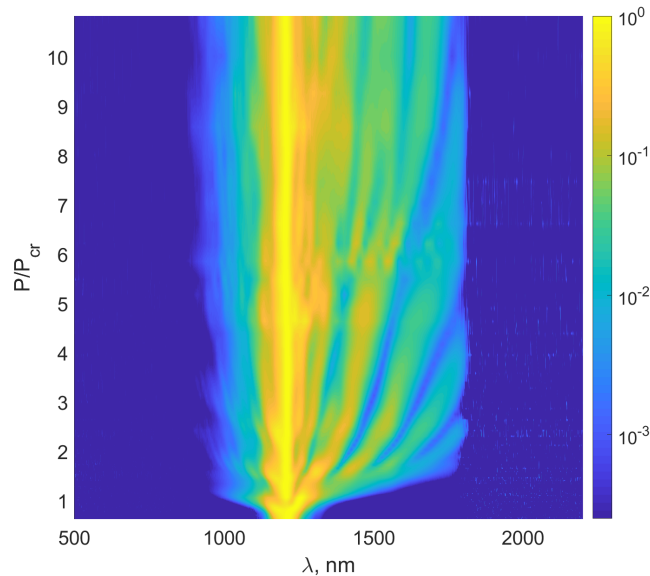
Iš 24 ir 25 pav. matyti, kad superkontinuumo generacija prasideda kai energija pasiekia 115 nJ (tuo tarpu $P = 2P_{cr}$), tai yra esant tokiai pat energijai, kuri leidžia sufokusuoti pluoštą kristalo tūryje. Esant mažesnei energijai stebimas tolydus ir simetriškas spektro plėtėjimas, kurį lemia impulso fazės moduliavimasis. Toliau didinant energiją, stebime didesnio intensyvumo ruožą ilgesnių bangų srityje, kuris toliau plinta į vis ilgesnių bangų sritį, nors kaip matome, 10^{-2} lygyje trumpabangis kraštas visada išlieka prie 1 μm , o ilgabangėje srityje priklauso nuo poliarizacijos. Esant x poliarizacijai didinant energiją nežymiai slenka į ilgabangę sritį, o kai žadinančio impulso poliarizacija sutampa su optine ašimi, kelis kartus periodiškai išplatėja ir susiaurėja, tačiau lieka 3-3,5 μm ribose, kaip ir statmenos poliarizacijos atveju. Šie spektro pliūpsniai pasirodo tuomet, kai dalį energijos pirmojo fokusavimo ciklo metu praradusio impulso smailinės galios pakanka tam, kad pluoštas būtų refokusuojamas SBN kristale.

Išplitusio superkontinuumo spektro trumpabangėje srityje stebimas ilgas, beveik plokščias spektrinis intensyvumo pasiskirstymas, kuris staigiai nutrūksta ties vienu dažniu, kuris šiuo atveju taip pat sutampa ir su antrąja harmonika nuo kaupinimo spinduliuotės. Paprastai, toks mėlynosios superkontinuumo dalies susiformavimas siejamas su galinio impulso fronto statėjimu [20].

26 ir 27 pav. atvaizduota spektro kitimo priklausomybė nuo impulso energijos normalios GGD srityje (1,2 μm).

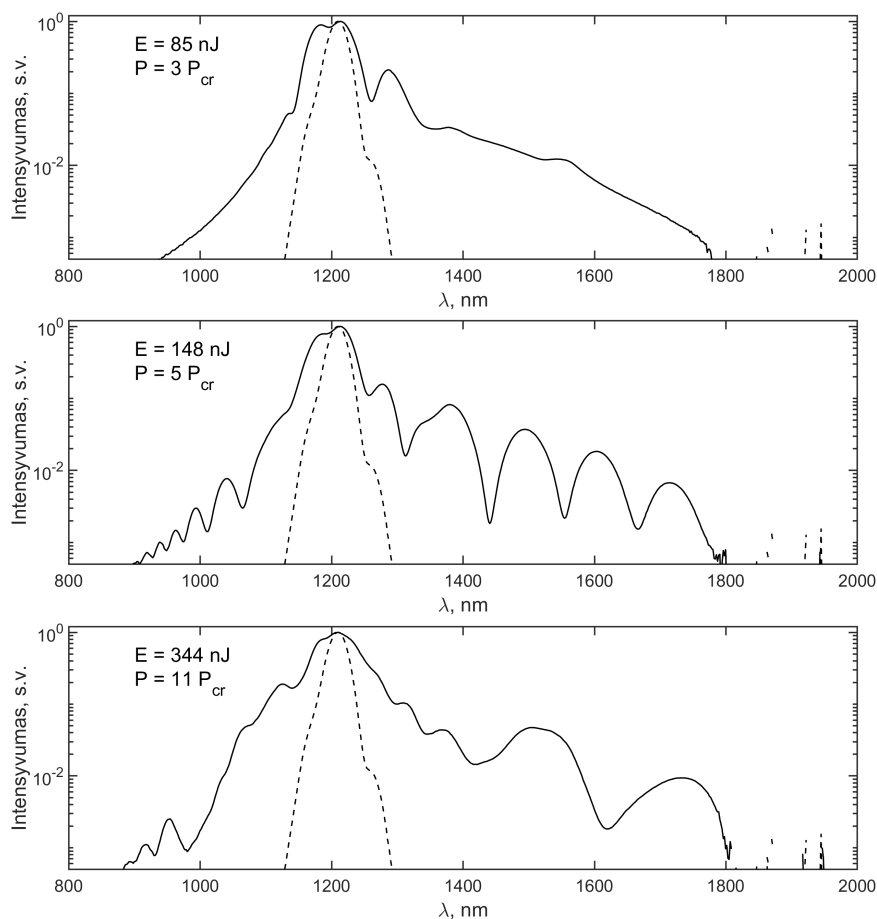


26 pav. SBN:61 kristalo generuojamo superkontinuumo spektro žadinant 1,2 μm bangos ilgiu priklausomybė nuo bangos ilgio, kai krintanti poliarizacija yra išilgai x ašies



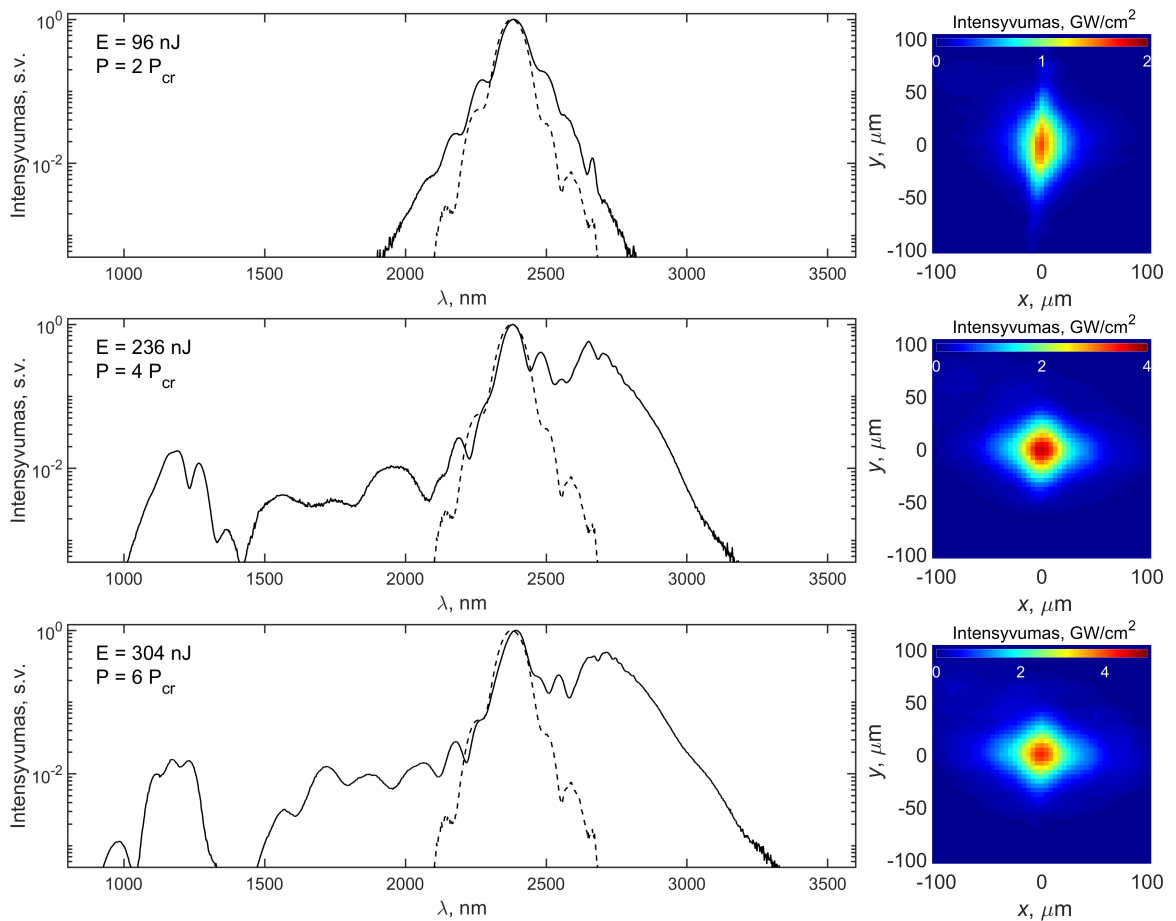
27 pav. SBN:61 kristalo generuojamo superkontinuumo spektro žadinant 1,2 μm bangos ilgiu priklausomybė nuo bangos ilgio, kai krintanti poliarizacija yra išilgai z ašies

Normalios dispersijos srityje stebime pagal spektro plotį siauresnius spektrus, kurių plotis šiek tiek viršijus P_{cr} nusistovi ir didinant energiją nebekinta. Taip pat galime matyti spektrinės moduliacijos atsiradimą, kuris susidaro beveik iš karto, kai į kristalą krinta z poliarizuota spinduliuotė ir šiek tiek vėliau, kai kristalas orientuotas x ašimi. Spektrinė moduliacija gali būti paaiškinta kelių superkontinuumo šaltinių tarpusavio interferencija [37]. Keli atskirti superkontinuumo šaltiniai šiuo atveju yra iš pradinio impulso pirmojo kolapso metu susiformavę du subimpulsai, kurių formavimasis yra tipiškas normalios GGD atveju, kur matome ryškią spektrinę moduliaciją, tačiau nebūdingas anomalios GGD atveju (24 ir 25 pav.), kur užregistruotų spektrų forma yra sudėtingesnė ir labiau netvarkingai kintanti didinant impulsų energiją.



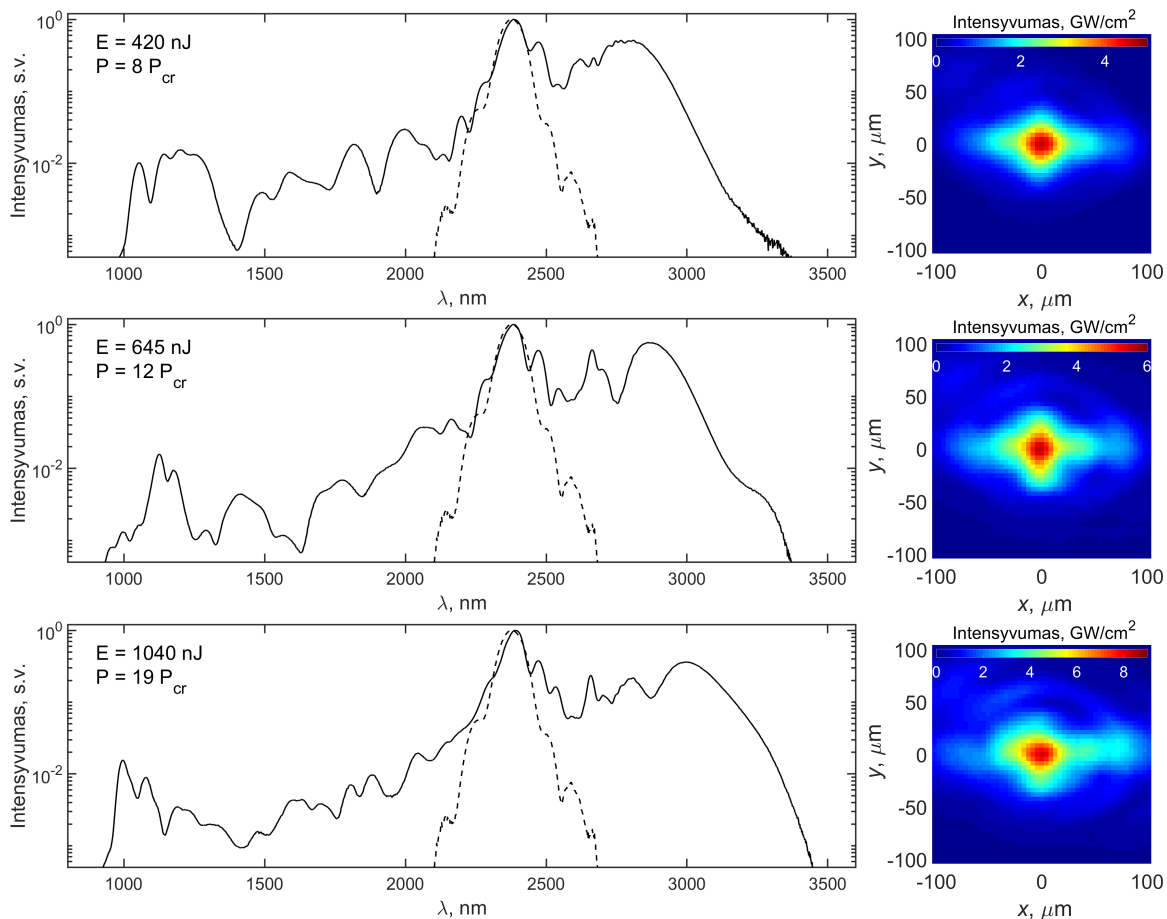
28 pav. SBN:61 generuojamos šviesos gijos spektrai ir pluoštai, kai impulsų energijos: 85, 148 ir 344 nJ, o poliarizacija išilgai x . Punktyrine linija pažymėtas spektras už SBN, kai pluoštas kristale nesifokusuoja

28 pav. pateikti trys užregistruoti spektrai esant x poliarizacijai kristale. Pirmuoju atveju, kai smailinė galia siekia $3 P_{cr}$ matome tolygų superkontinuumo spektrą 900 - 1800 nm ribose, kuris atsiranda iš karto, kai tik pirmą kartą pluoštas susifokusuoja SBN kristale. Toliau, prie $5 P_{cr}$ matome labai didelę moduliaciją spektre, kuri yra būdinga kelių superkontinuumo šaltinių interferencijai, o prie $11 P_{cr}$ jau moduliacija mažesnė, kas gali būti susiję su tuo, kad impulsas kristale fokusuojasi arčiau krašto ir taip susidarę kontinuumo šaltiniai sklisdami kristalu vis prasčiau persikloja laike ir nebesudaro taip tvarkingai periodiškai moduluoto spektro.

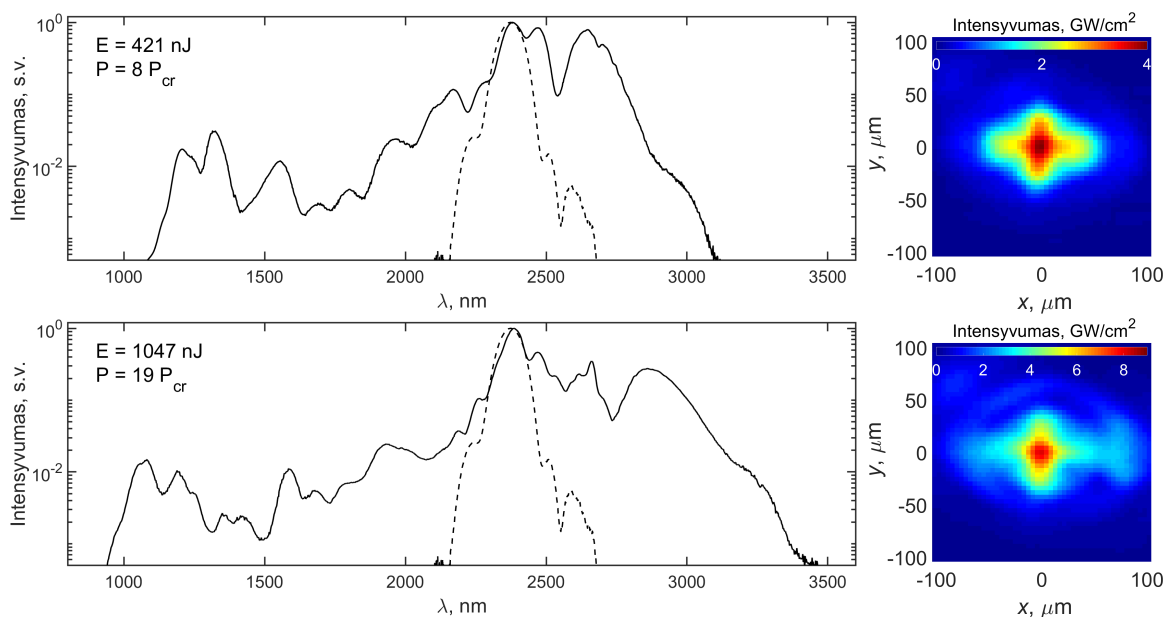


29 pav. SBN:61 generuojamos šviesos gijos spektrai ir pluoštai, kai impulsų energijos: 96, 236 ir 304 nJ, o poliarizacija išilgai x . Punktyrine linija pažymėtas spektras už SBN, kai pluoštas kristale nesifokusuoja

Ryškiausias pokytis spektruose pastebimas, kai energija pasiekia $2 P_{cr}$, iki tol, kaip ir matome 29 pav. prie mažesnės energijos spektras tolygiai plinta, spektrinėje gaubtinėje tik matoma nedidelė moduliacija, kurią gali lemti fazės moduliavimas, lemiantis spektro plitimą. Tačiau, kai pluoštas susifokusuoja, prisideda daug didesnis spektro plitimas, kurio kraštas trumpabangėje srityje yra praktiškai sutampantis su kaupinimo spinduliuotės antrąja harmonika ($1,2 \mu\text{m}$), o ilgabangėje srityje spektras gana tolydus bei jo intensyvumas yra tokios pat eilės kaip ir kaupinimo bangos ilgio, tuo tarpu mėlynoji sritis, kuri yra daug labiau kintanti, galėtų būti labiau nulemta trijų bei keturių bangų maišymo sąveikų, todėl šių spektro dalių intensyvumas labai priklauso nuo jau esamos superkontinuumo spinduliuotės. Tai gerai matoma žemiausiame grafike 29, kur $1,3\text{-}1,5 \mu\text{m}$ nėra spinduliuotės, tačiau ji vėl registruojama prie $1,2 \mu\text{m}$, kur gali būti generuojama kaupinimo bangos antroji harmonika.



30 pav. SBN:61 generuojamos šviesos gijos spektrai ir pluoštai, kai impulsų energijos: 420, 645 ir 1040 nJ, o poliarizacija išilgai x. Punktyrine linija pažymėtas spektras už SBN, kai pluoštas kristale nesifokusuoja



31 pav. SBN:61 generuojamos šviesos gijos spektrai ir pluoštai, kai impulsų energijos: 421 ir 1047 nJ, o poliarizacija išilgai z. Punktyrine linija pažymėtas spektras už SBN, kai pluoštas kristale nesifokusuoja

Didinant energiją (30 pav.) žymių pokyčių spektre nėra. Taip pat, pakeitus poliarizacijos kryptį taip, kad ši sutaptų su SBN optine ašimi gauname labai panašius rezultatus (31 pav.), išskyrus kelis spektro kitimo skirtumus ilgabangėje spektro dalyje, tačiau bendra ir spektro ir pluošto dinamika nepriklauso nuo žadinančio impulso poliarizacijos. Taip pat galima pastebėti, kad tiek 1,2 μm , tiek 2,4 μm bangos ilgiais generuojamas superkontinuumas trumpabangėje srityje nuslopsta ties 1 μm . Tai sutampa su ankstesnių autorių išvadomis, kad superkontinuumo generacijos trumpabangis kraštas labiausiai priklauso nuo medžiagos draustinės juostos pločio ir palankiai vyksta tol, kol fotonų energija yra apie 4 kartus mažesnė už draustinės juostos plotį medžiagoje [20].

Išvados

1. Žadinant šviesos gijas SBN polikristale dėl atsitiktinio fazinio kvazisinchronizmo nuo superkontinuumo spinduliuotės generuojama antroji harmonika, kurios dažnio komponentai patenka į regimąją spektro sritį ir leidžia lengvai vizualizuoti šviesos gijos sklidimą bei atlikti netiesinio židinio padėties kitimo matavimus kristalo tūryje.
2. Šio darbo metu nustatytas SBN:61 kristalo netiesinis lūžio rodiklis dviem skirtingais metodais: matuojant energijos nuostolių kitimo spartą bei aproksimuojant netiesinio židinio padėties matavimo rezultatus Marburgerio formule. Prie 2,4 μm gauta vertė $8,9 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ gerai sutampa su kitu metodu, tačiau kelis kartus skiriasi nuo teoriškai apskaičiuotos vertės. Šiuos skirtumus galėjo lemti papildomi energijos nuostoliai dėl antrosios harmonikos generacijos bei pačios polikristalinės struktūros savybės, kurių teorinis modelis neįskaitė. Kita vertus, prie 1,2 μm bangos ilgio nustatyta n_2 vertė $3,1 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ daug geriau sutampa su teoriškai apskaičiuota.
3. Ištyrus spektrų ir pluoštų priklausomybes nuo energijos, nustatyta, kad SBN:61 yra tinkamas kristalas superkontinuumo spinduliuotės generavimui artimojoje infraraudonojoje spektro dalyje, šviesos gijos spektras generuojamas 1 - 3,5 μm srityje, jo plotis išlieka pastovus 2-10 P_{cr} smailinės galios ribose ir mažai priklauso nuo žadinančios spinduliuotės poliarizacijos

Literatūros sąrašas

- [1] A. Couairon, A. Mysyrowicz, Femtosecond filamentation in transparent media, *Phys. Rep.* **441** (2-4), 47–189 (2007).
- [2] K. Terabe, S. Takekawa, M. Nakamura, K. Kitamura, S. Higuchi, Y. Gotoh, A. Gruverman, Imaging and engineering the nanoscale-domain structure of a $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ crystal using a scanning force microscope, *Appl. Phys. Lett.* **81** (11), 2044–2046 (2002).
- [3] P. Molina, M. d. I. O. Ramirez, L. E. Bausa, Strontium barium niobate as a multifunctional two-dimensional nonlinear “photonic glass”, *Adv. Funct. Mater.* **18** (5), 709–715 (2008).
- [4] L. Mateos, P. Molina, J. F. Galisteo-López, C. López, L. E. Bausá, M. O. Ramírez, Ultrabroadband generation of multiple concurrent nonlinear coherent interactions in random quadratic media, *Appl. Phys. Lett.* **103** (10), 101101 (2013).
- [5] V. Roppo, W. Wang, K. Kalinowski, Y. Kong, C. Cojocaru, J. Trull, R. Vilaseca, M. Scalora, W. Krolikowski, Y. Kivshar, The role of ferroelectric domain structure in second harmonic generation in random quadratic media, *Opt. Express* **18** (5), 4012–4022 (2010).
- [6] R. Fischer, S. Saltiel, D. Neshev, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, Broadband femtosecond frequency doubling in random media, *Appl. Phys. Lett.* **89** (19), 191105 (2006).
- [7] C. Yao, F. J. Rodriguez, J. Martorell, Controlling the diffused nonlinear light generated in random materials, *Opt. Lett.* **37** (10), 1676–1678 (2012).
- [8] M. Ayoub, M. Paßlick, J. Imbrock, C. Denz, Controlling the effective second-order susceptibility in random quadratic media, *Opt. Express* **23** (26), 33980–33991 (2015).
- [9] J. Trull, S. Saltiel, V. Roppo, C. Cojocaru, D. Dumay, W. Krolikowski, D. Neshev, R. Vilaseca, K. Staliunas, Y. S. Kivshar, Characterization of femtosecond pulses via transverse second-harmonic generation in random nonlinear media, *Appl. Phys. B* **95** (3), 609–615 (2009).
- [10] B. Wang, C. Cojocaru, I. S. Inigo Sola, W. K. Wieslaw Krolikowski, Y. S. Yan Sheng, R. Vilaseca Alavedra, J. F. Trull Silvestre, Ultrashort pulse chirp determination via transverse autocorrelation in sbn crystal, in *The 10th International Conference on Ultra-Fast Optics: Beijing, China: August 17-22, 2015: proceedings book.* (2015).
- [11] G. Liu, N. Dong, J. Wang, S. Akhmadaliev, S. Zhou, F. Chen, Optical waveguides in yb: Sbn crystals fabricated by swift c3+ ion irradiation, *Opt. Mater.* **51**, 31–34 (2016).
- [12] M. Baudrier-Raybaut, R. Haidar, P. Kupecek, P. Lemasson, E. Rosencher, Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials, *Nature* **432** (7015), 374 (2004).

- [13] X. Vidal, J. Martorell, Generation of light in media with a random distribution of nonlinear domains, *Phys. Rev. Lett.* **97** (1), 013902 (2006).
- [14] A. Arie, N. Voloch, Periodic, quasi-periodic, and random quadratic nonlinear photonic crystals, *Laser Photon. Rev.* **4** (3), 355–373 (2010).
- [15] G. Magel, M. Fejer, R. Byer, Quasi-phase-matched second-harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO₃, *Appl. Phys. Lett.* **56** (2), 108–110 (1990).
- [16] G. Miller, R. Batchko, W. Tulloch, D. Weise, M. Fejer, R. Byer, 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate, *Opt. Lett.* **22** (24), 1834–1836 (1997).
- [17] R. Šuminas, A. Marcinkevičiūtė, G. Tamošauskas, A. Dubietis, Even and odd harmonics-enhanced supercontinuum generation in zinc-blende semiconductors, *JOSA B* **36** (2), A22–A27 (2019).
- [18] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, 2011).
- [19] A. Dubietis, E. Gaižauskas, G. Tamošauskas, P. Di Trapani, Light filaments without self-channeling, *Phys. Rev. Lett.* **92** (25), 253903 (2004).
- [20] A. L. Gaeta, Spatial and temporal dynamics of collapsing ultrashort laser pulses, in *Self-focusing: Past and Present* (Springer, 2009), 399–411.
- [21] A. Dubietis, G. Tamošauskas, R. Šuminas, V. Jukna, A. Couairon, Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media, *Lith. J. Phys.* **57** (3), 113–157 (2017).
- [22] J. E. Rothenberg, Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media, *Opt. Lett.* **17** (8), 583–585 (1992).
- [23] K. Moll, A. L. Gaeta, Role of dispersion in multiple-collapse dynamics, *Opt. Lett.* **29** (9), 995–997 (2004).
- [24] A. Ballman, H. Brown, The growth and properties of strontium barium metaniobate, Sr_{1-x}Ba_xNb₂O₆, a tungsten bronze ferroelectric, *J. Cryst. Growth* **1** (5), 311–314 (1967).
- [25] A. R. Tunyagi, M. Ulex, K. Betzler, Noncollinear optical frequency doubling in strontium barium niobate, *Phys. Rev. Lett.* **90** (24), 243901 (2003).
- [26] C. A. David, et al., Optical and dielectric properties of Sr_{1-x}Ba_xNb₂O₆, *Daktaro disertacija, Universität Osnabrück* (2004).
- [27] T. Woike, T. Granzow, U. Dörfler, C. Poetsch, M. Wöhlecke, R. Pankrath, Refractive indices of congruently melting Sr_{0.61}Ba_{0.39}Nb₂O₆, *Phys. Status Solidi A* **186** (1), R13–R15 (2001).

- [28] V. V. Shvartsman, W. Kleemann, T. Łukasiewicz, J. Dec, Nanopolar structure in $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ single crystals tuned by Sr/ Ba ratio and investigated by piezoelectric force microscopy, *Phys. Rev. B* **77** (5), 054105 (2008).
- [29] M. Sheik-Bahae, D. Hutchings, D. Hagan, E. Van Stryland, Dispersion of bound electronic nonlinear refraction in solids (1991).
- [30] R. DeSalvo, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids, *IEEE J. Quantum. Electron.* **32** (8), 1324–1333 (1996).
- [31] R. Paschotta, Nonlinear index, https://www.rp-photonics.com/nonlinear_index.html, žiūrėta: 2019-04-19.
- [32] R. W. Boyd, *Nonlinear optics, 3rd ed.*, Academic Press (Academic press, 2008).
- [33] J. Marburger, Self-focusing: theory, *Progress in quantum electronics* **4**, 35–110 (1975).
- [34] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics, 6th ed.* (John Wiley & Sons, 1986).
- [35] J. M. Khosrofian, B. A. Garetz, Measurement of a gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data, *Appl. Opt.* **22** (21), 3406–3410 (1983).
- [36] D. Hill, How to convert fwhm measurements to $1/e^2$ halfwidths, <https://customers.zemax.com/os/resources/learn/knowledgebase/how-to-convert-fwhm-measurements-to-1-e-squared-ha>, žiūrėta: 2019-04-19.
- [37] D. Strickland, P. B. Corkum, Short pulse self-focusing, in *Short-Pulse High-Intensity Lasers and Applications* (International Society for Optics and Photonics, 1991), 54–59.

FEMTOSEKUNDINIŲ ŠVIESOS GIJŲ FORMAVIMAS SBN POLIKRISTALE

Santrauka

Didelio intensyvumo elektromagnetinės spinduliuotės impulsai sklisdami skaidriomis terpėmis gali sukelti netiesinį medžiagos poliarizuotumą spinduliuotės atžvilgiu. Šio poveikio pasekmėmis tampa daugelis netiesinės optikos reiškinių: harmonikų generacija, daugybiniai bangų maišymo reiškiniai, o taip pat ir pačios medžiagos optinių savybių pakitimas, lemiantis šviesos saviveikos reiškinius. Femtosekundinės šviesos gijos kartu su superkontinuumo generacija yra lemiami labai dinamiško proceso, kuriame dalyvauja daugelis netiesinės optikos reiškinių, kurie kartu sukuria plataus spektro koherentinę spinduliuotę ultratrumpųjų impulsų pavidalu, tinkamą įvairiems taikymams ultratrumpųjų impulsų optikoje. Šiame darbe nagrinėjama polikristalinė medžiaga - stroncio bario niobatas (SBN), kuri dar labiau praplečia netiesinių reiškinių galimybes, nes pasižymi kvadratinio netiesiškumu ir atsitiktinai orientuotų didelio kraštinių santykio domenų struktūra, dėl kurios galimas atsitiktinis fazinis kvazisinchronizmas netiesinėms sąveikoms. Šiame darbe buvo išmatuotas netiesinis SBN kristalo lūžio rodiklis dviem skirtingais metodais. Gauti rezultatai gerai palyginami tarpusavyje, tačiau praščiau dera su teoriniu modeliu. Gauti superkontinuumo spektrai yra mažai jautrūs žadinančios bangos poliarizacijai ir patenka į 1-3,5 μm bangos ilgio diapazoną.

FEMTOSECOND FILAMENTATION IN POLYCRYSTALLINE SBN

Summary

Electromagnetic radiation pulses of high intensity propagating in transparent media can produce a material response with nonlinear polarization with respect to the incident radiation. Such response is the essence of a great many phenomena that affect the properties of the incident wave. This includes generation of harmonic frequencies, multiple wave mixing effects and the changes in material properties, i.e. refractive index, which in turn affects the propagation of light which has created the change. Femtosecond filamentation along with supercontinuum generation are a very dynamical product of an interplay between many such phenomena and generate a coherent broadband ultrashort-pulse radiation for numerous ultrafast applications. We introduce a polycrystalline strontium barium niobate (SBN) as a new medium which even further broadens the variety of nonlinear phenomena for continuum generation as it possesses non-zero quadratic nonlinearity $\chi^{(2)}$ and has a random oriented high aspect ratio domain structure capable of random quasi-phase-matching. In this work a nonlinear refractive index of SBN was measured using two different approaches with the results being comparable between them but lacking in correlation with theoretical model. The supercontinuum spectra produced by femtosecond filamentation were found to be polarization insensitive and fill a 1-3.5 μm wavelength region.