

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS

Tomas Montvydas

ŠVIESOS GIJŲ FORMAVIMOSI FOTONINIUOSE KRISTALUOSE TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas:	Tomas Montvydas
Leista ginti:	2022-05-25
Darbo vadovas:	doc. dr. Vytautas Jukna
Centro direktorius:	prof. dr. Aidas Matijošius

Vilnius, 2022

Turinys

Įvadas	3
1 Teorinis įvadas	4
1.1 Fotoniniai kristalai ir jų savybės	4
1.1.1 Fotoninio kristalo sąvoka	4
1.1.2 Fotoninio kristalo draustinis juostos tarpas	5
1.1.3 Difrakcinis šviesos sklidimas fotoniniuose kristaluose	6
1.2 Netiesiniai optiniai reiškiniai	8
1.2.1 Netiesinis lūžio rodiklis	8
1.2.2 Šviesos pluoštų fokusavimasis ir gijų formavimasis	9
1.2.3 Impulsų fazės moduliavimasis	12
1.2.4 Daugiafotonė sugertis	14
1.2.5 Medžiagos jonizacija	15
1.2.6 Plazmos generacija	16
2 Skaitmeninio modeliavimo metodika	18
2.1 Pradinės uždavinio sąlygos	18
2.2 Pluošto sklidimo netiesine terpe modelis	19
2.2.1 Difrakcijos reiškinio įskaitymas	19
2.2.2 Netiesinių reiškinų įskaitymas	21
2.3 Fazinio sinchronizmo sąlygos moduliaciniam nestabilumui	22
3 Rezultatai ir jų aptarimas	24
3.1 Pluošto evoliucija	24
3.2 Pluošto charakteristikų parametrinis tyrimas	27
3.3 Suminis fazinės savimoduliacijos kiekis	29
3.4 2D fotoniniai kristalai	30
3.5 Mažesnių matmenų fotoniniai dariniai	32
3.6 Daugelio šviesos gijų formavimasis	33
3.7 Moduliacinis nestabilumas	35
Išvados	38
Literatūros sąrašas	39

Santrauka	43
Summary	44

Įvadas

Didelio intensyvumo šviesos pluoštui sklindant skaidria netiesine terpe galima stebėti išskirtinį netiesinės optikos reiškinį - šviesos gijų formavimąsi. Susiformavęs darinys yra siauras labai intensyvios spinduliuotės kanalas, kurio diametras mikronų eilės, sklindantis ilgus atstumus beveik nedifraguodamas. Vykstant šiam reiškiniui pagrindė konkuruoja du procesai: pluošto fokusavimasis dėka *Kerr'o* efekto ir pluošto defokusavimas dėka daugiafotonės sugerties indukuotos plazmos.

Šviesos gijoje susiformavusi plazma ilgai gali turėti neigiamą poveikį: formuojasi spalviniai centrai ir negrįžtamos modifikacijos, dėl kurių kristalas degraduoja: mažėja superkontinuumo generavimo efektyvumas, siaurėja sugeneruoto spektro plotis ir galiausiai įvyksta kristalo pažeidimas. Siekiant išvengti šių neigiamų poveikių mėginama fokusavimosi reiškinį slopinti.

Šiuo tikslu jau pademonstruotas spektro plėtimas daugelio plokštelių principu [1], kuomet periodiškai išdėliojamos plonos stiklo (kristalo) plokšteles, atskirtos oro tarpais. Ties plokštele vyksta savifokusavimas ir fazinė moduliacija, o ties oru - pluoštas plečiasi dėl difrakcijos, taip neleidamas susiformuoti gijai.

Panašiu principu šiame darbe siūloma pasinaudoti fotoniniais kristalais ir jų savybėmis kontroliuoti šviesos difrakciją. Yra žinoma, jog panaudojant periodiškai kintančio lūžio rodiklio terpes galima kontroliuoti medžiagos erdvinę dispersiją. Tinkamai parinkus moduliacijos periodą bei moduliacijos gylį lazerio pluoštas gali sklisti nekeisdamas savo skersinių matmenų ir taip tapti savikolimuoju. Fazinė moduliacija tokioje terpėje vykty toliau, impulso spektras plėstųsi, tačiau pluoštas nekolapsuoty į giją. To pasekoje galėtume pasiekti spektro plitimą ties daug mažesniais spinduliuotės intensyvumais ir taip generuoti baltos šviesos kontinuumą be terpės degradacijos. Lyginant su daugelio plokštelių metodu, fotoninio kristalo panaudojimas leistų pasiekti panašų efektą vos vienu elementu taip išvengiant sudėtingos optinės schemas.

Šiam darbui išsikeltas tikslas – skaitmeniškai sumodeliuoti ir ištyrinėti lazerinio pluošto sklidiną modifikuotos erdvinės dispersijos terpėmis - fotoniniais kristalais. Ištyrus erdvinės dispersijos parametrų erdvę galėsime nustatyti bendras pluošto sklidimo tendencijas ir atsakyti į klausimą: kokiomis sąlygomis vyksta reikšminga fazinė moduliacija, bet nesusidaro šviesos gija.

1 Teorinis įvadas

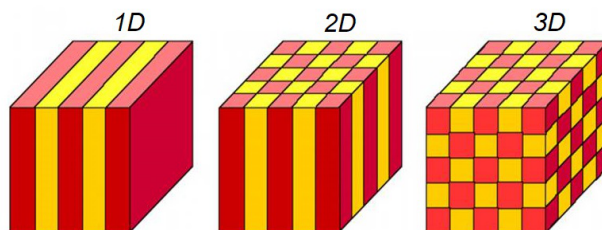
Šiame skyriuje apžvelgiamos teorinės žinios, reikalingos skaitytojui. Tam aptariami fotoninių kristalų ir jų savybių pagrindai bei įvairūs netiesiniai fizikiniai reiškiniai veikiantys šviesą netiesinėje terpėje.

1.1. Fotoniniai kristalai ir jų savybės

1.1.1 Fotoninio kristalo sąvoka

Šviesos bangų sklidimas periodinėje terpėje pirmą kartą buvo nagrinėtas dar 1887m [2], tačiau toks terminas, kaip fotoninis kristalas atsirado tik po 100 metų, mokslininko *Eli Yablonovitch* darbuose [3] [4].

Fotoniniai kristalai yra periodiškai kintančio lūžio rodiklio nanostruktūros, sukurtos taip, kad galėtų paveikti elektromagnetinių bangų sklidimą norimu būdu. Tokių darinių periodas turėtų būti palyginamas su norimos paveikti elektromagnetinės spinduliuotės bangos ilgiu.



1 pav.: Vienmačio, dvimačio, trimačio (1D, 2D ir 3D) fotoninių kristalų struktūros. Skirtingos spalvos indikuoja skirtingo lūžio rodiklio terpes [5].

Pagal savo struktūrą šie kristalai skirstomi į: vienmačius (1D), dvimačius (2D) ir trimačius (3D), tarp kurių skirtumą paaiškina 1 pav. Paprasčiausi iš šių darinių yra vienmačiai fotoniniai kristalai. Jie formuojami garinant didelį skaičių skirtingų optinių savybių dielektrinių dangų ir periodiškai jas keičiant. Dvimačiai kristalai gaminami sudėtingiau: dažniausiai elektronų pluošto litografijos ir cheminio ėsdinimo pagalba. Trimačių darinių gamybai pasitelkiamos lazerinę spinduliuotę panaudojančios technologijos: tiesioginis lazerinis rašymas, daugelio pluoštų interferencija bei holografinis rašymas. Šie ir dar kiti metodai plačiau aptariami [6] [7] [8] darbuose.

Tokio tipo metamedžiagos nėra vien tik laboratorijose gaminami dariniai, jų galime sutikti ir gamtoje. Melsvių (lot. *Lycaenidae*) šeimos drugiai (2 pav.), natūralus opalas bei įvairūs vabzdžiai (lot. *Curculionoide*, *Prosopocera lactator*, *Pseudomyagrus waterhousei*) yra tik keletas iš daugelio gamtoje randamų pavyzdžių pasižyminčių fotoninėmis struktūromis. Šie natūralūs fotoniniai kristalai mums atrodo blizgūs, vartant bei žvelgiant į juos iš įvairių kampų paviršius žėri ir keičia spalvą.



2 pav.: Du gamtoje randamų fotoninių kristalų pavyzdžiai - (*Lycaenidae*) šeimos drugiai ir jų sparnų skenuojančiu elektronų mikroskopo (SEM) darytos nuotraukos. Kairėje ir dešinėje esantys paviršiai kurs skirtingas spalvas dėka skirtingų struktūros pasikartojimo periodų [9].

1.1.2 Fotoninio kristalo draustinis juostos tarpas

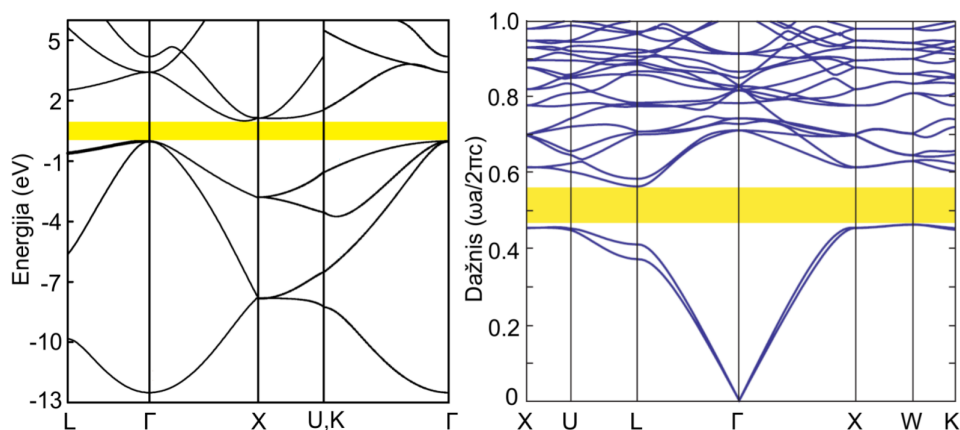
Pastebėta, jog nagrinėjant fotoninius kristalus fizikiniai reiškiniai primena tuos, kurie yra stebimi nagrinėjant elektronus kieto kūno kristaluose. Periodinės nanostruktūros fotonus veikia panašiai, kaip puslaidininkiniai kristalai veikia elektronus. Kristalo atomų periodinis potencialas kuria būsenas, kurias elektronus gali įgyti, o tos būsenos pasiskirsto į juostas tarp kurių egzistuoja draustinis juostų tarpas. Kristale elektronai gali įgyti tik tas energijas, kurios atitinka šias (laidumo ir valentines) juostas. Visa tai nulemia kieto kūno sugerties ir pralaidumo spektrus.

Panaši situacija vyksta ir su fotonais. Fotoniniame kristale egzistuoja būsenos, kurias kristalas palaiko ir nepalaiko. Fotonai, kurių energija atitinka palaikomas būsenas - sklinda kristalu, o tie kurių energija atitinka draustinės juostos tarpą - atspindimi.

Šis draustinis tarpas taip pat priklauso nuo spinduliuotės kritimo kampo. To priežastis - šviesa sklisdama skirtingais kampais patiria skirtingus gardelės periodus. Dėl šios priklauso-

mybės fotoninių struktūrų paviršiai (2 pav.), mums blizga ir keičia spalvą juos vartant rankose.

Siekiant draustinės juostos kampinę priklausomybę patogiai atvaizduoti, dažnai yra pasitelkiamos juostinės diagramos. Paveikslėlyje (3 pav.) pateiktos silicio ir fotoninio kristalo juostinės diagramos. Abi diagramos turi panašią išvaizdą. Šių grafikų ordinačių ašyje atidedamas fotono dažnis (dešinėje) arba elektrono energija (kairėje), o abscisių ašyje - graikiškos ir lotyniškos raidės atitinkančios pirmosios *Brillouin'o* zonos taškus. Kitaip tariant šie taškai yra tam tikros sklidimo kryptys kristale.



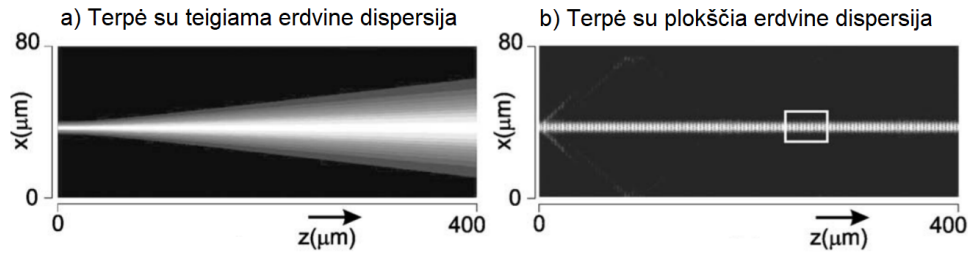
3 pav.: Kairėje - silicio ir dešinėje - rąstų rietuvės (angl. *woodpile*) fotoninio kristalo juostinės diagramos. Tiek silicis, tiek rąstų rietuvės fotoniniai kristalai pasižymi deimanto tipo gardele.

Draustinių energijų tarpai pažymėti geltonai. Adaptuota iš [9].

1.1.3 Difrakcinis šviesos sklidimas fotoniniuose kristaluose

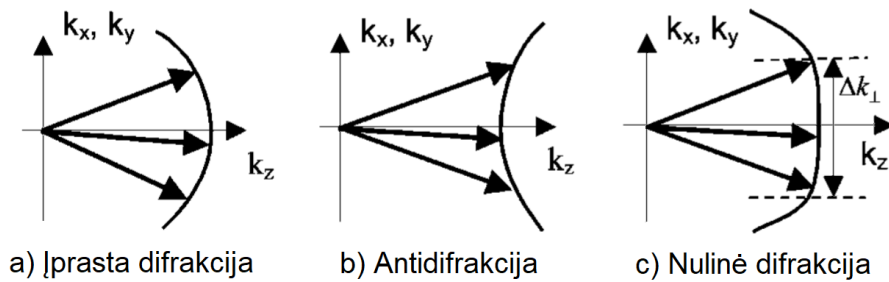
Be praeitame skyriuje aptarto draustinės juostos tarpo, fotoniniai kristalai taip pat pasižymi ir kita, mažiau žinoma, savybe - galimybe kontroliuoti erdvinę dispersiją. Erdvinė dispersija yra gan bendra sąvoka, reiškianti įvairių erdvinių medžiagos savybių priklausomybę nuo bangos vektoriaus \vec{k} . Fotoninių kristalų ir šio darbo kontekste erdvine dispersija įprastai vadinama bangos vektoriaus k_z dedamosios priklausomybe nuo $k_{x,y}$ dedamosios. Bendrai, tokia priklausomybė egzistuoja bet kokioje terpėje, tačiau fotoniniuose kristaluose, parinkdami tinkamą geometriją, šį reiškinį galime plačiai kontroliuoti [10].

Homogeniškoje terpėje erdvinės dispersijos kreivė įgyja sferos (apskritimo) formą, tačiau matematiškai patogiau nagrinėti lygtis, aproksimuojančias šviesos difrakciją paraksialiniu artiniu, paraboloidiniu (paraboliniu) sklidimu. Vykstant *Gauss'o* pluošto sklidimui tiesinėje terpėje pluoštas plečiasi (vyksta difrakcija), kaip pavaizduota 4 pav. kairėje.



4 pav.: Sumodeliuotas lazerinio *Gauss'o* pluošto sklidimas terpėje su: a) teigiama erdvinė dispersija (atitinka mums įprastą difrakciją homogeniškoje terpėje), b) Plokščia erdvinė dispersija (atitinka sklidimą savikolimacijai pagamintu fotoniniu kristalu). Adaptuota iš [10].

Fotoniniuose kristaluose galime pasiekti kiek kitokį šviesos sklidimą. Juose erdvinės dispersijos kreivė gali įgyti visai kitokios formos pavidalą. Sukūrus terpę, kurioje erdvinė dispersija tampa neigiama (5 pav. b), galima pasiekti antidifrakcijos reiškinį. Jo metu, lazeriniui pluoštui sklindant išilgai kristalo apsiverčia bangos fronto kreivumo spindulio ženklas.



5 pav.: Erdvinės dispersijos, lazerio pluoštui sklindant išilgai z ašies, geometrinė interpretacija: a) teigiama erdvinė dispersija (difrakcija) stebima daugumoje homogeniškų medžiagų, b) neigiama erdvinė dispersija (antidifrakcija) fotoniniame kristale ir c) Plokščia erdvinė dispersija (nulinė difrakcija) kitame fotoniniame kristale. Adaptuota iš [10].

Fotoniniai kristalai taip pat leidžia pasiekti tarpinį reiškinį - savikolimaciją. Vykstant šiam reiškiniui šviesa sklidama kristalu nei plinta, nei glaudžiasi, kaip pavaizduota 4 pav. dešinėje. Erdvinės dispersijos kreivė tokiame kristale tampa plokščia, ko pasekoje bet koks bangos vektorius \vec{k} , sklindamas tokiu kristalu, yra kolimuojamas. Eksperimentiškai parodyta, jog toks spinduliuotės sklidimas gali tęstis net centimetrų eilės atstumus [11]. Pagrindinis šį nuotolį ribojantis faktorius yra tai, jog tokių fotoninių darinių gamyba yra ilgas ir sudėtingas procesas. Pagaminti kristalai taip pat pasižymi artimos skalės netvarka (gamybos proceso neidealumu), kas sukelia pluošto sklaidą bei nuostolius, kurie taip pat limituoja tokio darinio matmenis.

Fotoninių kristalų savybė valdyti erdvinę dispersiją mums atveria naujas galimybes manipuluoti šviesa. Jau pademonstruota šiuo efektu veikiantys įvairūs mikrooptiniai elementai: optiniai bangolaidžiai [12], interferometrai [13], ypač jautrios prizmės [14], kontroliuojami pluošto dalikliai [15].

1.2. Netiesiniai optiniai reiškiniai

1.2.1 Netiesinis lūžio rodiklis

Netiesinės optikos nagrinėjimą galime pradėti nuo poliarizuotumo išraiškos. Tiesinėje optikoje poliarizuotumas P_T (kitaip medžiagos tūrio vieneto dipolinis momentas) yra išreiškiamas štai taip:

$$P_T(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1)$$

čia $\chi^{(1)}$ - tiesinis optinis jautris, kuris bendru atveju gali būti tenzorius, ε_0 yra vakuumo dielektrinė skvarba, $E(t)$ - išorinio elektrinio lauko stipris.

Ši lygtis panaudojama aprašant tiesinės optikos reiškinius, kaip: dispersiją, difrakciją ir pan. Netiesinės optikos reiškiniai atsiranda tuomet, kai elektrinis laukas $E(t)$ tampa pakankamai stiprus, kad sukurtų netiesinį medžiagos atsaką. Poliarizuotumo priklausomybė nuo elektrinio lauko yra netiesinė ir gali būti skleidžiama Taylor'o eilute pagal $E(t)$:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots = P_T + P_{NT} \quad (2)$$

Kur $\chi^{(j)}$ yra j -tosios eilės optinis jautris. Didėjant j , tolimesnių eilutės narių įtaka mažėja. Praktiškai svarbiausi yra kvadratinis ir kubinis netiesinio optinio jautrio nariai.

Labai plati aibė tiek skysčių, tiek įvairių kieto kūno terpių pasižymi trečios eilės optiniu netiesiškumu. Šis netiesiškumas sukelia medžiagos lūžio rodiklio priklausomybę nuo kritusios spinduliuotės intensyvumo arba kitaip nuo elektrinio lauko stiprio kvadrato. Medžiaga veikiama lazerio spinduliuotės, kurios intensyvumas I patirs lūžio rodiklį:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (3)$$

Čia n_0 yra tiesinis lūžio rodiklis, o n_2 - šio skyriaus subjektas, netiesinis lūžio rodiklis.

Nagrinėjant optinės spinduliuotės netiesinę sąveiką su medžiaga, įprasta nagrinėjamos bangos arba impulso elektrinį lauką išreikšti taip:

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t} + k.j. \quad (4)$$

Čia, $A(t)$ - laike kintanti kompleksinė bangos amplitudė, ω_0 - bangos ciklinis dažnis, o $k.j.$ - kompleksiškai jungtinė lygties dalis.

Tarkime, jog turime terpę, pasižyminčią tik kubiniu netiesiškumu. Tas reiškia, jog tik $\chi^{(1)}$ ir $\chi^{(3)}$ nariai (2) lygtyje nėra lygūs nuliui. Ši lygtis, pasinaudojus (4) sąryšiu gali būti perrašyta:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} [A(t)e^{i\omega_0 t} + k.j.] + \varepsilon_0 \chi^{(3)} [A(t)e^{i\omega_0 t} + k.j.]^3(t) \quad (5)$$

Išskleidus (5) lygties antrąją dalį ir išrašius tik narius su dažniu ω_0 gauname:

$$P(t) = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0} I(t) \right] E(t) = \varepsilon_0 \chi^{(eff)} E(t) \quad (6)$$

Pastarojoje lygtyje $\chi^{(eff)}$ - naujai įvestas dydis, bendras medžiagos jautris.

Taip pat kaip ir tiesinėje optikoje lūžio rodiklį galime išreikšti:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(eff)}} \quad (7)$$

Įsistatę į (7) lygtį $\chi^{(eff)}$ vertę iš (6) ir atlikę paprastą aproksimaciją gauname:

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0} I(t)} \approx n_0 + \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0^2} I(t) \quad (8)$$

Palyginus šią lygtį su pradžioje užrašyta (3) išraiška, matome, jog netiesinis lūžio rodiklis atsiranda dėka $\chi^{(3)}$ ir yra lygus:

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{\varepsilon_0 c n_0^2} \quad (9)$$

Netiesinio lūžio rodiklio atsiradimą gali lemti įvairūs fizikiniai reiškiniai: nerezonansinis elektroninis netiesiškumas, orientacinis netiesiškumas, šiluminis netiesiškumas, netiesiškumas dėl lygmenų užpildos persiskirstymo, *Raman'o* sklaidos indukuoto *Kerr'o* efektas, pakopiniai antrosios eilės netiesiniai reiškiniai. Visi šie reiškiniai turi sau charakteringus laikus, o jų atsakas gali būti palyginti greitas arba lėtas: pikosekundžių - mikrosekundžių trukmės.

1.2.2 Šviesos pluoštų fokusavimasis ir gijų formavimasis

Šviesos pluoštų fokusavimasis atsiranda ir vyksta dėka *Kerr'o* efekto indukuoto netiesinio lūžio rodiklio n_2 . Kadangi lazerinis pluoštas turi skersinį *Gauss'o* formos skirstinį: centre intensyviausias, kraštuose - mažiau intensyvus, lūžio rodiklis įgauna priedą, kuris irgi turi tokį pasiskirstymą. Centre turėsime didžiausią lūžio rodiklio pokytį, kraštuose mažesnę. Šis lūžio rodiklio pokytis iškreipia pluošto fazinį frontą. Priklausomai nuo terpės savybių sukurtas lūžio

rodiklio pokytis gali būti teigiamas arba neigiamas. Jei $n_2 > 0$ medžiaga elgsis kaip glaudžiamasis lęšis ir lazerio pluoštą fokusuos, o jei $n_2 < 0$, medžiaga elgsis kaip sklaidantysis lęšis ir pluoštas bus defokusuojamas. Daugumoje stiklų ir kristalinių medžiagų didelės galios impulsams keliaujant terpe vyksta fokusavimasis. Šviesos pluošto fokusavimosi reiškinį pirmąkart teoriškai numatė dar 1964m. bendrame straipsnyje tyrėjai: *R. Y. Chiao, E. Garmire* ir *C. H. Townes* [16].

Jei *Gauss'o* intensyvumo skirstinio šviesos pluošto galia viršija kritinę galią P_{kr} , apibrėžtą (10) lygtimi, fokusavimosi reiškinys turėtų nustelbti difrakcijos reiškinį ir pluoštas susitrauktų iki nykstamai mažų erdviųjų matmenų. Matematiškai tai reiškia kolapsą: pluošto diametras artėja prie 0, o intensyvumas išauga iki begalybės. Realybėje taip nutikti negali, nes pradeda veikti kiti fizikiniai mechanizmai, stabdantys tolimesnį intensyvumo augimą. Prasideda daugiafotonė sugertis, kurios metu medžiaga yra jonizuojama ir susiformuoja plazma. Taip konkuruoja 2 reiškiniai: pluošto fokusavimasis dėl *Kerr'o* reiškinio ir pluošto defokusavimasis dėl daugiafotonės sugerties sukeltos plazmos susiformavimo. Dėl to realybėje kolapso metu pluoštas susitraukia tik iki baigtinių, mikronų eilės, matmenų. Šviesos pluošto galiai esant mažiau P_{kr} pluošto kolapsas nestebimas: fokusavimosi reiškinys paveikia pluošto sklaidimą, tačiau pluoštas toliau plečiasi dėl difrakcijos poveikio.

$$P_{kr} = \frac{(0.61)^2 \pi \lambda^2}{8n_0 n_2} \quad (10)$$

Čia λ - lazerinio pluošto centrinis bangos ilgis.

Jei krentančios spinduliuotės galia yra didesnė už kritinę galią $P > P_{kr}$ netiesinio židinio nuotolis z_{sf} , arba kitaip, vieta kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu ties kuria pluoštas kolapsuoja, gali būti surasta iš empirinės *Marburger'io* formulės [17]:

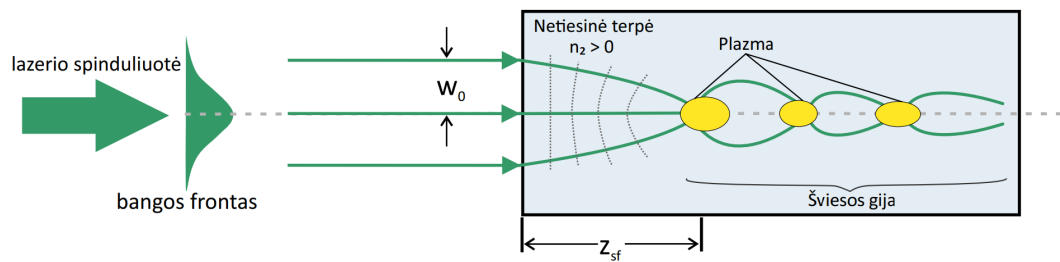
$$z_{sf} = \frac{0.367 k_0 w_0^2}{\sqrt{\left[(P/P_{kr})^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219}} \quad (11)$$

Veikiant čia aptartiems fizikiniams reiškiniams lazerio pluoštas kuria išskirtinį darinį - šviesos giją (angl. *femtosecond filament*). Tai yra siauras labai intensyvios spinduliuotės kanalas, sklindantis ilgas atstumus beveik nedifraguodamas.

Šviesos gija susiformuoja pluoštui kolapsuojant, tačiau esant tinkamoms sąlygoms ta pati gija gali kolapsuoti net kelis kartus. Taip gali būti stebimi pluošto fokusavimo - defokusavimo ciklai, kurių kaita schematiškai pavaizduota 6 pav. Stebima tokia dinamika: pluoštui sklindant dėka fokusavimosi jis kolapsuoja, išauga spinduliuotės intensyvumas, o tuo pačiu susiformuoja didelis plazmos kiekis, kuris šią spinduliuotę išsklaido. Išsklaidžius pluoštą, plazma

rekombinuoja ir fokusavimosi reiškinys gali versti pluoštą kolapsuoti iš naujo. Taip šie ciklai tęsiasi tol, kol pluošto galia, dėka daugiafotonės sugerties, išlieka didesnė už savifokusavimo galią ($P > P_{kr}$).

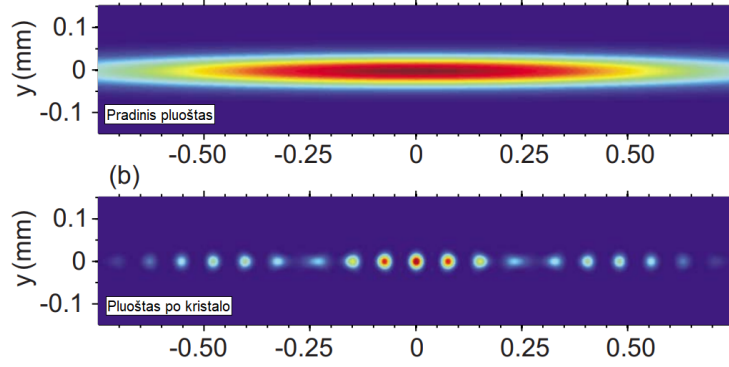
Gijos formavimasis dažnai taip pat lydimas pluošto dažnių spektro išplitimo arba kitaip - baltos šviesos kontinuumo, dėl kurio dažnių spektras išsiplečia daug kartų ir apima visą regimąją spektro dalį. Kontinuumas gali būti



6 pav.: Šviesos gijos formavimasis su toliau stebimais refokusavimo ciklais [18].

Bendrai šviesos gijų formavimasis yra labai dinaminis, daug skirtingų fizikinių reiškinių apimantis, procesas. Be reiškinių, įvardytų anksčiau, taip pat galima atsižvelgti į impulso fazės moduliavimąsi ir spektro plėtrą, grupinių greičių dispersiją, impulso laikinės gaubtinės modifikacijas, keturbanges parametrines sąveikas. Vis dėlto dažnai teorinį aprašymą galima supaprastinti įskaitant tik pagrindinius fizikinius veiksnius, atsakingus už fundamentines šviesos gijų savybes. Svarbiausi iš jų yra difrakcija, šviesos pluoštų fokusavimasis, daugiafotonė sugertis bei plazmos įtaka pluoštui.

Kai pluošto galia daug kartų viršija kritinę savifokusacijos galią $P \gg P_{kr}$, stebimas kiek kitoks spinduliuotės sklidimas. Vietoje to, kad pluoštas sukolapsuotų į vieną giją, kurios padėtį galima apskaičiuoti *Marburger'io* formule, jis subyra į daug smulkių šviesos gijų. Daugelio šviesos gijų formavimasis (angl. *multifilamentation*) paaiškinamas tuo jog, mažos pluošto fazės ir intensyvumo perturbacijos sukuria taškus, kuriuose išaugęs spinduliuotės intensyvumas skatina fokusavimosi reiškinį, o pastarasis dar labiau skatina augti intensyvumą. Galiausiai tai atveda iki atsitiktinio šviesos gijų išsidėstymo skersai pluošto. Tokia pluošto sklidimo pobūdžio priklausomybė nuo mažų perturbacijų dar vadinama moduliaciniu nestabilumu.



7 pav.: Elipsinio pluošto suformuotos šviesos gijos. Viršuje - pradinis pluoštas, apačioje - pluoštas, kuomet gijos jau susiformavusios. Adaptuota iš [19].

Siekiant moduliacinį nestabilumą sukontroliuoti, literatūroje pademonstruoti įvairūs metodai [20] [21]. Daugumoje jų mėginama modifikuoti pradinio pluošto fazę arba intensyvumą ir taip išvengti atsitiktinio šviesos gijų išsidėstymo. Gan paprastai tas pademonstruota panaudojant elipsinius pluoštus, kas iš esmės yra sukeltas papildomas pluošto astigmatizmas pakreipiant fokusavimo lęšį. Elipsinis pluoštas, keliaudamas per netiesinę terpę suformuoja eilę periodinių šviesos gijų, kaip tai pavaizduota 7 pav. Tokios gijos suteikia eksperimentui atkartojamumo.

1.2.3 Impulsų fazės moduliavimasis

Šviesos pluoštų fokusavimosi atitikmuo laikinėje skalėje - impulso fazės moduliavimasis. Šio proceso metu netiesinio lūžio rodiklio priedas sukuria papildomą bangos fazės priedą. Tarkime turime impulsą sklindantį z kryptimi. Jį galime užrašyti taip:

$$E(t) = A(t, z)e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + k.j. \quad (12)$$

Atsižvelgus, jog bangos skaičius $k_0 = \omega_0 n/c$, o lūžio rodiklis n priklauso nuo intensyvumo, impulso fazė ϕ gali būti užrašyta:

$$\phi(t, z) = \omega_0 t - k_0 z = \omega_0 t + \frac{\omega_0 z}{c}(n_0 + n_2 I) \quad (13)$$

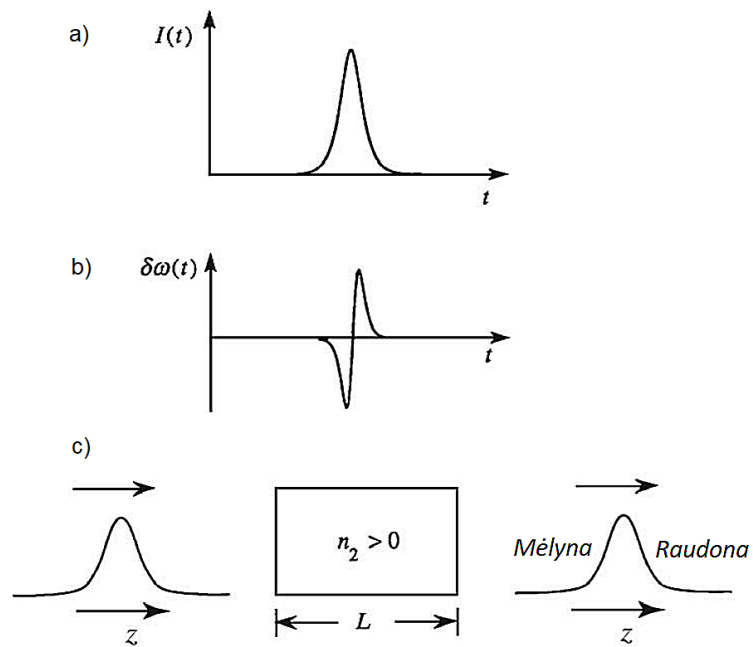
Paskaičiavus (13) laikinę išvestinę, galima parodyti, jog fazės pokytis dėl intensyvumo sukeltų netiesinių efektų yra:

$$\delta\phi = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 I(t) \quad (14)$$

Kadangi momentinis dažnis yra fazės laikinė išvestinė, šis papildomas fazės priedas sukurs papildomą bangos dažnio priedą $\delta\omega$ lygų:

$$\delta\omega = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I}{\partial t} \quad (15)$$

Matome, jog netiesinis lūžio rodiklis sukelia impulso fazės ir dažnio pokyčius arba kitaip moduliaciją. Į tokią terpę atėjęs impulsas turėtų nekeisti savo gaubtinės formos, tačiau impulso kraštai, kuriuose yra stačiausias intensyvumo pokytis $\frac{\partial I}{\partial t}$ dėl (15) sąryšio patiria nešančiojo dažnio ω_0 priedą $\delta\omega$. Tai reiškia, jog impulso spektro plotis privalo padidėti (praturtėti naujais spektriniais komponentais). Impulso fazės moduliacijos principą iliustruoja 8 pav.



8 pav.: a) - impulso laikinis intensyvumo profilis, b) - momentinio dažnio pokytis dėl fazės savimoduliacijos, c) - principinė schema parodanti atsirandančią fazinę moduliaciją impulsui keliaujant per teigiamo netiesinio lūžio rodiklio medžiagą [22].

Siekiant įsivertinti netiesinių reiškinių kuriamą fazės priedą dažnai skaičiuojamas toks parametras kaip B integralas. Lygtimi šis dydis aprašomas kaip:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz \quad (16)$$

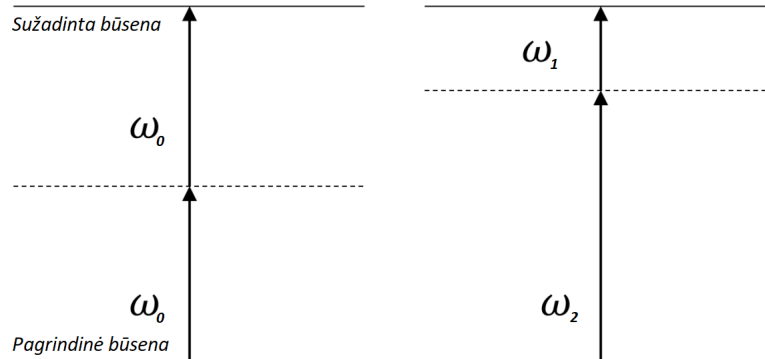
B integralas skaičiuojamas spinduliuotei ant optinės ašies. Panagrinėjus integralo skaičiavimui reikalingų dydžių dimensijas galima pastebėti, jog netiesinio lūžio rodiklio n_2 ir intensyvumo $I(z)$ sandauga atitinka lūžio rodiklio pokytį ties atstumu z . Suintegravus šį dydį išilgai

bandinio ir padauginus iš bangos skaičiaus $k_0 = 2\pi/\lambda$ gausime per visą atstumą nusklidusios spinduliuotės dėl netiesinio lūžio rodiklio sukauptą fazės pokytį. Taip skaičiuojamas B integralas gan paprastai leidžia nuspėti kokio fazinės moduliacijos kiekio galėtume tikėtis pluoštui sąveikaujant su medžiaga.

1.2.4 Daugiafotonė sugertis

Procesas, kurio metu, esant pakankamai dideliame spinduliuotės intensyvumui, optiškai skaidri medžiaga sugeria kelis fotonus vienu metu, vadinamas daugiafotone sugertimi. Toks reiškinys pirmąkart teoriškai numatytas dar 1931m mokslininkės *M. Goepfert-Mayer* [23]. Daugiafotonė sugertis yra dar vienas netiesinis procesas turintis didelę įtaką tiek šviesos gijų formavimuisi, tiek superkontinuumo generacijai.

Paprasčiausias netiesinės sugerties atvejis - dvifotonė sugertis (9 pav.). Jos metu atomas arba molekulė vienu metu sugeria 2 fotonus, o jam priklausantis elektronas yra perkeliamas į sužadintą būseną. Galima laikyti, jog šis procesas vyksta per tarpinį, ypač trumpai galiojantį, virtualų lygmenį.



9 pav.: Dvifotonės sugerties principinė schema. Bendru atveju galima ir 2 skirtingų energijų fotonų sugertis.

Tokio įvykio tikimybę nusako sugerties skerspjūvis σ_2 arba dvifotonės sugerties koeficientas β_2 . Abu šie dydžiai tarpusavyje susiję, bet iš esmės nusako tą patį - medžiagos polinkį į dvifotonę sugertį. Jie abu susisieti (17) sąryšiu.

$$\sigma_2 = \frac{\hbar\omega_0\beta}{N_0} \quad (17)$$

Čia \hbar - redukuota Planck'o konstanta, ω_0 yra fotono ciklinis dažnis, N_0 - atomų arba molekulių tankis.

Sklindant šviesai, kurios intensyvumas I medžiagos pralaidumas sumažėja, atsiranda nuostoliai. Intensyvumo pokytį išilgai bandinio nusako (18) diferencialinė lygtis:

$$\frac{dI}{dz} = -(\alpha I + \beta I^2 + \gamma I^3 + \dots) \quad (18)$$

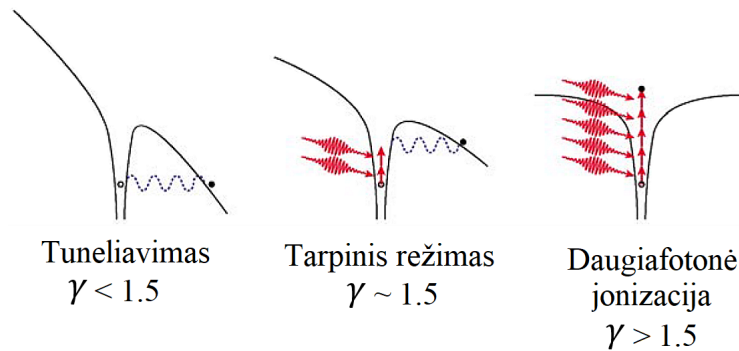
Čia α - tiesinės sugerties koeficientas, β - dvifotonės sugerties koeficientas (siejamas su $\chi^{(3)}$), γ - trifotonės sugerties koeficientas (siejamas su $\chi^{(5)}$).

Pažvelgę į (18) lygtį galime pasakyti, jog augant spinduliuotės intensyvumui, vis didesni sugerties indėlių kurs vis aukštesnio laipsnio nariai, t.y. nariai atsakingi už aukštesnių eilių sugertį: trijų fotonų, keturių fotonų ir t.t. Dėka tokio proceso galimi ne vien elektrono šuoliai į sužadintus lygmenis bet ir atomo ar molekulės jonizacija.

Netiesinės sugerties procesas gali iškraipyti ultratrumpųjų impulsų laikinį profilį. Didžiausia sugertis vyks impulso viršūnėje, o mažiausia - impulso pradžioje ir pabaigoje. Dėl to sumažėja spinduliuotės smailinis intensyvumas, o kartu pailgėja ir impulso trukmė.

1.2.5 Medžiagos jonizacija

Netiesiniai sugerties mechanizmai, vykstantys skaidriose medžiagose, pirmąkart paaiškinti *L. Keldysh'o* [24] darbuose. Atsižvelgiant į lazerinės spinduliuotės dažnį ir intensyvumą, galima išskirti tris jonizacijos režimus: daugiafotonę jonizaciją, tunelinę jonizaciją ir tarpinį režimą. Šių režimų principinės diagramos pavaizduotos 10 pav.



10 pav.: Atomo netiesinės jonizacijos režimai ir juos atitinkantys *Keldysh'o* parametrai.

Kuris fotojonizacijos režimas dominuos galima nustatyti iš *Keldysh'o* parametro γ :

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_g}{I}} \quad (19)$$

Čia m_e ir e - elektrono masė ir krūvis, E_g - medžiagos draustinės juostos tarpas, ω ir I - spinduliuotės dažnis ir intensyvumas.

Kai *Keldysh'o* parametras $\gamma > 1.5$, dominuoja daugiafotonės jonizacijos režimas. Daugiafotonė jonizacija vyksta taip pat, kaip ir praeitame skyriuje aptarta daugiafotonė sugertis. Tų pačių procesų dėka sugeriami keli fotonai, tačiau šiuo atveju elektronas pereina nebe į sužadintą būseną, o yra išmušamas iš molekulės. Sugeriamų fotonų suminė energija turi būti didesnė nei draustinės juostos tarpo energiją. Toks režimas pasireiškia, kai lazerio spinduliuotės intensyvumas yra mažas, bet vieno fotono energija yra pakankamai didelė.

Kai *Keldysh'o* parametras $\gamma < 1.5$ dominuoja tunelinės jonizacijos režimas. Vykstant šiam procesui lazerinės spinduliuotės elektrinis laukas iškreipia potencinę duobę, laikančią elektroną prie atomo. Kai šis laukas yra pakankamai stiprus elektroną nuo išlaisvinimo skiria plonas potencinės energijos barjeras. Tikimybė elektronui tuneliuoti per šį barjerą yra nelygi 0. Toks jonizacijos režimas yra dominuojantis kai veikiamos spinduliuotės intensyvumas, o tuo pačiu ir elektrinio lauko stipris, yra pakankamai didelis, o vieno fotono energija yra pakankamai maža.

Galimas ir tarpinis jonizacijos atvejis, kai elektronas sugeria kelis fotonus ir sugeba tuneliuoti iš šios tarpinės būsenos. Toks režimas pasireiškia, kai *Keldysh'o* parametras apytiksliai lygus ribinei vertei $\gamma \approx 1.5$. Šiame darbe modeliuojamos medžiagos ir pasiekiami spinduliuotės intensyvumai pagrinde sukelia daugiafotonės jonizacijos režimą. Sąlygos reikalingos tunelinei jonizacijai naudojant įprastinius lazerinius šaltinius yra retai kada pasiekiamos.

Paprastai daugiafotonę jonizaciją lydi kitas procesas: griūtinė jonizacija. Jos metu išlaisvintas elektronas, būdamas laidumo juostoje, tiesiškai absorbuoja krentančius fotonus. Kai jis sugeria užtektinai fotonų, kad jo įgyta energija viršytų medžiagos draustinės juostos tarpą, elektronas sąveikauja su kristalo gardele, perduodamas savo energiją kitiems valentinėje juostoje esantiems elektronams. Pastarieji yra išlaisvinami ir taip pat įgavę energijos išmuša kitus elektronus. Taip prasideda griūtinė jonizacija. Pasiekus pakankamą elektronų plazmos tankį, kuris daugumai medžiagų yra apie $\rho_{kr} \approx 10^{21} \text{cm}^{-3}$, gali įvykti negrįžtama reakcija - bandinio pažeidimas.

1.2.6 Plazmos generacija

Toliau panagrinėkime lazerio spinduliuote indukuotos plazmos dinamiką. Daugiafotonės jonizacijos sparta gali būti išreiškiama:

$$W_{MPI} = \sigma_K \left(\frac{I}{\hbar\omega} \right)^K N_0 \quad (20)$$

Šioje lygtyje σ_K yra K - fotonės jonizacijos skerspjūvis, K pažymėta mažiausia galima daugiafotonės jonizacijos eilė, atitinkanti lygtį - $K\hbar\omega \geq E_g$. N_0 yra terpėje esančių atomų

skaičius. Tokia sparta arba kitaip, jonizuotų atomų kiekis per laiko vienetą, nuspręš kiek sugeneruojame laisvųjų krūvininkų tiriamajame bandinyje.

Susikūrusių laisvųjų elektronų tankį ρ galime aprašyti diferencialine lygtimi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{MPI}(I) (\rho_{nt} - \rho) + \frac{\sigma(\omega_0)}{E_g} \rho I - \frac{\rho}{\tau_r} \quad (21)$$

Kur $W_{MPI}(I)$ - praeitoje lygtyje aptarta daugiafotonės jonizacijos sparta, ρ_{nt} yra neutralių atomų tankis medžiagoje, $\sigma(\omega_0)$ - yra išorinio stabdomojo spinduliavimo skerspjūvis, o τ_r - elektronų rekombinacijos trukmė.

Pirmas (21) lygties narys aprašo elektronų generaciją dėl daugiafotonės jonizacijos, antras - elektronų sąveiką su kristalo atomais per stabdomąją spinduliuotę, trečias - plazmos elektronų rekombinaciją.

Šiems laisviesiems elektronams galioja *Drude* modelis. Pagal jį susidariusi plazma sukurs spinduliuotės sugertį ir fazinį poslinkį. Šiuos indėlius galima aprašyti kompleksiniu stabdomosios spinduliuotės skerspjūviu, kurio modulis nusakys nuostolius, o kampinė dalis - fazės poslinkį:

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega_0}{n(\omega)c\rho_c} \frac{\omega_0\tau_c(1+i\omega\tau_c)}{(1+\omega^2\tau_c^2)} \quad (22)$$

Čia $\rho_c = \omega^2 m_0 \varepsilon_0 / e^2$ yra kritinis plazmos tankis, kurį viršijus plazma tampa nebeskaidri ir staigiai išauga plazmos sugertis, o τ_c yra vidutinis elektronų susidūrimo laikas.

2 Skaitmeninio modeliavimo metodika

Šiame skyriuje aptariamas nagrinėtas matematinis modelis, jame panaudotos medžiagos charakteristikos bei pradinės uždavinio sąlygos.

2.1. Pradinės uždavinio sąlygos

Modeliuojamas *Yb:KGW* pirmos harmonikos lazerinis pluoštas. Bangos ilgis $1032nm$. Skaičiuojant nuo impulso trukmės priklausančius parametrus, kaip pvz. plazmos dinamika, laikoma, jog impulso trukmė nekinta ir yra lygi $180fs$. Lazerinio pluošto diametras sąsmaukoje, nebent specialiai nurodyta kitaip, - $D = 30\mu m$, o sąsmaukos padėtis - ties bandinio pirmuoju paviršiumi.

Modeliuojamo pluošto galia, nebent specialiai nurodyta kitaip, - $6MW$. Palyginus su kritine savifokusacijos galia $P_{kr} = 4.012MW$, gauname galių santykį apie 1.5 karto. Dėl šios priežasties turimos impulso energijos pakanka, jog vyktų pluošto kolapsavimas nemodifikuoto lydyto kvarco bandinyje. Kolapso pozicija paskaičiuota naudojantis *Marburger'io* formule ir yra ties $3.9mm$ nuo kristalo priekinio paviršiaus. Ši vertė apytiksliai sutinka su gijos susiformavimo vieta gauta atliekant skaitmeninį modeliavimą.

Lydytas kvarcas (angl. *fused silica*) yra populiarī amorfinė medžiaga, pasižyminti lengvu prieinamumu, paprastumu apdirbant lazeriu ir atsparumu generuojant superkontinuumo spinduliuotę. Siekiant šį skaitmeninio modeliavimo darbą susieti su realiais eksperimentais ateietyje, skaičiavimams pasirinkta būtent ši medžiaga. Žinoma, norint modeliuoti šviesos pluoštų fokusavimosi reiškinį lydytame kvarce, reikia žinoti keletą esminių šios medžiagos parametrų.

Skaičiavimams lydyto kvarco draustinės juostos tarpas naudotas toks pat kaip pateikta [25] šaltinyje, apie $9eV$. Tiesinis lūžio rodiklis, ties mus dominančiu bangos ilgiu $n_0 = 1.450$ [26]. Taip pat svarbu žinoti medžiagos netiesinį parametą – netiesinį lūžio rodiklį n_2 . Kelios jo vertės, išmatuotos skirtingomis metodikomis, pateiktos [27] šaltinyje. Šiam darbui pasirinkta $2.74 \times 10^{-16} cm^2/W$ vertė, pagal kurią apskaičiuota pluošto kritinė fokusavimosi galia $P_{kr} = 4.021MW$. Taip pat apskaičiuotas kristale esančių neutralių SiO_2 atomų junginių tankis – $2.207 \times 10^{22} cm^{-3}$.

Vieno $1032nm$ fotono energija atitinka $1.2eV$. Palyginus su lydyto kvarco $9eV$ draus-

tinės juostos tarpu, tai reikštų, kad vyksta $K = 7$ eilės daugiafotonė sugertis (jonizacija). Atliekamiems skaičiavimams naudotas β_7 daugiafotonės sugerties koeficientas ir jį atitinkantis σ_7 skerspjūvis. Susidariusios plazmos elektronų susidūrimų charakteringa trukmė paskelbta šaltinyje [28] – $1.7fs$. Elektronų rekombinacijos trukmę naudosime tokią, kokia publikuota šaltiniuose [29][30] – $150fs$.

Visi šie duomenys pateikti apibendrinančioje lentelėje (1 lentelė) žemiau.

1 lentelė: Uždavinyje naudotos lydyto kvarco charakteristikos ir pradinės sąlygos.

Kristalo parametras	Vertė
Lazerio pluošto bangos ilgis λ	$1032nm$
Impulso trukmė (FWHM) τ	$180fs$
Pluošto diametras sąsmaukoje (FWHM) D	$30\mu m$
Pluošto galia P	$6MW$
Kolapso vieta pagal <i>Marburger'io</i> formulę z_{kr}	$3.9mm$
Draustinės juostos tarpo plotis E_g	$9eV$
Lūžio rodiklis n_0	1.450
Netiesinis lūžio rodiklis n_2	$2.74 \times 10^{-16}cm^2/W$
Kritinė fokusavimosi galia P_{kr}	$4.021MW$
Neutralių atomų tankis ρ_{nt}	$2.207 \times 10^{22}cm^{-3}$
Daugiafotonės sugerties eilė K	7
Daugiafotonės sugerties koeficientas β_7	$5.89 \times 10^{-79}cm^{11}/W^6$
Daugiafotonės sugerties skerspjūvis σ_7	$1.33 \times 10^{-213}cm^{14}s^6$
Elektronų susidūrimo laikas τ_c	$1.7fs$
Elektronų rekombinacijos trukmė τ_r	$150fs$

2.2. Pluošto sklaidimo netiesine terpe modelis

2.2.1 Difrakcijos reiškinių įskaitymas

Pluoštų sklaidimą tiesinėmis terpėmis galima nagrinėti pasitelkus *Fresnel'io* difrakcijos algoritmą [31]. Pastarasis nagrinėja difrakcijos reiškinių nulemtą optinio elektrinio lauko evoliuciją jam sklindant nuo vienos plokštumos iki kitos.

Šviesos elektrinis laukas aprašomas ties pradine plokštuma $E_1(\xi, \eta)$, sklinda atstumu dz iki sekančios plokštumos. Pastarojoje susidaro naujas elektrinis laukas $E_2(x, y)$, kuris gali būti

apskaičiuojamas *Fresnel'io* integralu:

$$E_2(x, y) = \frac{e^{ik_0dz}}{i\lambda dz} \iint E_1(\xi, \eta) \exp \left\{ i \frac{k_0}{2dz} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} d\xi d\eta \quad (23)$$

Šioje lygtyje ξ ir η yra pirmosios plokštumos koordinatės, kurių prasmė yra tokia kaip ir antrosios plokštumos koordinatė x ir y .

Skaitmeniškai skaičiuoti *Fresnel'io* integralą kiekvienam x ir y taškui yra ilgas ir sudėtingas procesas. Kiek paprasčiau šį uždavinį galima spręsti pastebėjus, jog (23) lygtis yra, tiesiog, konvoliucijos integralas. Galime pasinaudoti savybe, kad *Fourier* erdvėje konvoliucijos operacija pavirsta į daugybą. Todėl ši lygtis suprastėja į:

$$E_2(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} \{ E_1(x, y) \} \mathcal{F} \{ h(x, y) \} \} \quad (24)$$

Čia $h(x, y)$ yra taško sklaidos funkcija kurios atitikmuo *Fourier* erdvėje yra perdavimo funkcija $H(f_x, f_y)$. Pastarąsias funkcijas galime susieti (25):

$$H(f_x, f_y) = \mathcal{F} \{ h(x, y, z) \} \quad (25)$$

Įprastai lūžio rodiklio n homogeniškoje ir izotropiškoje terpėje perdavimo funkcija atrodo taip:

$$H = e \left[-i\pi \frac{\lambda}{n_0} dz (f_x^2 + f_y^2) \right] e^{ik_0 n_0 dz} \quad (26)$$

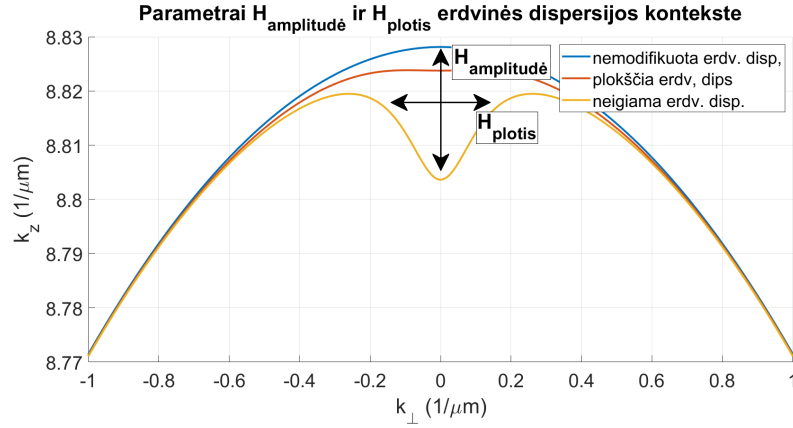
Tačiau šiame darbe modeliuojamas šviesos sklidimas fotoniniu kristalu, kurio erdvinė dispersija (difrakcija), o tuo pačiu ir perdavimo funkcija yra modifikuota bei pateikta (27) lygtimi. Trimačiame fotoniniame kristale perdavimo funkcija H įgauna papildomą narį, modifikuojantį erdvinės dispersijos (difrakcijos) kreivės formą (11 pav.). Šis papildomas narys yra erdvinės dispersijos grafike pridedama arba atimama *Lorentzian'o* formos kreivė.

$$H = e \left[-i\pi \frac{\lambda}{n_0} dz \left(f_x^2 + f_y^2 + \frac{H_{amplitudė} H_{plotis}^2}{f_x^2 + f_y^2 + H_{plotis}^2} \right) \right] e^{ik_0 n_0 dz} \quad (27)$$

Labai panašiai galima apibrėžti ir 2D fotoninio kristalo perdavimo funkciją:

$$H = e \left[-i\pi \frac{\lambda}{n_0} dz \left(f_x^2 + f_y^2 + \frac{H_{amplitudė} H_{plotis}^2}{f_x^2 + f_y^2 + H_{plotis}^2} \right) \right] e^{ik_0 n_0 dz} \quad (28)$$

Modifikuota perdavimo funkcija, o tuo pačiu ir tokį sklidimą atitinkanti erdvinė dispersija turi 2 parametrus $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} . Pirmasis parametras nurodo modifikacijos erdvinei dispersijai gylį, o antrasis - proporcingas modifikacijos pločiui.



11 pav.: Erdvinės dispersijos kreivės. Nemodifikuota kreivė atitinka mums įprastą difrakciją paraksialiniu artiniu. Modifikuotos kreivės atitinka difrakciją tam tikruose fotoniniuose kristaluose.

Aukščiau (11 pav.) pavaizduotos erdvinės dispersijos kreivės aprašomos bendra formule:

$$k_z = -\frac{\pi\lambda}{n_0} \left(k_{\perp}^2 + \frac{H_{amplitudė} H_{plotis}^2}{k_{\perp}^2 + H_{plotis}^2} \right) + k_0 n_0 \quad (29)$$

2.2.2 Netiesinių reiškinių įskaitymas

Šiame darbe nagrinėjamas modelis sprendžiamas naudojantis (angl. *Split Step*) metodu, kurio esmė yra lygties tiesinių ir netiesinių narių atskyrimas ir sprendimas atskirais žingsniais. Tiesinė dalis (arba kitaip difrakcija) įskaitoma taip, kaip aptarta praeitame skyriuje, vykdant sklidimą mažu atstumu dz . Įvairūs netiesiniai reiškiniai įskaitomi šiek tiek sudėtingiau - kiekvienam iš jų sprendžiama atskira lygtis (30, 31, 32), aprašanti tik tą efektą.

Kerr'o reiškinys elektriniam laukui aprašomas (30a) diferencialine lygtimi. Laikant, kad ši lygtis nesurišta su kitomis, ją galime išspręsti. Pluoštui nusklidus medžiagos storį dz kompleksinio elektrinio lauko pokytis bus $T = E(z + dz)/E(z)$. Pokytis vien dėl *Kerr'o* efekto bus aprašomas (30b) lygtimi. Galima pastebėti, kad šis pokytis yra tik fazinis.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = ik_0 n_2 |E|^2 E \quad (30a)$$

$$T_{kerr} = e^{ik_0 n_2 |E|^2 dz} \quad (30b)$$

Šioje ir kitose lygtyse E - pluošto elektrinis laukas, susijęs su intensyvumu $I = |E|^2$, k_0 - bangos skaičius modeliujamai monochromatinei spinduliutei, o n_2 yra netiesinis lūžio rodiklis.

Daugiafotonė sugertis aprašoma (31a) diferencialine lygtimi, kurią išsprendus gauname elektrinio lauko pokytį dėl sugerties T_{MPI} . Kadangi T_{MPI} yra realus skaičius, tad elektrinio lauko pokytis bus tik amplitudinis.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{\beta_K}{2} I^{K-1} E \quad (31a)$$

$$T_{MPI} = e^{-\frac{\beta_K}{2} I^{K-1} dz} \quad (31b)$$

Plazmos įtaka lazerio spinduliuotei aprašoma lygtimis (32a) ir (32b). Jose esantys plazmos tankis ρ ir kompleksinis stabdomosios spinduliuotės skerspjūvis σ yra aptarti teoriniame įvade, (21, 22) išraiškomis. Taip pat kaip ir aprašant kitus netiesinius reiškinius, galime pastebėti, jog lazerio pluošto elektrinio lauko pokytis dėl plazmos įtakos gali būti tiek fazinis, tiek amplitudinis nes dydis σ yra kompleksinis.

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{\sigma(\omega)}{2} \rho E \quad (32a)$$

$$T_{plasma} = e^{-\frac{\sigma(\omega)}{2} \rho dz} \quad (32b)$$

Apskaičiavus kiekvieno reiškinio indėlį visas bendras netiesinis poveikis per atstumą dz apskaičiuojamas:

$$E(z + dz) = E(z) \cdot T_{kerr} \cdot T_{MPI} \cdot T_{plasma} \quad (33)$$

Čia $E(z + dz)$ - elektrinis laukas po sklidimo per dz storio sluoksnį, $E(z)$ - elektrinis laukas prieš sklidimą dz atstumu.

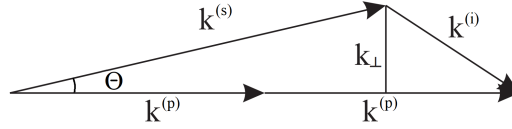
Štai tokiu būdu atskirai skaičiuojant difrakcijos ir netiesinių reiškinių indėlius mažais žingsniais vykdomas pluošto sklidimas išilgai modeliuojamos medžiagos. Sekančiame skyriuje aptariami modeliavimo rezultatai ir pastebėtos bendros tendencijos.

Šiame darbe naudota skaitmeninio modeliavimo metodika paremta [32] šaltiniu.

2.3. Fazinio sinchronizmo sąlygos moduliaciniam nestabilumui

Šiame darbe nagrinėjamas moduliacinis nestabilumas yra stipriai susijęs su keturbangiu maišymu. *G. G. Luther et al.* darbuose [33] pirmąkart buvo pasiūlyta, jog didžiausias moduliacinio nestabilumo sukeltas spinduliuotės stiprinimas vyks būtent ties tais kampais ir bangos ilgiais, ties kuriais stebimas efektyvus keturbangis maišymas (t.y. tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga).

Čia aprašysime, kaip teoriškai įsivertinamas fazinio sinchronizmo kampas, ties kuriuo stebima naujų erdvinių dažnių generacija. Paprastumo dėlei skaičiuosime ne patį kampą, o per sąryšį $\theta = \arctan(k_{\perp}/k^{(p)})$ su juo susijusį skersinį bangos vektorių k_{\perp} .



12 pav.: Nekolinearaus keturbangio maišymo fazinio sinchronizmo schema.

Panagrinėkime fazinio sinchronizmo sąlygas monochromatinių plokščių bangų atveju. Nagrinėjami bangos vektoriai išsidėstę pagal vektoriinę diagramą (12 pav.). Šiems vektoriams galioja vektorinė sąlyga:

$$\vec{k}^{(s)} + \vec{k}^{(i)} - 2\vec{k}^{(p)} = 0 \quad (34)$$

Jei laikysime, jog visos dalyvaujančios bangos monochromatinės, signalinės ir šalutinės bangų vektoriai bus vienodo ilgio ir galėsime paprastai išsireikšti skersinį bangos vektorių k_{\perp} :

$$k_{\perp} = \sqrt{(k^{(s)})^2 - (k^{(p)})^2} \quad (35)$$

Šių vektorių ilgiai apskaičiuojami iš erdvinės dispersijos (11 pav.) kreivės (tiksliau iš jas aprašančios formulės (29)) pagal $k = \sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2}$. Papildomai jie turi pataisas dėl netiesinių reiškinių: kaupinimo bangos vektorius $k^{(p)}$ įgyja pataisą dėl fazinės moduliacijos, o signalinės $k^{(s)}$ ir šalutinės bangos $k^{(i)}$ vektoriai įgyja pataisą dėl kryžminės fazės moduliacijos. Čia svarbu paminėti, jog ši pataisa yra dvigubai didesnė nei pataisa dėl fazinės moduliacijos. Taigi, bangos vektorių ilgiai:

$$k^{(p)} = k_z(0) + \frac{2\pi n_2 I}{\lambda} \quad (36)$$

$$k^{(s,i)} = \sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2} + \frac{4\pi n_2 I}{\lambda} \quad (37)$$

Kur $k_z(0)$ yra bangos vektoriaus ilgis spinduliutei sklindančiai ant optinės ašies. Erdvinės dispersijos grafike (11 pav.) tai atitiktų $k_{\perp} = 0$ tašką.

Fazinio sinchronizmo kampas (skersinis bangos vektorius k_{\perp}) randamas sprendžiant iš (29), (35), (36), (37) sudarytą lygčių sistemą. Išreikšti k_{\perp} viena formule yra gan sudėtinga, todėl šiame darbe tokia lygčių sistema yra sprendžiama simbolinę matematiką interpretuojančiu programiniu paketu *MAPLE*.

3 Rezultatai ir jų aptarimas

Skaitmeniškai modeliuojamas netiesinis lazerinio pluošto sklaidimas modifikuotos erdvinės dispersijos terpėse - fotoniniuose kristaluose. Praeitame skyriuje aptartu metodu skaičiuojama kompleksinio elektrinio lauko erdvinė priklausomybė, iš kurios įsivertinamos įvairios lazerinio pluošto sklaidimo charakteristikos, tokios kaip: pluošto skersiniai ir išilginiai matmenys, intensyvumas, netiesinio židinio vieta ir t.t. Tiriama, kaip šios charakteristikos priklauso nuo erdvinės dispersijos parametrų $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} .

3.1. Pluošto evoliucija

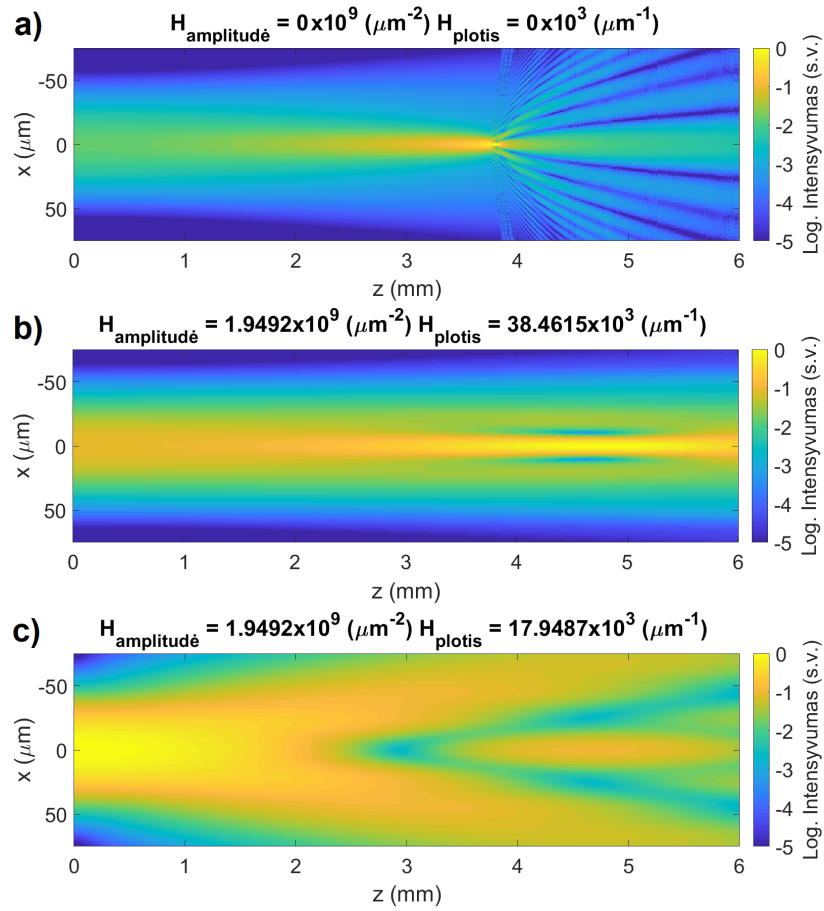
Atlikus pluošto sklaidimo skaitmeninį modeliavimą medžiagose, turinčiose skirtingą erdvinę dispersiją, buvo pastebėta keletas dėsningumų. Išskirtiniams atvejams pateikiamos pluošto intensyvumo ir erdvinio spektro evoliucijos (13 pav.) (14 pav.).

Kaip matome 13 pav. a) pavaizduotas netiesinis pluošto sklaidimas terpe be erdvinės dispersijos modifikacijos. Tai bus naudojama kaip atraminis atvejis siekiant įsivertinti fotoninio kristalo įtaką pluošto evoliucijai. Tokioje terpėje stebimas lazerinio pluošto susitraukimas iki mažų matmenų dėka šviesos pluoštų fokusavimosi ir susidaro trumpa, mažiau nei milimetro ilgio šviesos gija

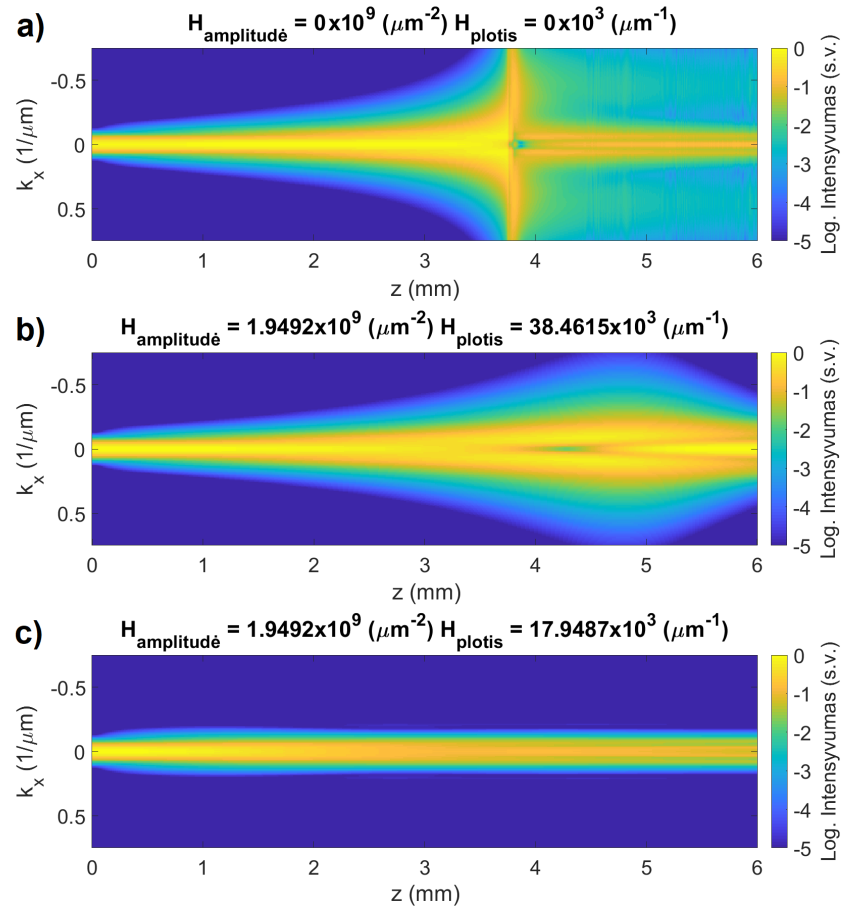
Tokioje gijoje pasiekiamas spinduliuotės intensyvumas yra apribotas susidarančios plazmos ir siekia apie $28TW/cm^2$. Apie gijos susidarymą tai pat liudija ties netiesinio židinio pozicija atsiradęs platus naujų erdvinių komponentų spektras (14 pav. a).

Jei tą patį pluoštą paleistume sklisti terpe, kurios erdvinė dispersija modifikuota, turėtume jau kiek kitokį sklaidimą. Priklausomai nuo to kaip erdvinės dispersijos kreivė išlinkusi, galime išgauti sklaidimą panašų į bet kurį iš šių grafikų (13 pav.).

Jei sugebame parinkti parametrus ties kuriais vyksta savikolimacijos reiškinys, t.y. erdvinės dispersijos kreivė tampa plokščia, galime išgauti sklaidimą tokį, koks pavaizduotas 13 pav. b). Taip gaunama ilga, kristale nedifraguojanti zona, kurią atitinkantis erdvinis spektras išplinta žymiai mažiau (14 pav. b) negu išplistų difrakcinėje terpėje (14 pav. a). Taip pat tokiu atveju pasiekiamas spinduliuotės intensyvumas yra beveik eile žemesnis $I_{maks} \approx 5TW/cm^2$ negu būtų pasiekiamas tokiomis pačiomis sąlygomis nemonifikuotoje terpėje.



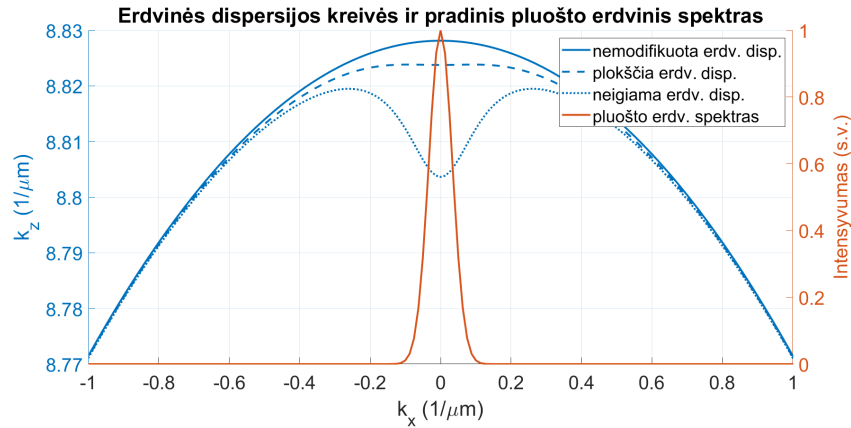
13 pav.: Sumodeliuoto šviesos pluošto intensyvumo skirstiniai jam sklindant išilgai z ašies: a) nemodifikuotoje terpėje ($B = 14.9$, $I_{maks} = 28.4 \text{ TW/cm}^2$), b) terpėje kurioje erdvinė dispersija plokščia ($B = 16.6$, $I_{maks} = 4.6 \text{ TW/cm}^2$), c) terpėje kurioje erdvinė dispersija neigiama ($B = 1.1$, $I_{maks} = 0.4 \text{ TW/cm}^2$).



14 pav.: Sumodeliuoto šviesos pluošto erdviniai spektrai jam sklindant išilgai z ašies: a) nemodifikuotoje terpėje, b) terpėje kurioje erdvinė dispersija plokščia, c) terpėje kurioje erdvinė dispersija neigiama.

Jeigu erdvinės dispersijos kreivė išlinkusi į kitą pusę: pluoštas yra išsklaidomas, o šviesos gija išvis nesusidaro (13 pav. c). Tokio pluošto erdvinis spektras beveik nekinta, dėka minimalios netiesinių reiškinių įtakos, atsirandančios dėl mažo intensyvumo (14 pav. c).

Šioje dalyje aptartos erdvinės dispersijos kreivės bei pluošto erdvinis spektras pavaizduoti 15 pav. Kadangi lazerinio pluošto erdvinis spektras yra pakankamai siauras (spinduliuotė kolimuota), toks pluoštas "mato" tik teigiamai, neigiamai išlinkusią arba plokščią erdvinės dispersijos kreivę.



15 pav.: Erdvinės dispersijos kreivės, atitinkančios 13 pav. esančius parametrus. Nemodifikuota erdvinė dispersija: $H_{amplitudė} = 0 \mu m^{-2}$ ir $H_{plotis} = 0 \mu m^{-1}$, plokščia erdvinė dispersija: $H_{amplitudė} = 1.9492 \times 10^9 \mu m^{-2}$ ir $H_{plotis} = 38.4615 \times 10^3 \mu m^{-1}$, neigiama erdvinė dispersija: $H_{amplitudė} = 1.9492 \times 10^9 \mu m^{-2}$ ir $H_{plotis} = 17.9487 \times 10^3 \mu m^{-1}$. Palyginimui atvaizduotas pradinis pluošto erdvinis spektras.

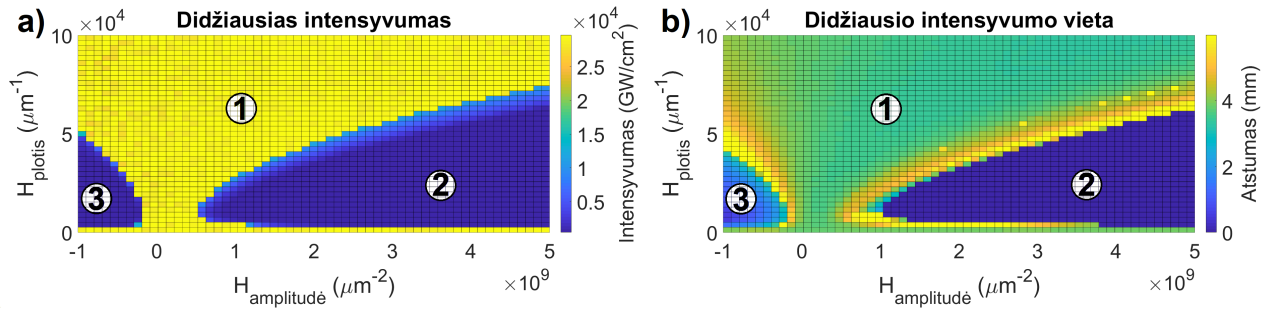
3.2. Pluošto charakteristikų parametrinis tyrimas

Pluošto sklidimą ir su juo susijusias įvairias pluošto charakteristikas galima apibendrinti parametru erdvės grafikais: 16 pav. ir 17 pav. Juose pavaizduotos įvairių charakteristikų priklausomybės nuo erdvinės dispersijos parametru $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} . Pagal sklidimo pobūdį šie grafikai suskirstyti į 3 zonas.

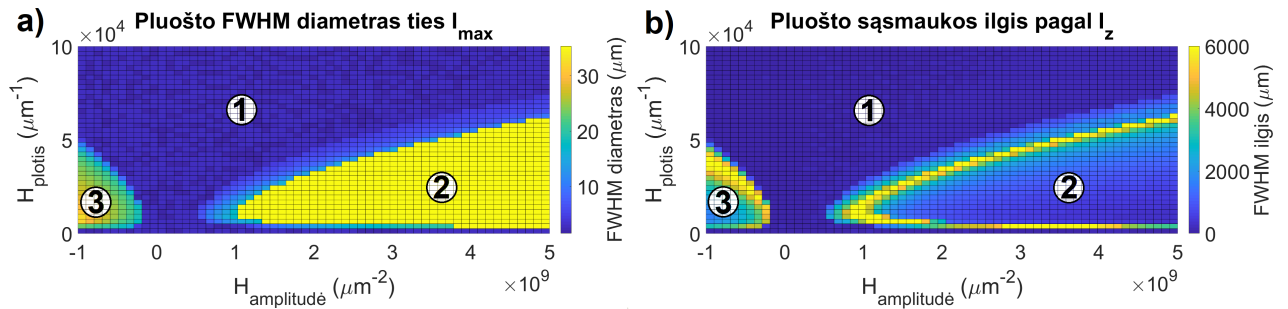
Pirmojoje zonoje stebimas lazerinio pluošto sklidimas, kaip 13 pav. a). Čia erdvinės dispersijos kreivė, nors ir modifikuota lygtimi (27), tačiau vis dar išlaiko teigiamą išlinkį. Toks pluoštas laikomas kolapsavusiu ir formuojančiu šviesos giją.

Antrojoje zonoje pluošto sklidimas panašus į tokį koks matomas (13 pav. c), o erdvinė dispersija turi jau priešingą (neigiamą) išlinkį.

Trečioji zona išsiskiria tuo, jog ji pasiekama parametru $H_{amplitudė}$ įgyjant neigiamas reikšmes. Tai reiškia, jog erdvinės dispersijos kreivė įgyja dar didesnį teigiamą išlinkį. To pasekoje difrakcija veikia pluoštą dar stipriau ir jį išsklaido, šitaip neleidama susidaryti šviesos gijai. Pluošto evoliucija tokioje terpėje mažai kuo skiriasi nuo tokios kokia stebima 2 zonoje (13 pav. c).

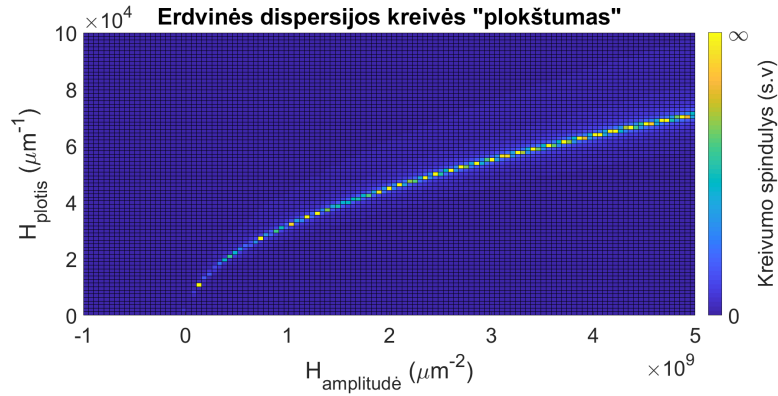


16 pav.: 3D fotoninio kristalo pluošto sklidimo charakteristikos $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} parametrų erdvėje: a) didžiausias pasiekiamas intensyvumas, b) netiesinio židinio (didžiausio intensyvumo) pozicija kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu. Ši parametrų erdvė padalinta į zonas: 1, 2 ir 3.



17 pav.: 3D fotoninio kristalo pluošto sklidimo charakteristikos $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} parametrų erdvėje: a) pluošto plotis pusės aukštyje (pjūvis x ašyje), b) pluošto sąsmaukos ilgis (pjūvis z ašyje). Ši parametrų erdvė padalinta į zonas: 1, 2 ir 3.

Tarp pirmos ir antros zonos egzistuoja tiksli riba. Ši riba sutampa su parametrais, ties kuriais erdvinės dispersijos kreivė tampa plokščiausia. Tą galime pamatyti palyginę grafikus 16 pav. ir 17 pav. su 18 pav. Riba tarp antros ir trečios zonos nėra tokia pat aiški. Šias zonas skiria vyraujantys reiškiniai. Trečiojoje zonoje difrakcijos reiškinys stipresnis nei fokusavimasis, o antrojoje - priešingai, pluošto fokusavimasis nustelbia modifikuotą difrakciją.



18 pav.: Erdvinės dispersijos kreivės spindulys (taške $k_{x,y} = 0$) $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} parametru erdvėje. Paskaičiuota naudojantis $R = \left| \frac{(1+y'^2)^{\frac{3}{2}}}{y''} \right|$, kur $y' = \frac{dk_z}{dk_x}$ ir $y'' = \frac{d^2k_z}{dk_x^2}$. Didelis spindulys atitinka plokščią erdvinės dispersijos kreivės viršūnę.

Iš 16 pav. matome, kad pluoštui kolapsavus į šviesos giją, nepriklausomai nuo kristalo parametru $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} , židinyje pasiekiamas tas pats intensyvumas $28TW/cm^2$, kuri nulemia plazmos generacija. Jei gija nesusidaro, pasiekiamas intensyvumas yra daugiau nei eile mažesnis. Susidarančio netiesinio židinio pozicija priklauso nuo nagrinėjamų parametru. Artėjant prie zonas skiriančių ribų, netiesinio židinio vieta tolsta į begalybę.

Iš 17 pav. matome, jog kolapsavusio į šviesos giją pluošto diametras bei ilgis mažai kinta atitinkamose parametru erdvės zonose. Tik artėjant prie 1 ir 2 zonas skiriančių ribų, pluoštas tampa savikolimtuotas, ko pasekoje susidaro nedifraguojanti ilga pluošto sąsmauka. Panaši situacija vyksta ir 1 bei 3 zonų sandūroje. Čia fokusavimosi ir difrakcijos reiškiniai vienas kitą kompensuoja. Dėl to taip pat susidaro ilga didelio intensyvumo sąsmauka.

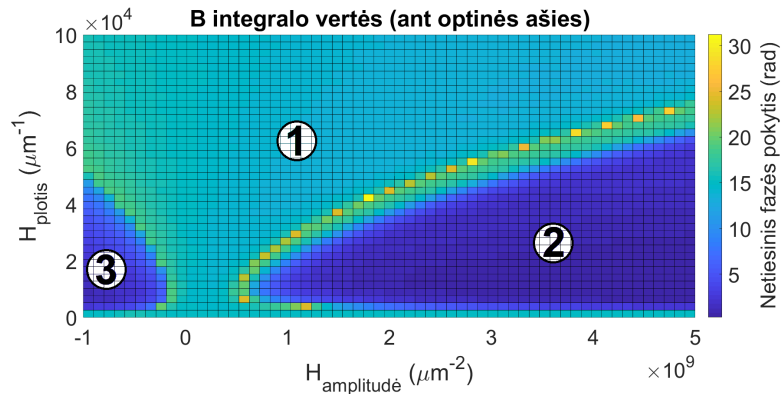
3.3. Suminis fazinės savimoduliacijos kiekis

Esamu skaitmeniniu modeliu tiesiogiai nagrinėti superkontinuumo generacijos, deja, negalime. Tam mums reiktų papildomai įskaityti laikinę impulso dinamiką ir chromatinę dispersiją. Artimiausias netiesinių reiškinų parametras, kuri galime įsivertinti būtų B integralas. Šis dydis yra tiesiogiai susijęs su spektro išplitimu dėl fazinės savimoduliacijos.

Kelios B integralo vertės ties įvairiomis erdvinės dispersijos parametru $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} vertėmis įvardytos 13 pav. Terpėje, kurioje erdvinė dispersija yra kitokios formos, B integralas įgyja vertes pavaizduotas 19 pav. Kaip matome, jei pluoštas kolapsuoja į giją (1 zona), B integralas įgyja didelę vertę, kuri šioms pradinėms sąlygoms visada lygi apie $15rad$. Tokia aukšta B integralo vertė taip pat lydima aukšto didžiausio pasiekiamo intensyvumo, apie

$I_{maks} = 28TW/cm^2$. Gijai nesusidarant B integralo vertė neviršija kelių *rad*, o pasiekiamas maksimalus spinduliuotės intensyvumas I_{maks} yra keliomis eilėmis žemesnis.

Realybėje didžiausias pasiekiamas pluošto intensyvumas nulemia kaip sparčiai vyskta kristalo degradacija. Idealus variantas būtų turėti žemą pluošto intensyvumą, tačiau aukštą netiesinių reiškinių įtaką (didelę B integralo vertę). Tą galima pasiekti, kai turime labai ilgą didelio intensyvumo zoną. Būtent tai ir gauname kai modifikuota difrakcija sukuria kolimuotą pluoštą, koks pavaizduotas 13 pav. b). B integralo vertė yra didesnė nei $15rad$, o pasiekiamas intensyvumas yra daug kartų mažesnis, nei stebėtume susidarant šviesos gijai. Iš to išplaukia svarbus pastebėjimas: ribos tarp 1, 2 ir 3 zonų, kuriose pluoštas kolimuojamas, yra puikūs parametų rinkiniai siekiant išgauti fazinę savimoduliaciją (tuo pačiu ir spektro plitimą) ties kuo mažesniu spinduliuotės intensyvumu.



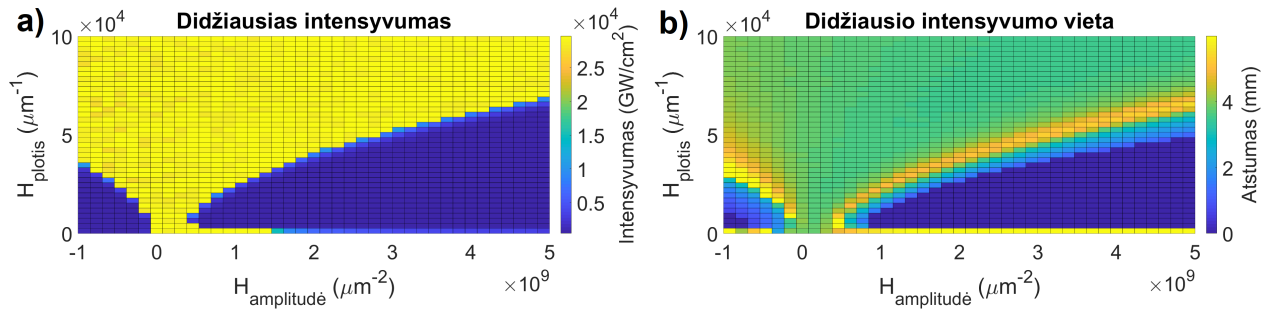
19 pav.: B integralo priklausomybė nuo 3D fotoninio kristalo erdvinės dispersijos parametų $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} . Ši parametų erdvė padalinta į zonas: 1, 2 ir 3.

3.4. 2D fotoniniai kristalai

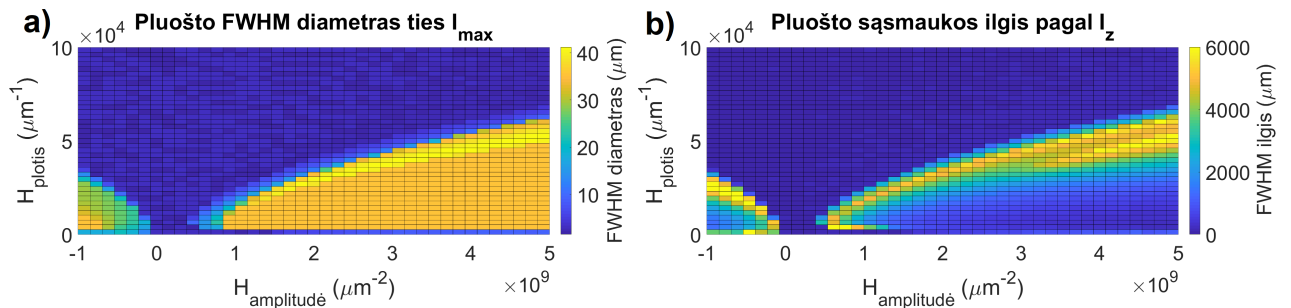
Šiame darbe nagrinėtą modifikuotos erdvinės dispersijos terpę dar kitaip galima pavadinti 3D fotoniniu kristalu. Lygiai tokį patį tyrimą galime pakartoti modeliuodami pluošto sklidimą 2D fotoniniu kristalu. Tai atliekama pakeitus anksčiau apibrėžtą (27) perdavimo funkciją H į (28) lygtį.

Toks kristalas x ašyje turės modifikuotą perdavimo funkciją, o y ašyje turėsime perdavimo funkciją būdingą visiškai nmodifikuotai terpei. Realybėje dvimatis fotoninis kristalas galėtų būti suformuotas femtosekundiniu lazeriu įrašant didesnio lūžio rodiklio zonas - linijas. Trimačio kristalo atveju tos linijos jau būtų moduluotos, tai yra, vietoje linijų turėtume didesnio lūžio rodiklio taškus. Dėl savo paprastesnės gamybos būtent dvimačiai fotoniniai

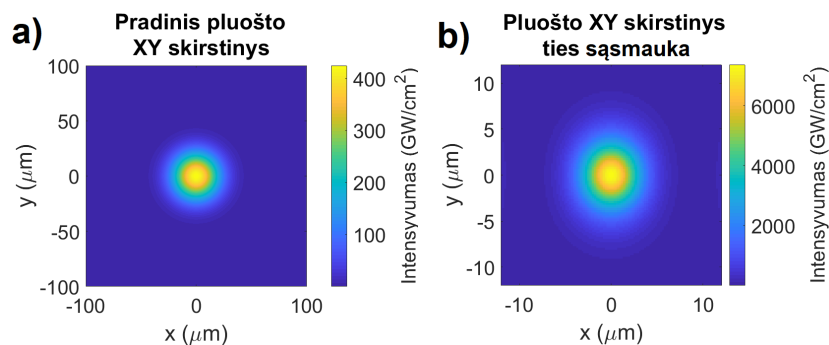
kristalai yra tikėtina, jog bus formuojami ši darbą tęsiančiuose eksperimentuose. Palyginę 16 pav. su 20 pav. ir 17 pav. su 21 pav., galime teigti, kad visos anksčiau aptartos tendencijos galioja ir 2D fotoninių kristalų atveju. Tiek trimačiuose, tiek dvimačiuose kristaluose pasiekiami beveik tie patys intensyvumai, netiesinio židinio vieta bei pluošto matmenys. Pagrindinis tokio kristalo skirtumas nuo trimačio yra tas, jog ši neizotropinė terpė formuoja pluoštą pasižymintį silpnu elipsiškumu, kaip tai pavaizduota 22 pav.



20 pav.: 2D fotoninio kristalo pluošto sklaidimo charakteristikos $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} parametų erdvėje: a) didžiausias pasiekiamas intensyvumas, b) netiesinio židinio (didžiausio intensyvumo) pozicija kristalo priekinio paviršiaus atžvilgiu.



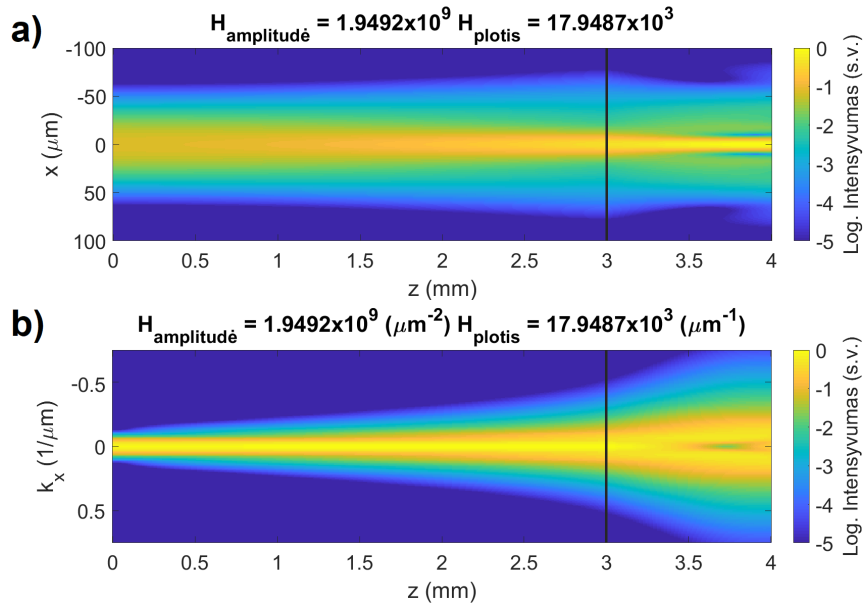
21 pav.: 2D fotoninio kristalo pluošto sklaidimo charakteristikos $H_{amplitudė}$ ir H_{plotis} parametų erdvėje: a) pluošto plotis pusės aukštyje (pjūvis x ašyje), b) pluošto sąsmaukos ilgis (pjūvis z ašyje).



22 pav.: 2D fotoniniu kristalu sklindančio savikolimavimo pluošto a) pradinis skirstinys, b) skirstinys ties susiformavusia pluošto sąsmauka. Šie paveikslėliai vaizduoja pluošto sklaidimą plokščios erdvinės dispersijos fotoniniu kristalu.

3.5. Mažesnių matmenų fotoniniai dariniai

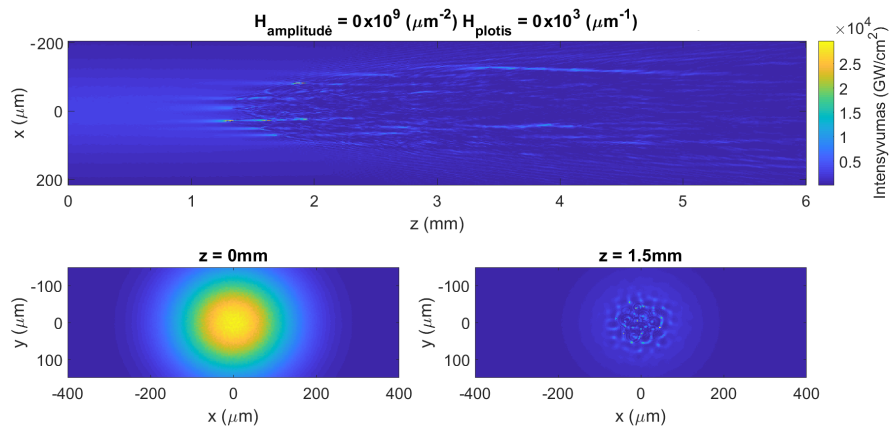
Didelių fotoninių kristalų gamyba yra sudėtingas, daug laiko resursų reikalaujantis, uždavins. Siekiant supaprastinti gamybos procesą galima formuoti jungtinius darinius. Juose tik dalis originalaus kristalo ar stiklo turės fotoninę struktūrą. To pavyzdys galėtų būti stiklo bandinys, turintis lūžio rodiklio moduliaciją tik toje vietoje, kurioje įprastai būtų netiesinis židinyje ir susidarytų šviesos gija (kitai tariant bandinio gale). Tokio darinio pranašumas, tas, kad gerokai sutrumpėja fotoninio kristalo gamybos trukmė, tačiau bendros fokusavimosi reiškinio tendencijos išlieka panašios. Trumpesnis fotoninis kristalas pluošto defokusavimą turės atlikti per žymiai trumpesnę atstumą. Siekiant net keletą kartų sumažinti pluošto intensyvumą netiesiniame židinyje mums neužteks plokščios erdvinės dispersijos terpės, kurios naudingumas šiam tikslui buvo pademonstruotas praeituose skyriuose. Tam panaudosime neigiamos erdvinės dispersijos fotoninį kristalą, suformuotą ant bandinio galiuko (23 pav.). Čia pavaizduotu jungtiniu modifikuotos - nmodifikuotos terpės bandiniu sklindantis pluoštas pasiekia intensyvumą $I_{maks} \approx 5TW/cm^2$ ir B integralą $B \approx 11rad$. Intensyvumo ir B integralo vertės, gautos pluoštui sklindant terpe, kuri visa yra modifikuota ir kurioje tik maža bandinio dalis yra fotoninė struktūra, yra palyginamos. Tai parodo, jog nebūtina formuoti labai didelių matmenų bandinius, siekiant prislopinti savifokusavimo reiškinį bet išlaikyti fazinę moduliaciją.



23 pav.: Sumodeliuoto šviesos pluošto sklidimas terpe, turinčia modifikuotos erdvinės dispersijos zoną 1mm nuo bandinio pabaigos. Vertikalus brūkšny skiria modifikuotos - nemoifikuotos erdvinės dispersijos terpes. Paveikslėlyje pavaizduota per tokį kristalą sklindančio pluošto: a) intensyvumo skirstinys, b) erdvinis spektras.

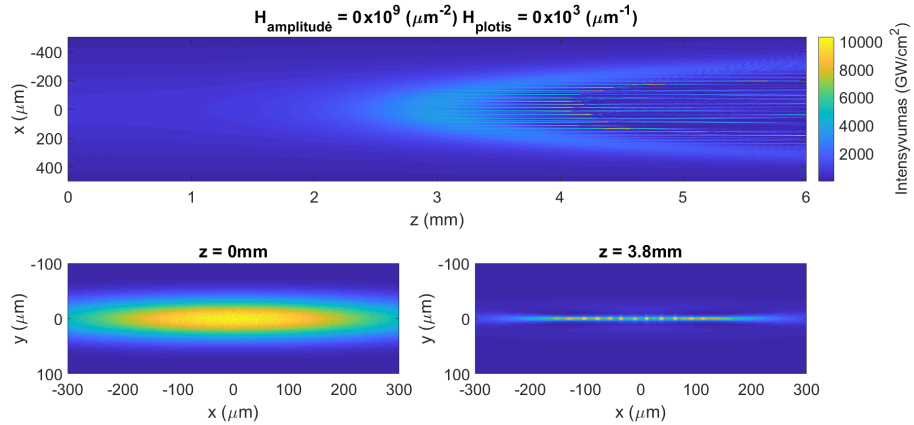
3.6. Daugelio šviesos gijų formavimasis

Daugelio šviesos gijų formavimasis vyksta kai kritinė savifokusacijos galia yra viršijama labai daug kartų. Esant tokioms sąlygoms pluošto sklidimas vyksta taip, kaip pavaizduota 24 pav. Matome, jog pluoštas subyra į daug atsitiktinai išsidėsčiusių šviesos gijų.



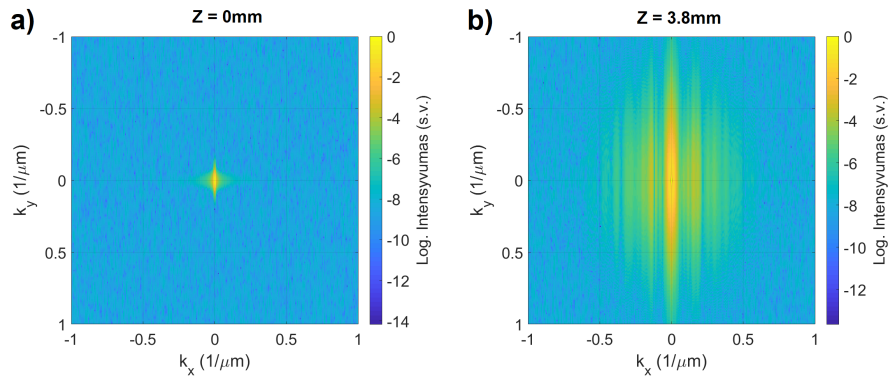
24 pav.: *Gauss'o* pluošto sklidimas daugelio gijų režimu nemoifikuotoje terpėje. Taip pat pavaizduoti pluošto skersiniai pjūviai ties kristalo pradžia $z = 0\text{mm}$ ir vieta, kurioje jau matomos gijos $z = 1.5\text{mm}$. Pluošto diametras $D = 200\mu\text{m}$, o pluošto galia atitinka $30P_{kr}$.

Siekiant tokį procesą sukontroliuoti galima panaudoti elipsinius pluoštus. Jų sklidimas pademonstruotas 25 pav. Nors daugiagijis pluošto sklidimas yra nulemtas atsitiktinio triukšmo stiprinimo, galime pamatyti susiformuojančią tvarkingą šviesos struktūrą: gijos išsidėsto vienoje linijoje, vienodu atstumu viena kitos atžvilgiu, kaip tai pavaizduota 25 pav. apačioje dešinėje.



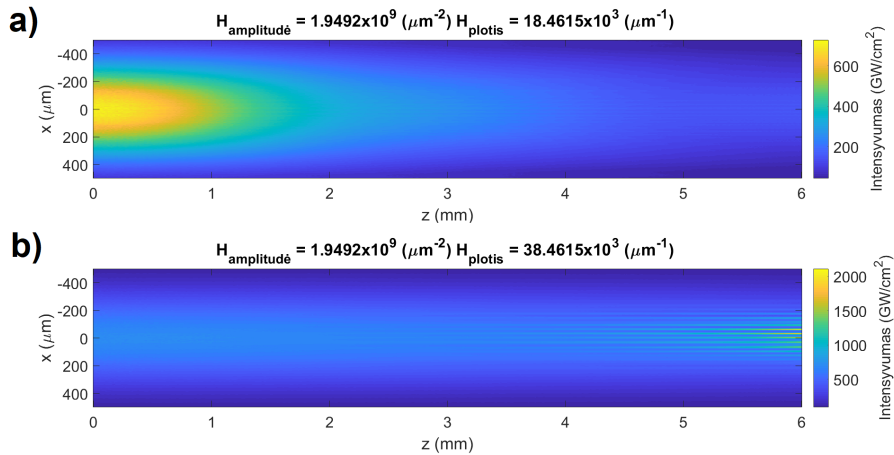
25 pav.: Elipsinio pluošto sklidimas daugelio gijų režimu nmodifikuotoje terpėje (viršuje). Taip pat pavaizduoti pluošto skersiniai pjūviai ties kristalo pradžia $z = 0 \text{ mm}$ ir vieta, kurioje jau matomos gijos $z = 3.8 \text{ mm}$. Pluošto diametras x ašyje - $500 \mu\text{m}$, y ašyje - $50 \mu\text{m}$. Pluošto galia atitinka $20P_{kr}$.

Paveikslėlyje (25 pav.) pademonstruoti tokio elipsinio pluošto erdviniai $k_{x,y}$ spektrai. Palyginę kaip atrodo tolیمasis laukas kompiuterinės simuliacijos pradžioje ir ties susidariusiomis gijomis, matome, kad, pluošto spektras išplinta k_y ašimi ir susidaro papildomų erdvinų dažnių juostos k_x ašyje. Erdvinio spektro plitimas atsiranda dėka *Kerr'o* reiškinių sukulto pluošto fokusavimo, o papildomų juostų kilmė paaiškinama pluošto kolapsu į daugelį vienodu atstumu išsidėsčiusių gijų. Tiksliai šių papildomų juostų pozicija nulemia kokiu atstumu stebėsime viena kitos atžvilgiu išsidėsčiusias šviesos gijas.



26 pav.: Elipsinio pluošto (25 pav.) erdviniai spektrai: a) kristalo pradžioje, b) kristalo viduryje, kur susidaro šviesos gijos.

Siekiant įgauti dar daugiau kontrolės daugelio gijų eksperimentuose, taip pat galima panaudoti fotoninius darinius. Šviesos gijų susiformavimą galima pilnai arba dalinai užslopinti, kaip tai pavaizduota (27 pav.). Prislopinus gijų formavimąsi, šviesos pasiekiamas intensyvumas yra keliais kartais mažesnis, nei toks, koks būtų pasiekiamas įprastai.

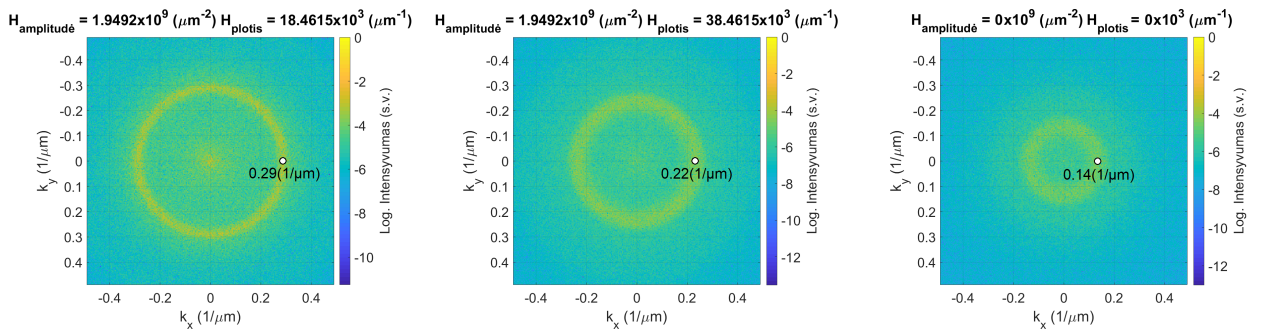


27 pav.: Elipsinio lazerinio pluošto sklaidimas terpėmis pasižyminčiomis: a) neigiama erdvine dispersija ir b) plokščia erdvine dispersija. Šviesos gijų formavimasis užslopintas: a) pilnai (pluoštas išsklaidytas) ir b) dalinai. Pluošto diametras x ašyje - $500\mu\text{m}$, y ašyje - $50\mu\text{m}$. Pluošto galia atitinka $20P_{kr}$.

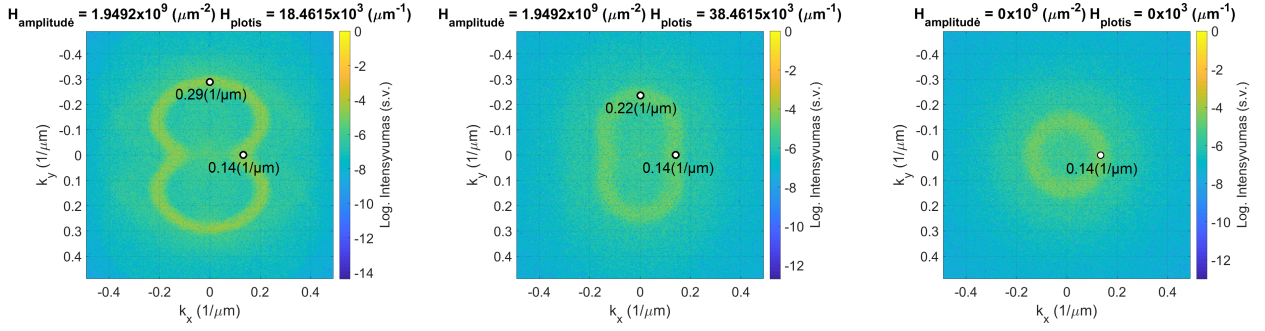
3.7. Moduliacinis nestabilumas

Toliau panagrinėsime ties kokiais kampais (skersiniais bangos vektoriais k_{\perp}) vyksta naujų erdviųjų dažnių generacija, t.y. kada turėsime efektyvų atsitiktinio triukšmo stiprinimą dėka moduliacinio nestabilumo.

Siekiant modeliavimo rezultatus gebėti palyginti su teorija pradinis pluoštas pakeičiamas plokščia monochromatine banga su papildomai uždėtu 1% triukšmu. Analizuojamas tokio bangų paketo erdvinis spektras jam nusklidus visą kristalo atstumą. Pradinis erdvinis spektras yra triukšmingas ir sudarytas iš taško, ties pozicija $k_x = 0$ ir $k_y = 0$. Vykstant netiesinei sąveikai, dėka keturbangio maišymo proceso, šis spektras pakinta: generuojami nauji erdviniai dažniai, stebimi kaip žiedas ar kita forma erdviniam spektre. Paveikslėliuose (28 pav.) ir (27 pav.) pavaizduoti šie erdviniai spektrai atitinkamai trimačiams ir dvimačiams fotoniniams dariniams. Pagal skyriuje *skaitmeninio modeliavimo metodika* aprašytą teoriją taip pat apskaičiuoti teoriniai fazinio sinchronizmo kampai ir atvaizduoti tuose pat paveikslėliuose. Kaip matome, kampai (skersiniai bangos vektoriai), gauti teoriškai ir modeliuojant, praktiškai sutampa. Šis faktas patvirtina, jog daugelio gijų susiformavimas įvyksta dėka mažų intensyvumo perturbacijų augimo, kuri nulemia keturbangio maišymo procesas.



28 pav.: Lazerinio pluošto erdviniai spektrai po sklidimo per 3D fotoninį kristalą: kairėje - neigiamos erdvinės dispersijos, viduryje - plokščios erdvinės dispersijos, dešinėje - teigiamos (nemodifikuotos) erdvinės dispersijos. Pradinis pluoštas pakeistas plokščia monochromatine banga. Pažymėti taškai žymi, pagal skyrių *skaitmeninio modeliavimo metodika* teoriškai apskaičiuotus fazinio sinchronizmo kampus (skersinius bangos vektorius).



29 pav.: Lazerinio pluošto erdviniai spektrai po sklaidimo per 2D fotoninį kristalą: kairėje - y ašyje neigiamos, x ašyje nemonifikuotos erdvinės dispersijos, viduryje - y ašyje plokščios, x ašyje nemonifikuotos erdvinės dispersijos, dešinėje - abiejose ašyse teigiamos (nemonifikuotos) erdvinės dispersijos. Pradinis pluoštas pakeistas plokščia monochromatine banga. Pažymėti taškai žymi, pagal skyrių *skaitmeninio modeliavimo metodika* teoriškai apskaičiuotus fazinio sinchronizmo kampus (skersinius bangos vektorius).

Kontroliuodami erdvinės dispersijos kreives laisvai, galime išgauti labai plačią įvairovę galimų pluošto erdviųjų spektrų. Deja, tikėtis, jog realiuose eksperimentuose erdvinės dispersijos kreivę galime keisti kaip norime yra naivu. Realybėje tik maža aibė tokių terpių yra įmanoma suformuoti įrašant modifikuoto lūžio rodiklio linijas į stiklą ar kitais panašiais fotolinių kristalų gamybos metodais.

Išvados

1. Kontroliuodami fotoninio kristalo erdvinę dispersiją galime valdyti lazerinio pluošto sklidimo pobūdį. Kai erdvinės dispersijos kreivė, tam tikrame sklidimo kampų diapazone, tampa plokščia, gauname savikolimuotą sklidimą. Vykstant tokiam pluošto sklidimui susidaro ilga, kelis mm besitęsianti didelio intensyvumo zona - sąsmauka.
2. Panašų efektą galima išgauti erdvinės dispersijos kreivę dar labiau išlenkus teigiama kryptimi. Tokiu atveju šviesos pluoštą veiks fokusavimosi bei dar stipresnis difrakcijos reiškiniai. Esant jų vienodam, bet priešingo ženklo poveikiui taip pat gali susidaryti ilga didelio intensyvumo zona.
3. Pasiekus kolimuotą lazerinio pluošto sklidimą fotoniniu kristalu, galima tikėtis panašaus ir net didesnio kiekio fazinės savimoduliacijos, koks yra stebimas pluoštui formuojant šviesos giją. Tuo pačiu pasiekiamas kelis kartus mažesnis spinduliuotės intensyvumas gali padėti išvengti įprastai šviesos gijoje stebimos kristalo degradacijos.
4. Keičiant medžiagos erdvinę dispersiją galima kontroliuoti sąlygas moduliaciniam nestabilumui vykti, kuomet dėka mažų intensyvumo perturbacijų augimo, kurį nulemia keturbangio maišymo procesas, pluoštas subyra į daug gijų.

Literatūra

- [1] Y.-C. Cheng, C.-H. Lu, Y.-Y. Lin, and A. H. Kung, Supercontinuum generation in a multi-plate medium, *Opt. Express*, **24**(7), 7224–7231 (2016), ISSN 1094-4087, doi: 10.1364/OE.24.007224.
- [2] L. Rayleigh, XVII. On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, London, Edinburgh, and Dublin *Philosophical Magazine and Journal of Science*, **24**(147), 145–159 (1887), ISSN 1941-5982, doi:10.1080/14786448708628074.
- [3] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(20), 2059–2062 (1987), ISSN 1079-7114, doi: 10.1103/PhysRevLett.58.2059.
- [4] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in three dimensionally modulated periodic dielectric structures, *J. Phys. Colloques*, **48**(C5), C5–615–C5–616 (1987), ISSN 0449-1947, doi:10.1051/jphyscol:19875132.
- [5] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, NJ, USA, 2008), ISBN 978-0-69112456-8.
- [6] G. von Freymann, A. Ledermann, M. Thiel, I. Staude, S. Essig, K. Busch, and M. Wegener, Three-Dimensional Nanostructures for Photonics, *Adv. Funct. Mater.*, **20**(7), 1038–1052 (2010), ISSN 1616-301X, doi:10.1002/adfm.200901838.
- [7] C. C. Cheng and A. Scherer, Fabrication of photonic band-gap crystals, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, **13**(6), 2696 (1998), ISSN 1071-1023, doi:10.1116/1.588051.
- [8] C. M. Soukoulis, The history and a review of the modelling and, *Nanotechnology*, **13**(3), 420–423 (2002), ISSN 0957-4484, doi:10.1088/0957-4484/13/3/335.
- [9] L. Maigyte, *Shaping of light beams with photonic crystals : spatial filtering, beam collimation and focusing*, Ph.D. thesis, Universitat Politècnica de Catalunya (2014).

- [10] K. Staliunas and R. Herrero, Nondiffractive propagation of light in photonic crystals, *Phys. Rev. E*, **73**(1), 016601 (2006), ISSN 2470-0053, doi:10.1103/PhysRevE.73.016601.
- [11] P. T. Rakich, M. S. Dahlem, S. Tandon, M. Ibanescu, M. Soljačić, G. S. Petrich, J. D. Joannopoulos, L. A. Kolodziejski, and E. P. Ippen, Achieving centimetre-scale supercollimation in a large-area two-dimensional photonic crystal - *Nature Materials*, *Nat. Mater.*, **5**, 93–96 (2006), ISSN 1476-4660, doi:10.1038/nmat1568.
- [12] C. Chen, A. Sharkawy, D. M. Pustai, S. Shi, and D. W. Prather, Optimizing bending efficiency of self-collimated beams in non-channel planar photonic crystal waveguides, *Opt. Express*, **11**(23), 3153–3159 (2003), ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.11.003153.
- [13] D. Zhao, J. Zhang, P. Yao, X. Jiang, and X. Chen, Photonic crystal Mach-Zehnder interferometer based on self-collimation, *Appl. Phys. Lett.*, **90**(23), 231114 (2007), ISSN 0003-6951, doi:10.1063/1.2746942.
- [14] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, Superprism phenomena in photonic crystals, *Phys. Rev. B*, **58**(16), R10096–R10099(R) (1998), ISSN 2469-9969, doi:10.1103/PhysRevB.58.R10096.
- [15] S. Shi, A. Sharkawy, C. Chen, D. M. Pustai, and D. W. Prather, Dispersion-based beam splitter in photonic crystals, *Opt. Lett.*, **29**(6), 617–619 (2004), ISSN 1539-4794, doi:10.1364/OL.29.000617.
- [16] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, Self-trapping of optical beams, *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 479–482 (1964), doi:10.1103/PhysRevLett.13.479.
- [17] J. H. Marburger, Self-focusing: Theory, *Prog. Quantum Electron.*, **4**, 35–110 (1975), ISSN 0079-6727, doi:10.1016/0079-6727(75)90003-8.
- [18] V. Marčiulionytė, *Comparative study of UV supercontinuum generation in sapphire BaF₂ and CaF₂ crystals pumped by second harmonic pulses from Yb:KGW laser*, Master’s thesis, Vilnius University (2021).
- [19] D. Majus, V. Jukna, G. Valiulis, and A. Dubietis, Generation of periodic filament arrays by self-focusing of highly elliptical ultrashort pulsed laser beams, *Phys. Rev. A*, **79**(3), 033843 (2009), ISSN 2469-9934, doi:10.1103/PhysRevA.79.033843.

- [20] H. Schroeder, J. Liu, and S. L. Chin, From random to controlled small-scale filamentation in water, *Opt. Express*, **12**(20), 4768–4774 (2004), ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OPEX.12.004768.
- [21] V. P. Kandidov, N. Akozbek, M. Scalora, O. G. Kosareva, A. V. Nyakk, Q. Luo, S. A. Hosseini, and S. L. Chin, Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse, *Appl. Phys. B*, **80**(2), 267–275 (2005), ISSN 1432-0649, doi:10.1007/s00340-004-1677-1.
- [22] R. Boyd, *Nonlinear Optics, Third Edition* (Academic Press, Inc., USA, 2008), 3rd edition, ISBN 0123694701.
- [23] M. Göppert-Mayer, Über elementarakte mit zwei quantensprüngen, *Annalen der Physik*, **401**(3), 273–294 (1931), doi:<https://doi.org/10.1002/andp.19314010303>.
- [24] L. Keldysh et al., Ionization in the field of a strong electromagnetic wave, *Sov. Phys. JETP*, **20**(5), 1307–1314 (1965).
- [25] L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, S. Tzortzakis, and A. Mysyrowicz, Femtosecond Laser - Induced Damage and Filamentary Propagation in Fused Silica, *Phys. Rev. Lett.*, **89**(18), 186601 (2002), ISSN 1079-7114, doi:10.1103/PhysRevLett.89.186601.
- [26] C. Z. Tan, Determination of refractive index of silica glass for infrared wavelengths by IR spectroscopy, *J. Non-Cryst. Solids*, **223**(1), 158–163 (1998), ISSN 0022-3093, doi:10.1016/S0022-3093(97)00438-9.
- [27] D. Milam, Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Appl. Opt.*, **37**(3), 546–550 (1998), ISSN 2155-3165, doi:10.1364/AO.37.000546.
- [28] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Z. Wu, H. Yang, and Q. Gong, Measurement of the collision time of dense electronic plasma induced by a femtosecond laser in fused silica, *Opt. Lett.*, **30**(3), 320–322 (2005), ISSN 1539-4794, doi:10.1364/OL.30.000320.
- [29] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and L. Bergé, Self-Guided Propagation of Ultrashort IR Laser Pulses in Fused Silica, *Phys. Rev. Lett.*, **87**(21), 213902 (2001), ISSN 1079-7114, doi:10.1103/PhysRevLett.87.213902.

- [30] S. Skupin and L. Bergé, Self-guiding of femtosecond light pulses in condensed media: Plasma generation versus chromatic dispersion, *Physica D*, **220**(1), 14–30 (2006), ISSN 0167-2789, doi:10.1016/j.physd.2006.06.006.
- [31] D. G. Voelz, *Computational Fourier Optics: A MATLAB Tutorial* (Society of photo-optical instrumentation engineers (SPIE), 2011), ISBN 978-0-81948204-4, doi:10.1117/3.858456.
- [32] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. de J. Ramírez-Góngora, and M. Kolesik, Practitioner’s guide to laser pulse propagation models and simulation, *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **199**(1), 5–76 (2011), ISSN 1951-6401, doi:10.1140/epjst/e2011-01503-3.
- [33] G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney, and E. M. Wright, Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media, *Opt. Lett.*, **19**(11), 789–791 (1994), ISSN 1539-4794, doi:10.1364/OL.19.000789.

ŠVIESOS GIJŲ FORMAVIMOSI FOTONINIUOSE KRISTALUOSE TYRIMAS

Tomas Montvydas

Santrauka

Didelės smailinės galios ultratrumpiems lazeriniams impulsams sklindant skaidria netiesine terpe formuojasi intensyvus siaurų matmenų šviesos darinys - šviesos gija. Šio reiškinio dėka ilgainiui vyksta spalvinių centrų generacija ir galiausiai terpės degradacija. Siekiant išvengti pastarųjų neigiamų poveikių mėginama fokusavimosi reiškinį slopinti. Superkontinuumo (SC) generacijos eksperimentuose toks gijų formavimosi slopinimas gali būti išskirtinai naudingas, nes leidžia išvengti terpės pažeidimų ir taip prailginti SC generacijos trukmę.

Šiame darbe skaitmeniškai ištyrinėtos bendros pluošto sklidimo tendencijos modifikuotos erdvinės dispersijos terpėse. Pademonstruota, kaip pluošto sklidimo pobūdis priklauso nuo erdvinės dispersijos kreivės formos ir kreivumo spindulio. Išskirti keletas ypatingų pluošto sklidimo režimų: difrakcija, antidifrakcija ir savikolinuotas sklidimas. Šviesos gijos formuojasi, kai netiesinė terpė yra difrakcinė, t.y. tokia, kuri pasižymi teigiama erdvine dispersija. Šviesos gijų formavimasis gali būti pilnai užslopintas neigiamos erdvinės dispersijos terpėse, kitaip - antidifrakcinėse terpėse. Savikolimacijos (angl. *self - collimation*) reiškinys pasireiškia, kai erdvinės dispersijos kreivės viršūnė suplokštėja. Jos metu kristale susidaro ilga nedifraguojanti didelio intensyvumo zona. Pademonstruota, jog netiesinėje terpėje toks pluošto sklidimas gali būti labai naudingas. Pluoštui suformuojant ilgą sąsmauką fazinės savimoduliacijos kiekis (B integralas) yra toks pat ir net didesnis kaip ir susidarant šviesos gijoms, tačiau tam reikalingas spinduliuotės intensyvumas yra daug kartų mažesnis. To pasekoje galime tikėtis, spinduliuotės spektro plitimo be šviesos gijos formavimosi.

Panašios tendencijos taip pat stebimos dvimačiuose fotoniniuose kristaluose, jungtinėse struktūrose, kuriose fotoninis kristalas sudaro tik mažą dalį viso bandinio bei daugelio gijų generacijos metu.

LIGHT FILAMENT FORMATION IN PHOTONIC CRYSTALS

Tomas Montvydas

Summary

Light filamentation is a common process that occurs during intense laser beam propagation through a nonlinear material. Due to this process, light forms a very long, but small diameter zone, that exhibits crystal degradation due to plasma generation and color centers formation. In order to avoid these unwanted effects it is often beneficial to partially or even completely suppress the effect of self-focusing. Suppression of filamentation can be very beneficial for supercontinuum (SC) generation in bulk materials, as it could stop crystal degradation and prolong the SC lifetime.

In this work, we numerically model nonlinear laser beam propagation through modified spatial dispersion materials. It is demonstrated that, beam propagation is dependent on the shape and radius of spatial dispersion curves. A few distinct modes of beam propagation can be distinguished: diffraction, antidiffraction and self-collimation. Filamentation usually occurs in photonic crystals that exhibit positive spatial dispersion (diffractive materials). Complete suppression of filamentation can be seen in negative spatial dispersion photonic crystals (anti-diffractive materials). We demonstrate that a crystal exhibiting flat spatial dispersion, can be used to suppress filamentation, but still maintain a partially collimated light beam propagation. Calculated total on axis nonlinear shift (also known as B integral) shows us that suppressed filamentation maintains a very similar amount of nonlinear phase shift when compared to beam propagation via filamentation. This result indicates that in such materials we can expect a very similar amount of self-phase modulation, which could lead to a similar spectral broadening. At the same time largest achievable laser light intensity (at beam waist) is almost an order of magnitude lower.

Similar beam propagation properties were numerically demonstrated in 2D photonic materials, joint structures, where modification is present only in a small part of the sample and under multiple filament generation conditions.

Šio darbo rezultatų pagrindu yra pristatytas mokslinis pranešimas:

1. Tomas Montvydas, Vytautas Jukna and Audrius Dubietis, Self - focusing in nonlinear photonic crystals, *Open Readings 2022–65th International conference for students of physics and natural sciences* (2022).