

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Tauras Bukelis

ŠVIOSOS GIJŲ GENERACIJOS FOTONINIUOSE KRISTALUOSE TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Tauras Bukelis

Leista ginti

2024-05-24

Darbo vadovas

Doc. dr. Vytautas Jukna

Recenzentas

Doc. dr. Julius Vengelis

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2024

1. Turinys

1.	Turinys.....	2
2.	Įvadas.....	3
3.	Teorija.....	4
3.1.	Difrakcija bei dispersija	4
3.2.	Ultratrumpieji impulsai	5
3.3.	Fotoniniai kristalai.....	6
3.4.	Impulsinių pluoštų aprašymas lygtimis.....	8
3.5.	Plazmos jonizacija.....	8
3.6.	Netiesinis lūžio rodiklis, poliarizuojamumas	9
3.7.	Kero efektas.....	10
3.8.	Fazinė savimoduliacija	11
3.9.	Superkontinuumo generacija.....	11
4.	Metodologija.....	12
4.1.	Naudojamas sklidimo modelis	12
4.2.	Pradiniai parametrai	13
4.3.	Selmejerio lygtis.....	14
4.4.	Dažnių filtras	15
4.5.	Perdavimo funkcijos.....	16
4.6.	Netiesiniai nariai	17
4.6.1.	Kero efektas	17
4.6.2.	Daugiafotonė sugertis	17
4.6.3.	Sugeneruotos plazmos tankio skaičiavimas	18
4.6.4.	Daugiafotonės sugerties koeficiento β_K skaičiavimas	18
4.6.5.	Erdvinis filtras	19
5.	Rezultatai ir jų aptarimas	19
5.1.	Superkontinuumo modeliavimas įprastos erdvinės dispersijos medžiagoje	19
5.2.	Superkontinuumo modeliavimas fotoniniame kristale.....	27
6.	Išvados	35
7.	Cituoti darbai	35
8.	Santrauka	37
9.	Summary.....	38

2. Įvadas

Šviesos gijos, superkontinuumas, tai plataus spektro lazerinės spinduliuotės generavimas pasitelkiant netiesinius optinius efektus. Superkontinuumo generacija gaunama itin trumpam lazeriniam impulsui savaime susispaudus erdvėje. Svarbiausias šviesos gijų formavimąsi nulemiantis reiškinys yra Kero efektas, dėl kurio labai didelio intensyvumo lazerinis pluoštas ar impulsas pradeda savaime fokusuotis iki labai mažų diametrų, galiausiai praplinta optinis spektras. Šio labai mažo diametro šviesos pluošto fokusavimąsi bei spektro plitimą riboja netiesiniai efektai, tokie kaip daugiafotonė sugertis, slopimas dėl sugeneruotų laisvųjų krūvininkų bei sklaidymas dėl plazmos. Dėl šių efektų impulsas praranda energiją, pluoštas plečiasi, yra stabdomas Kero efektas.

Superkontinuumo generavimo metu susidariusių šviesos gijų matmenys gali tapti pakankamai maži, kad susikoncentravusi šviesos energija tokiaime mažame tūryje viršytų medžiagos pažeidimo slenkstį. Dėl šios priežasties medžiaga gali būti pažeista superkontinuumo generacijos metu, kas lems sumažėjusi generacijos efektyvumą ar šviesos gijų nebesiformavimą, priklausomai nuo susidariusio pažeidimo pobūdžio. Medžiagos pažeidimai riboja maksimalią galią, kurią galima pasiekti generuojant superkontinuumą, taigi norint pasiekti didesnes superkontinuumo galias yra taikomi įvairūs sprendimai, neleidžiantys šviesos gijoms susifokusuoti iki pažeidimus lemiančių matmenų. Tai yra įgyvendinama mažinant impulso sklidimo atstumą medžiagoje ar stiprinant savifokusaciją stabdančius procesus.

Fotoniniai kristalai yra medžiagos, turinčios perspektyvos valdant šviesos gijų fokusavimąsi. Viena iš fotoninių kristalų savybių yra modifikuota erdvinės dispersijos kreivė. Priklausomai nuo šios kreivės formos, pluoštas sklindantis fotoniniu kristalu gali patirti stipresnį ar silpnesnį difrakcijos efektą lyginant su įprasta medžiaga. Taigi tinkamai parinkus fotoninio kristalo parametrus yra galima stabdyti Kero efekto įtaką pluošto sklidimui, neleisti susifokusuoti iki labai mažų matmenų, dėl kurių kiltų medžiagos pažeidimas. Fotoniniai kristalai yra medžiagos, kurios pasižymi periodiškai kintančiu lūžio rodikliu, kur struktūros periodas yra šviesos bangos ilgio eilės.

Ankstesniuose darbuose buvo naudotas lazerinio pluošto sklidimo modelis, su kuriuo parodyta, kad superkontinuumui generuojantis fotoniniame kristale galima gauti daugiau fazinės savimoduliacijos bei mažesnius šviesos intensyvumus, kas lemtų geresnį superkontinuumo generavimo efektyvumą bei mažesnę šansą pažeisti medžiagą. Šiame darbe buvo parašytas naujas modelis, kuris modeliuoja ne lazerinį pluoštą, o konkrečią trukmę bei spektrą turintį lazerinį impulsą.

Šio darbo tikslas yra ištirti kaip erdvinės dispersijos kreivės plokštumas įtakoja superkontinuumo generaciją.

Uždaviniai:

1. Sukurti ir tobulinti skaitmeninio modeliavimo programą superkontinuumui generuoti modifikuotos erdvinės dispersijos terpėje.
2. Atlikti skaitmeninį superkontinuumo generacijos modeliavimą modifikuotos erdvinės dispersijos medžiagoje.
3. Atlikti superkontinuumo generacijos rezultatų analizę, pademonstruoti modifikuotos erdvinės dispersijos įtaką šviesos gijų diametrai, sugeneruotos plazmos tankiui, spektro pločiui bei signalo kiekiui.

3. Teorija

3.1. Difrakcija bei dispersija

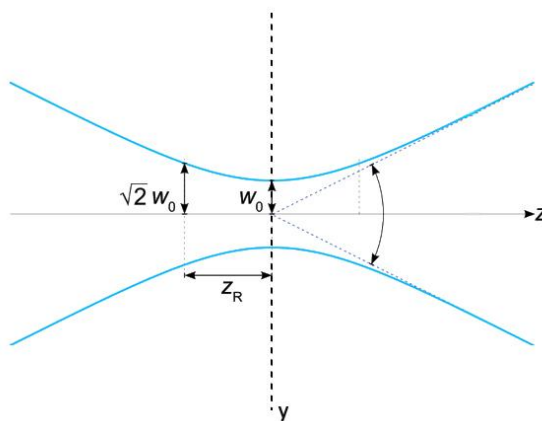
Difrakcija apibūdina šviesos pluošto sklidimą, kai šio pluošto matmenys yra riboti. Šviesa ne visada laisvojoje erdvėje keliauja vien tiesia trajektorija - dėl difrakcijos, mažų matmenų pluoštai sklindant plečiasi. Kasdienybėje mes retai pastebime difrakcijos įtaką šviesai, daug lengviau yra pastebėti kitus šviesos efektus kaip šviesos lūžį, atspindį ar fokusavimąsi sklindant pro lęšį. Lazerinio pluošto skėstis apibūdina plėtimąsi lazerinio pluošto diametro, kai pluoštas sklinda laisva erdve. Pluošto skėstis yra aprašoma skėsties kampu, kuriuo plečiasi pluoštas toli nuo sąsmaukos. Pluošto skėstis priklauso nuo lazerio bangos ilgio, pluošto kokybės bei diametro sąsmaukoje. Kuo lazerinio pluošto sąsmauka yra mažesnė, tuo skėstis yra didesnė, tai stipriai sufokusuoti lazeriniai pluoštai pasižymės labai didele skėstimi, stipriai pasireikš difrakcija. Pluoštui sklindant laisva erdve skėsties išvengti negalime, ją galime tik sumažinti naudojant plačius lazerinius pluoštus ar pasitelkiant tam tikrus bangolaidžius, kurie apriboja pluošto plėtimąsi.

Gausinio pluošto plėtimąsi erdvėje nuo nusklisto atstumo galima aprašyti pagal formulę:

$$r(z) = r_0 \sqrt{1 + \frac{z}{z_R}} \quad (1)$$

Čia $r(z)$ yra Gauso pluošto spindulys atstumu z nuo sąsmaukos, r_0 spindulys sąsmaukoje, z_R Relėjaus ilgis, charakterizuojantis pluošto plėtimąsi erdvėje. Kaip Gauso pluoštas plinta erdvėje galima matyti (Pav. 1). Relėjaus ilgį galima išsireikšti per bangos vektorių k_0 :

$$z_R = \frac{1}{2} k_0 r_0^2 \quad (2)$$



Pav. 1 Lazerinio pluošto skėsties iliustracija, kur w_0 yra sąsmaukos spindulys, z_R yra Relėjaus ilgis – atstumas po kurio pluošto plotas padidėja du kartus. [1]

Dispersija, tai bangos fazinio greičio priklausomybė nuo dažnio (ar bangos ilgio) sklindant tam tikra skaidria medžiaga. Dėl dispersijos, šviesai keliaujant iš vienos terpės į skirtingo lūžio rodiklio terpę, šviesos sklidimo kampas pasikeičia, kuris priklauso nuo bangos ilgio. Taip pat, plataus spektro šviesos impulsui sklindant skaidria terpe, impulso trukmė gali pailgėti, nes skirtingo dažnio komponentės sklinda skirtingu greičiu, vieni pradeda atsilikti nuo impulso viršūnės, kiti sklisti per greitai. Medžiagos dispersijos įtaka sklindančiam šviesos impulsui dažnai aprašoma grupiniu greičiu bei grupinių greičių dispersija. Grupinis greitis nusako kaip greitai juda impulsas skaidrioje terpėje; visose medžiagose šviesa sklinda lėčiau nei vakuume. Šviesos fazinis greitis nusako, kaip greitai tam tikro dažnio šviesa keliauja medžiagoje. Fazinis greitis yra surištas su šviesos greičiu vakuume per medžiagos lūžio rodiklį, kuris negali būti mažesnis už 1. Grupinių greičių dispersija nusako kaip keičiasi faziniai greičiai nuo bangos ilgio, leidžia nesunkiai įvertinti impulso išplitimą prasklidus tam tikrą atstumą medžiagoje. Grupinių greičių dispersija tai yra antrasis dispersijos artyns, tai vien tik naudojantis grupinių greičių dispersijos verte negalime tiksliai įvertinti kai kurių, ypač labai plataus spektro impulsų išplitimą laike. Grupinių greičių dispersija lemia kvadratinę impulso fazinę moduliaciją, dėl to impulsas tampa labiau išsifazavęs, tokie impulsai vadiname čirpuotais.

Žinant medžiagos grupinių greičių dispersiją prie tam tikro centrinio bangos ilgio, apskaičiuoti impulso laikinį išplitimą galime naudojantis formule [2]:

$$\tau(L) = \frac{\sqrt{\tau_0^4 + 16(\ln 2)^2(g_0 L)^2}}{\tau_0} \quad (3)$$

Čia τ_0 pradinė impulso trukmė, g_0 grupinių greičių dispersija, L – impulso sklidimo atstumas dispersinėje terpėje.

3.2. Ultratrumpieji impulsai

Lazeriai gali būti skirstomi į dvi grupes pagal jų generuojamos lazerinės spinduliuotės tipą: nuolatinės veikos lazeriai bei impulsiniai lazeriai. Nuolatinės veikos lazeriai generuoja pastovų, laike praktiškai nekintančio intensyvumo lazerinės spinduliuotės srautą, kuris gali būti aprašomas vien tik vidutine galia. Impulsinė lazerinė spinduliuotė skiriasi nuo nuolatinės veikos tuo, kad šviesos srautas yra impulsinis, kuris turi apibrėžtą trukmę, pasikartojimo dažnį bei impulso energiją. Impulsiniai lazeriai toliau gali būti skirstomi pagal generuojamų lazerinių impulsų trukmę. Viena iš tokių grupių yra ultratrumpųjų impulsų lazeriai, kurių impulsų trukmė paprastai būna femtosekundžių eilės, ne daugiau nei kelios pikosekundės [3]. Ultratrumpieji impulsai labai išsiskiria iš ilgesnių impulsų tuo, kad dėl jų trumpumo, generuojamos lazerinės spinduliuotės spektras gali būti nuo kelių iki keliasdešimt nanometrų pločio. Esant platiems lazerio spektrams atsiranda papildomų iššūkių, reikia atsižvelgti į papildomus optinius dažnius, dėl kurių kiekviena dažnio komponentė gali sklisti skirtingai kai kuriuose medžiagose. Pavyzdžiui, ultratrumpieji impulsai dėl plataus spektro yra stipriau veikiami medžiagos dispersijos, impulso trukmė gali smarkiai išaugti prasklidus per kelis centimetrus skaidrios medžiagos [4]. Impulsinė lazerinė veika paprastai išgaunama moduliuojant rezonatoriaus kokybę, nuostolius, duodant aktyviajai medžiagai laiko prikaupti energijos kuri sumažėjus rezonatoriaus nuostoliams staiga palieka rezonatorių, generuoja impulsą. Ultratrumpuosius impulsus sugeneruoti nėra taip paprasta, tas reikalauja modų sinchronizacijos, kiekvienos

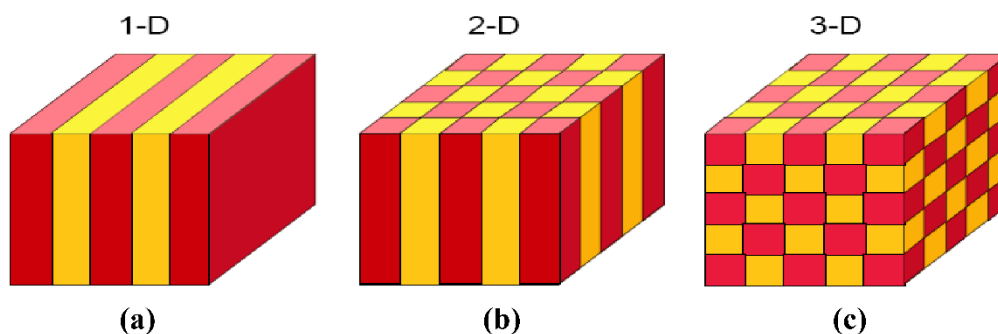
modos fazės surišimo tarpusavyje, kad būtų gaunamas ultratrumpas impulsas. Ši metodika reikalauja specialaus rezonatoriaus, galinčio atlikti modų sinchronizaciją.

3.3. Fotoniniai kristalai

Fotoniniai kristalai, tai medžiagos pasižyminčios periodiniais dariniais, kurių periodiškumo ilgis yra palyginamas su regimosios šviesos bangos ilgiu, kas suteikia medžiagai neįprastų optinių savybių. Fotoninių kristalų struktūrose yra periodiškai kintančios dielektrinės konstantos vertės, kurios susidaro dėl kristale įterptų oro tarpų, skirtingų medžiagų, legiravimo kitomis medžiagomis ar morfologinių pakeitimų. Fotoninių kristalų pavadinimas kyla iš to, kad jų sąveika su šviesa primena rentgeno spinduliuotės sąveiką su kristalinėmis struktūromis.

Kaip ir ne vienas mokslinis atradimas, fotoniniai kristalai pirmiausia buvo pastebėti gamtoje. Tam tikri drugeliai ant savo sparnų turi dvimates periodines struktūras, kurios duoda sparnams labai ryškias, nuo žiūrėjimo kampo priklausančias spalvas. Tam tikri augalai ar uolienos taip pat gali pasižymėti tokiais regimosios šviesos bangos ilgio eilės periodiškumais, kuriuos galima vadinti natūraliais fotoniniais kristalais.

Fotoniniai kristalai gali būti charakterizuojami pagal tai, kiek dimensijų erdvėje turi periodiškumą. Tai gali būti vienmačiai (1D) fotoniniai kristalai – įvairios dielektrinės dangos, Bragg reflektoriai, periodiniai medžiagos sluoksniai dėl kurių keičiasi pralaidumo bei atspindžio savybės. Dvimačiai (2D) fotoniniai kristalai turi periodiškumą dvejomis erdvės ašimis, o trimačiai (3D) – trejomis, kaip pavaizduota (pav. 2).



Pav. 2 Fotoninių kristalų rūšys pagal lūžio rodiklio moduliacijos kryptis. [5]

Šviesa, kitaip sakant elektromagnetinės bangos, keliaudamos pro fotoninį kristalą gali nuo periodinių struktūrų atsispindėti ir sudaryti ar konstruktyvią ar destruktivią interferenciją, dėl kurios fotoninio kristalo pralaidumas ar atspindžio koeficientas tam tikram bangos ilgiui gali smarkiai padidėti, daug daugiau nei būtų natūralus tos medžiagos pralaidumo ar atspindžio koeficientas. Ši savybė leidžia sukurti tokias medžiagas, kurios galėtų padidinti atspindžio koeficientą veidrodžių, kas naudinga lazerių moksle, ar padidinti šviesos pralaidumą, kas leidžia sumažinti atspindžius, padidinti pralaidžių optinių elementų efektyvumą.

Fotoniniai kristalai, panašiai kaip ir puslaidininkinės medžiagos ar kristalinės medžiagos, turi laidumo juostų diagramas. Šiose diagramose yra pavaizduota, kokios Bloko bangos gali egzistuoti sklindant tam tikra kristalo kryptimi. Priklausomai nuo pačio kristalo struktūros, galima gauti, kad tam tikram šviesos bangos ilgiui nėra jokios galimos Bloko

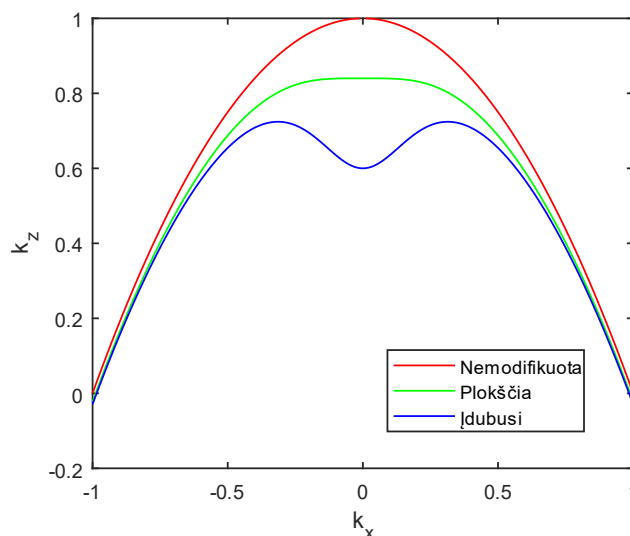
bangos, tai tokia šviesa negali sklisti fotoniniu kristalu, ji yra tiesiog atspindima. Šis šviesos bangos ilgių diapazonas, kurie negali sklisti fotoniniu kristalu yra vadinamas draustine juosta. Fotoninių kristalų draustinės juostos nėra vienodos skirtingoms poliarizacijoms, galima rasti tokių kristalų ir bangos ilgių, kur tik viena poliarizacija negali sklisti fotoniniu kristalu.

Kita, mažiau žinoma fotoninių kristalų savybė yra modifikuota erdvinės dispersijos kreivė. Erdvinė medžiagos dispersija nusako kaip tam tikros medžiagos savybės priklauso nuo šviesos sklidimo krypties, kitaip tariant bangos vektoriaus. Savybės priklausančios nuo šviesos sklidimo krypties gali būti tokios kaip skvarba ar laidumas. Šiame darbe erdvinė dispersija bus nagrinėjama kaip bangos vektoriaus \vec{k} projekcijos sklidimo kryptimi k_z priklausomybė nuo bangos vektoriaus projekcijos statmenos sklidimo kryptčiai k_\perp . Įprastai, sklindančios bangos vektorius \vec{k} yra vienodas visomis kryptimis, tai k_z priklausomybės nuo k_\perp kreivė yra apskritimas. Norint supaprastinti skaičiavimus susijusius su šviesos sklidimu dažnai naudojamas paraksialinis artinys, tai yra daroma prielaida, kad šviesos bangos sklinda nedideliais kampais optinės ašies atžvilgiu, kas leidžia kai kurias lygtis supaprastinti. Naudojant paraksialinį artinį bangos vektoriaus projekcijos į z ašį k_z priklausomybė nuo k_\perp pasidaro parabolinė: $k_z \propto -k_\perp^2$.

Fotoninių kristalų atveju erdvinės dispersijos kreivė yra modifikuota [6], nebeatitinka parabolės, kuri yra būdinga įprastoms medžiagoms. Šią erdvinės dispersijos modifikaciją galime modeliuoti kaip parabolės viršūnės įdubimą su amplitude T_{amp} ir pločių T_{plot} . Erdvinės dispersijos kreivė tada yra aprašoma formule:

$$k_z = -\frac{\pi\lambda}{n_0} \left(k_\perp^2 + \frac{T_{amp} T_{plot}^2}{k_\perp^2 + T_{plot}^2} \right) + k_0 n_0 \quad (4)$$

Priklausomai nuo T_{amp} ir T_{plot} verčių parabolės viršūnė gali būti bukesnė už įprastą, gali tapti plokščia ar gali susidaryti įdubimas pačioje erdvinės dispersijos kreivėje, kaip pavaizduota (Pav. 3).



Pav. 3 Erdvinės dispersijos kreivės prie skirtingų T_{amp} ir T_{plot} verčių.

Plokščia erdvinės dispersijos kreivė yra prasiekiama tada, kai $T_{amp} = T_{plot}^2$. Kai $T_{amp} > T_{plot}^2$, tada yra gaunama įdubusi erdvinės dispersijos kreivė, o prie $T_{amp} < T_{plot}^2$ yra gaunama kreivė su buka viršūne. Šiame darbe bus nagrinėjamos tik tai plokščios modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės, tai (4) lygtis susiprastina į:

$$k_z = -\frac{\pi\lambda}{n_0} \left(k_{\perp}^2 + \frac{T_{plot}^4}{k_{\perp}^2 + T_{plot}^2} \right) + k_0 n_0 \quad (5)$$

3.4. Impulsinių pluoštų aprašymas lygtimis

Visos šviesos sklidimas yra nulemtas Maksvelo lygčių, nes šviesa yra elektromagnetinė banga [7]. Taigi šios lygtys nusako kaip elektrinis laukas besikeisdamas laike indukuoja magnetinį lauką, kuris taip pat besikeisdamas laike indukuoja elektrinį lauką.

Šviesa yra elektromagnetinė banga, tai ją galime užrašyti per matematinę bangos lygtį, aprašant kaip elektrinio lauko stipris keičiasi erdvėje ir laike naudojant trigonometrines funkcijas:

$$u(x, y, z, t) = A(x, y, z) \cos(2\pi vt - \varphi(x, y, z)) \quad (6)$$

Čia $A(x, y, z)$ aprašo kaip keičiasi amplitudė erdvėje, o $\varphi(x, y, z)$ aprašo fazės kitimą erdvėje. Nagrinėjant šviesos sklidimą tik viena z kryptimi, ši lygtis supaprastinama iki:

$$u(z, t) = A(z) \cos(2\pi vt - kz) \quad (7)$$

Čia k yra šviesos bangos vektorius $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, aprašomas per šviesos bangos ilgį. Labai patogų bangos lygtis užsirašyti per kompleksinius skaičius, nes tada supaprastėja matematinės lygties manipuliacijos bei skaičiavimai. Šviesos bangos sklidimo viena kryptimi lygtis kompleksinėje išraiškoje tada atrodo taip:

$$U(z) = A(z)e^{ikz} \quad (8)$$

Ši lygtis aprašo elektrinio lauko stiprio kitimą laike ir erdvėje. Realybėje šviesos elektrinį lauką užfiksuoti yra labai sudėtinga, tai dažnai yra naudojamas šviesos intensyvumo dydis, kuris lygus elektrinio lauko stiprio kvadratui:

$$I(z) = |U(z)|^2 \quad (9)$$

Šviesos intensyvumą matuoti yra daug paprasčiau, egzistuoja įvairių šilumos sugerties ar fotoefektu paremtų šviesos jutiklių kurie gali išmatuoti šviesos intensyvumo vidurkį per tam tikrą laiką, apibrėžta detektoriaus atsako funkcija.

3.5. Plazmos jonizacija

Didelio intensyvumo lazeriniam impulsui sklindant medžiaga, kurioje dėl daugiafotonės sugerties yra pernešami elektronai iš valentinės juostos į laidumo juostą, generuojasi laisvi elektronai, kurių įprastai skaidrios medžiagos, kaip įvairūs stiklai, neturi. Šie laisvi elektronai kaupiasi, jie gali būti šviesos elektrinio lauko papildomai greitunami. Pasiėkus pakankamai didelį greitį yra išlaisvinami papildomi elektronai iš valentinės juostos, taip generuojant vis daugiau laisvųjų krūvininkų medžiagoje. Šis eksponentinis elektronų kiekio augimas, nulemtas jų greitinimo dėl šviesos elektrinių laukų, yra vadinamas griūtinė jonizacija.

Esant didelės momentinės galios lazeriniam impulsui, kuris ar erdviškai ar laikiškai sufokusuotas, gaunamas labai stiprus elektrinis laukas. Dėl šio lauko yra iškreipiami medžiagos atomų potencialų lygmenys ir jei pakreipimas yra pakankamai didelis, kad elektrono esančio potencialo duobėje energija yra laisvųjų elektronų juostos energijai už tam tikro atstumu, tai tas elektronas gali tuneliuoti, palikti potencialo duobę neperkopian jį stabdančio Kulono barjero. Tokios kilmės jonizacija yra vadinama tunelinė jonizacija.

Pakankamai galingam lazerio impulsui sąveikaujant su medžiaga yra generuojama plazma, jonizuojama medžiaga ir šios jonizacijos tipas priklauso nuo lazerio impulso bei spinduliuotės parametrų kaip bangos ilgis, impulso trukmė, momentinė galia. Taip pat jonizacijos tipas priklausys nuo pačios medžiagos parametrų, kaip draustinės juostos plotis, efektyvios elektronų masės, elektronų susidūrimo laiko. Kuris jonizacijos tipas dominuos lazeriniam impulsui sąveikaujant su medžiaga gali nusakyti taip vadinamas Keldyšo parametras, kuris apibūdina tuneliavimo laiko santykį su lazerinės spinduliuotės elektrinio lauko osciliavimo dažniu. Esant labai mažam Keldyšo parametrai, daug mažesniai už vienetą, dominuoja tuneliavimo jonizacija, o esant labai dideliui parametrai – daugiafotonės sugerties jonizacija.

Susidarius laisvųjų elektronų koncentracijai dėl lazerinės spinduliuotės sąveikos su medžiaga, skaidri medžiaga naudojamam bangos ilgiui gali tapti nebe skaidri dėl indukuotos plazmos nulemtos lazerinės spinduliuotės sugerties bei išsklaidymo. Vieno impulso sugeneruota plazma gali paveikti kitus tuo pačiu keliu sklindančius lazerinius impulsus, bet gali paveikti ir tą plazmą generuojantį, patį pirmą impulsą. Impulso priekis ir impulso galas sklis medžiaga skirtingai vien dėl sugeneruotos plazmos poveikio. Impulso priekis nėra paveikiamas plazmos, nes ji dar nesugeneruota, trūksta galios jonizacijai, laisvųjų elektronų koncentracija dar nėra tokia didelė, kad darytų didelę įtaką impulsui. Už impulso viršūnės, kur didžiausia galia, susigeneruoja daugiausiai plazmos, tai impulso galas jaučia didžiausią plazmos įtaką, didesnę nei impulso priekis, kas gali lemti impulso nesimetrinį išdarymą, energijos praradimą.

3.6. Netiesinis lūžio rodiklis, poliarizuojamumas

Medžiagos lūžio rodiklis apibūdina santykį tarp šviesos greičio vakuume ir šviesos greičio toje medžiagoje. Lūžio rodiklis apibūdina kiek lėčiau šviesa sklis medžiagoje, kiek fazinio užvėlinimo įgaus spinduliai sklindantys ta medžiaga. Taip pat, iš Snelijaus dėsnio, medžiagos lūžio rodiklis apibūdina kokiu kampu šviesa užlinks perėjus iš vienos terpės į skirtingo lūžio rodiklio terpę. Paprastai medžiagos lūžio rodiklis priklauso nuo bangos ilgio, įprastai regimojoje srityje jis didėja mažėjant šviesos bangos ilgiui. „Mėlynėsnis“, tai yra didesnio dažnio, mažesnio bangos ilgio spinduliai turi mažesnę greitį, keliant iš tankesnės terpės į optiškai retesnę labiau užlinksta nei „raudonesnis“ spinduliai, turintys mažesnę dažnį, didesnę bangos ilgį. Esant labai dideliems šviesos intensyvumams, medžiagos lūžio rodiklis gali pradėti priklausyti ir nuo šviesos intensyvumo.

Poliarizuojamumas apibūdina kaip medžiaga reaguoja į išorinį elektrinį lauką, kaip tas elektrinis laukas pasikeičia medžiagos viduje. Šviesa yra elektromagnetinė banga, sudaryta iš nuolat osciliuojančių elektrinių bei magnetinių laukų, tai šviesai sklindant medžiagoje, jos elektrinis laukas yra paveikiamas medžiagos, priklausomai nuo poliarizuojamumo. Įprastai, medžiagos dipolių atsakas išoriniam elektriniam laukui suformuotam sklindančios šviesos yra tiesiškas, elektrinio lauko osciliavimų forma nesikeičia. Prie didelių šviesos intensyvumų, kurie

yra gaunami trumpųjų ir ultratrumpųjų impulsų lazeriuose, medžiagos atsakas gali tapti nebe tiesiškas, atsiranda optiniai netiesiškumai, kai elektrinio lauko osciliavimai gali būti modifikuoti. Medžiagos netiesinį atsaką galima skleisti Teiloro eilute, kur $\chi^{(1)}$ yra tiesinė poliarizuojamumo priklausomybė nuo elektrinio lauko, $\chi^{(2)}$ yra antros eilės priklausomybė, $\chi^{(3)}$ yra trečios eilės, ir taip toliau. Poliarizuojamumo lygtis išskleista Teiloro eilute:

$$P(t) = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots) \quad (10)$$

Antros ir trečios eilės nariai priklauso nuo elektrinio lauko stiprio kvadrato bei kubo. Prie mažų elektrinio lauko stiprių, kurie pasireiškia esant mažo intensyvumo šviesos srautui, šių narių įtaka bus labai maža, galima jų nepaisyti. $\chi^{(2)}$ netiesiškumas pasireiškia medžiagose, neturinčiose kristalų centro-simetrijos. Šios medžiagos yra sąlyginai retos, tai dauguma medžiagų neturi kvadratinio netiesiškumo nario, $\chi^{(2)}$ yra lygus nuliui. $\chi^{(3)}$ netiesiškumas pasireiškia praktiškai visose medžiagose, vienose stipriau nei kituose, tai trečios eilės netiesiškumo reikalaujantys netiesiniai efektai kaip Kero efektas gali pasireikšti daug daugiau skirtingų medžiagų, negu efektai kaip antros optinės harmonikos generavimas, kuriam reikia $\chi^{(2)}$ netiesiškumo.

3.7. Kero efektas

Elektromagnetinei bangai keliaujant medžiaga, kuri yra patalpinta stipriame elektriniame lauke pasireiškia fazės pokytis, priklausantis nuo elektromagnetinio lauko krypties (poliarizacijos) atžvilgiu elektrinio lauko krypties bei elektrinio lauko amplitudės kvadratui. Šis nuo poliarizacijos priklausantis fazės pokytis gali būti naudojamas sukelti dvejetainį lūžį medžiagose, kurios natūraliai nėra dvejetainės, taip sukuriant elektroniškai valdomą fazinę plokštelę. Labai didelio intensyvumo šviesos atveju, pačios elektromagnetinės bangos sukuriamas elektrinis laukas bus pakankamai stiprus, kad būtų indukuojamas fazės pokytis. Tokiu būdu pati šviesos banga indukuoja momentinį lūžio rodiklio pokytį, yra užvėlinama. Šie reiškiniai pasireiškia dėl Kero efekto. Lūžio rodiklio pokytis yra proporcingas elektrinio lauko kvadratui, kas yra tiesiškai proporcingas šviesos intensyvumui. Lūžio rodiklio pokyčio gyvavimo trukmė yra labai trumpa, praktiškai momentinė, tai praėjus intensyviu šviesos impulsui medžiagoje lūžio rodiklio pokytis neišlieka. Kero efektas pasireiškia dėl medžiagos trečios eilės netiesiškumo $\chi^{(3)}$, kurį turi visos medžiagos. Kero efektas gali būti stebimas bet kokioje medžiagoje.

Lazerių fizikoje yra dažnai naudojami Gauso pluoštai, kur intensyviausia pluošto vieta yra jo geometriniam centre ir intensyvumas tolygiai mažėja tostant nuo centro. Tokiam labai didelio intensyvumo pluoštui sklindant erdvėje jo centrinė dalis patiria didesnę lūžio rodiklio pokytį nei kraštinės dalys, centras yra labiau faziškai užvėlinamas. Susidaro netiesinis bangos frontas, pluoštas pradeda savaimė fokusuotis, lyg būtų perėjęs optinį lęšį. Šis efektas vadinamas savifokusavimusi. Pluoštui pasifokusavus, jo intensyvumas didėja, Kero efektas stipriau pasireiškia, labiau fokusuojamas pluoštas. Jei nebūtų jokių reiškinių, kurie galėtų sustabdyti savifokusaciją, atimti iš pluošto energijos per nuostolius, tai pluoštas susifokusuotų į tašką, kas fiziškai neįmanoma. Procesai, kurie stabdo savifokusaciją yra daugiafotonė sugertis, plazmos išsklaidymas ir sugertis.

Nagrinėjant savifokusaciją buvo įvestas dydis kaip kritinė galia. Tai yra galia, kurią pluoštui viršijus jis yra veikiamas savifokusacijos efekto. Svarbu atkreipti dėmesį, kad šis dydis nepriklauso nuo pluošto diametro, bet koks pluoštas viršijęs kritinę galią bus veikiamas savifokusacijos ir galiausiai susifokusuos. Nuo pluošto diametro priklauso kurioje vietoje pluoštas susifokusuos. Norint apskaičiuoti šį atstumą buvo išvesta empirinė formulė, kuri susieja savifokusacijos židinio nuotolį su pluošto ir kritinės galios santykiu bei Relėjaus ilgiu.

$$P_{crit} = \alpha \frac{\lambda^2}{4\pi n_0 n_2} \quad (11)$$

Šioje formulėje λ yra centrinis bangos ilgis, n_0 yra tiesinis lūžio rodiklis, n_2 yra netiesinis lūžio rodiklis. Nario α vertė priklauso nuo pluošto pasiskirstymo, kuris yra $\alpha = 1.8962$ Gauso pluoštam [8]. Naudojant Marburgerio [9] formulę apskaičiuojamas susifokusavimo atstumas:

$$z_c = \frac{0.367Z_R}{\sqrt{\left(\sqrt{\frac{P_0}{P_{crit}}} - 0.852\right)^2 - 0.0219}} \quad (12)$$

Ši formulė galioja tik pastovios veikos lazeriams, bet ją galima apytiksliai naudoti ir impulsiniams lazeriams, kai naudojama impulso maksimali momentinė galia.

3.8. Fazinė savimoduliacija

Kero efektas lemia erdvinį pluošto fokusavimąsi dėl pačio pluošto indukuoto erdvinio lūžio rodiklio pasiskirstymo. Labai panašus efektas vyksta ir laike, kai dėl impulso laikinės amplitudės skirstinio indukuojamas netiesinis lūžio rodiklio pokytis, priklausantis nuo impulso intensyvumo tam tikru laiko momentu. Impulso viršūnė, dėl didelio intensyvumo indukuoja didesnę lūžio rodiklio pokytį, atsiranda didesnis fazinis užvėlinimas nei impulso kraštuose, kur intensyvumas mažesnis, lūžio rodiklio pokytis mažesnis, mažesnis fazinis užvėlinimas. Pati impulso gaubtinė nesikeičia, impulsas nekeičia trukmės, bet impulso dalys įgauna skirtingus fazinius užvėlinimus, impulsas pradžioje neturėjęs čirpo tampa čirpuotas. Mažiausią impulso trukmę riboja impulso spektras, tai jei impulsas nepakeitė savo trukmės bet tapo čirpuotas, kas lemia, kad jis gali būti labiau laikiškai suspaustas, tai reiškia, kad impulsas įgavo naujų spektrinių komponentų. Taip yra gaunamas savaiminis impulso spektro praplitimas dėl fazinės savimoduliacijos. Esant įprastai dispersijai, impulso priekis, kuris yra „raudonesnis“ dėl ilgesnių bangos ilgių, mažesnių dažnių, pradeda judėti greičiau, nei impulso galas, kuris yra „mėlynesnis“, turintis trumpesnius bangos ilgius, didesnius dažnius. Dėl nevienodų impulso kraštų greičių ilgėja impulso trukmė, impulsas gali skilti į du atskirus impulsus.

3.9. Superkontinuumo generacija

Superkontinuumo generacija, arba kitaip dar vadinama baltos šviesos generacija lazerinėje fizikoje, yra reiškinys, kai iš sąlyginai siauro spektro lazerinės spinduliuotės yra gaunamas labai plataus spektro lazerinis signalas. Paprastai superkontinuumo spektro plotis apimą visą regimosios šviesos sritį, taip gaunama akimis matoma balta šviesa. Superkontinuumo generacija yra pasiekama dėl netiesinių optinių efektų veikiamų didelės momentinės optinės galios, paprastai ultratrumpųjų lazerinių impulsų kai spektras yra labai

stipriai praplečiamas. Superkontinuumo generacija nereikalauja $\chi^{(2)}$ medžiagos netiesiškumo, priklauso nuo $\chi^{(3)}$, kas praplečia tinkamų superkontinuumo generacijai medžiagų aibę, galima naudoti kieto kūno medžiagas, skysčius, dujas, šviesolaidžius.

Didelio intensyvumo lazeriniam impulsui sklindant netiesine medžiaga jis pradeda savaime fokusuotis dėl Kero efekto sukeltos savifokusacijos. Impulsui erdviškai fokusuojantis, jo intensyvumas vis didėja, stiprėja savifokusacija, pradeda reikštis fazinė savimoduliacija, išplinta spektras. Jei nebūtų jokių reiškinų, kurie stabdytų savifokusaciją, tai pluošto diametras sumažėtų iki nykstamai mažo dydžio, pluoštas matematiškai kolapsuotų. Realybėje, pluoštui stipriai susifokusavus smarkiai padidėja intensyvumas, pradeda reikštis netiesinė sugertis, jonizacija. Impulsas praranda energiją dėl lazerinės spinduliuotės sugerties pačioje medžiagoje bei sugeneruotos plazmos, kas stabdo tolesnį savifokusavimą, neleidžia pluoštui kolapsuoti. Pluoštas susifokusuoja iki kelių mikronų diametro ir praktiškai ne difraguodamas sklinda tam tikrą atstumą. Šis be difrakcinis sklidimas nustoja, kai yra prarandama pakankamai energijos, kad savifokusacija nebegalėtų taip stipriai reikštis, pluoštas pradeda vėl plėstis dėl difrakcijos.

Dėl savifokusacijos gaunami pluošto diametrai yra labai maži, daug impulso energijos yra sufokusuojama į mažą skerspjūvį, gaunami dideli energijos tankiai kurie lengvai gali priartėti prie naudojamos medžiagos pažeidimo slenksčio. Skystose bei dujinėse medžiagose tai nėra tokia didelė problema, nes jei ir yra pažeidžiama medžiaga, dėl medžiagos dalelių galimybės laisvai judėti erdvėje, medžiaga yra pastoviai „regeneruojama“. Į lazerio pluoštą natūraliai dėl difuzijos ar priverstinai cirkuliuojant medžiagą pastoviai atsiranda nepažeistų medžiagos dalelių. Superkontinuumo generacija gali toliau tęstis nors ir yra viršijamas medžiagos pažeidimo slenkstis. Kieto kūno medžiagose tokia strategija neveikia, gardelėje atsiradęs lazerio indukuotas pažeidimas taip lengvai nepajudės iš lazerio pluošto kelio. Taip pažeista medžiaga stabdys superkontinuumo generaciją. Tai paprastai yra apeinama pastoviai judinant medžiagą, ją sukant ant motorizuoto staliuko, kad kaupiamieji pažeidimai neturėtų pakankamai laiko virsti į katastrofinius pažeidimus, superkontinuumas galėtų tęstis. Kitas būdas išvengti pažeidimų kietosiose medžiagose yra tiesiog neviršyti medžiagos pažeidimo slenksčio, kas riboja galimas naudoti galias. Neviršyti medžiagos pažeidimo slenksčio galima ribojant lazerio galią arba ribojant ant kiek pluoštas medžiagoje gali savaime susifokusuoti. Tai galima atlikti suskaidant kietąjį kūną plonais sluoksniais, kur kiekviename sluoksnyje pluoštas nespėja susifokusuoti iki diametro lemiančio medžiagos pažaidą bei paliekant pakankamai didelius tarpus tarp sluoksnių, kad pluoštas spėtų dėl difrakcijos išsiplėsti prieš patenkant į kitą sluoksnį.

4. Metodologija

4.1. Naudojamas sklidimo modelis

Impulsinių pluoštu sklidimui modeliuoti buvo naudojami skaičiavimai, kaip keičiasi impulso kompleksinė amplitudė sklindant pluoštui z kryptimi kas atstumą dz . Kompleksinė amplitudė yra skaičiuojama tam tikro dydžio tinklelyje esančiame ant xy plokštumos, kur atstumai tarp gretimų kompleksinių verčių yra dx ir dy atitinkamai kryptimis x ir y . Pasitelkus tokį tinklėlį būtų galima aprašyti tik nuolatinės veikos spinduliavimą, apskaičiuoti, kaip sklinda lazerinis pluoštas, o ne impulsas. Dėl šios priežasties dar papildomai buvo tinklėlis praplėstas ir trečia – laiko koordinate, kryptimi t , kur laikinis atstumas tarp gretimų kompleksinių verčių

yra dt . Taigi turime trimatį tinklę x, y, t koordinatėse, kurio matmenys $X \times Y \times T$ ir kuris sklinda z kryptimi atstumą Z , kas nuotolį dz .

Pradinio impulso kompleksinė amplitudė aprašoma formule:

$$u = \sqrt{I} \cdot u_{xy} u_t \quad (13)$$

Čia I yra maksimali pradinio impulso intensyvumo vertė. Ji yra apskaičiuojama integruojant impulso intensyvumą visomis ašimis. Lygtyje u_{xy} aprašo Gauso pluošto gaubtinę:

$$u_{xy} = e^{\left\{ \frac{-x^2 - y^2}{r^2} (1 - i\gamma_r) \right\}} \quad (14)$$

Šioje išraiškoje r yra pluošto radiusas $\frac{1}{e^2}$ aukštyje, o γ_r yra erdvinės fazinės moduliacijos parametras kuris šiame darbe buvo laikytas lygiu 0, tai yra pluošto sąsmauka yra ties $z = 0$, kuris toliau sklindant dėl difrakcijos turi plisti. u_t aprašo impulso laikinę gaubtinę, kuri taip pat kaip ir pats pluoštas yra Gauso funkcijos formos:

$$u_t = e^{\left\{ \frac{-2 \ln(2) t^2}{\tau^2} (1 - i\gamma_t) \right\}} \quad (15)$$

Čia τ yra impulso trukmė apibrėžta kaip trukmė nuo impulso pradžios pusės intensyvumo aukštyje iki pabaigos tame pačiame aukštyje (angliškai trumpinama kaip FWHM). γ_t yra fazinės moduliacijos parametras [4], kuris kai yra lygus 0 apibūdina spektriškai ribotą impulsą, kurio daugiau suspausti neįmanoma nepraplečiant spektro. Teigiamos vertės apibūdina teigiamo čirpo impulsus, kurių priekis yra didesnių dažnių (mėlynesnis), o galas yra žemesnių dažnių (raudonesnis). Kai γ_t vertės yra neigiamos, tai gaunamas atvirkščias rezultatas, impulso priekis raudonesnis, galas mėlynesnis.

Kiekvienos iteracijos metu impulsą aprašantis kompleksinės amplitudės tinklelis yra pajudinamas z kryptimi dz atstumu. Tai yra atliekama pritaikant perdavimo funkciją $H(dz)$. Norint tai padaryti kompleksinės amplitudės tinklelis yra transformuojamas į dažninę reprezentaciją naudojant Furjė transformaciją. Turint dažninį kompleksinės amplitudės tinklę jis yra sudauginamas su perdavimo funkcija $H(dz)$, taip impulsas yra paveikiamas dispersijos, difrakcijos ir kitų reiškinių, kuriuos aprašo perdavimo funkcija $H(dz)$. Gautas rezultatas vis dar yra dažnių koordinačių sistemoje, todėl norint grįžti prie pradinės xyt koordinačių sistemos reikia atlikti atvirkščią Furjė transformaciją. Tokiu metodu yra gaunamas kompleksinės amplitudės tinklelis, aprašantis impulsą nusklidusį atstumą dz .

4.2. Pradiniai parametrai

Modeliuojant šviesos impulsinį pluoštą reikia apibrėžti ribas, taip vadinamą tinklę, kuriame tas pluoštas egzistuos. Jis turi būti pakankamai didelis, kaip apimtų visą impulsinį pluoštą, bet ne per daug didelis, nes tada tinklelyje bus daug tuščios erdvės, bus išiekuojami kompiuterio resursai bei laikas. Šiame darbe tinklelio dydis buvo pasirinktas $x_L, y_L = 600 \mu\text{m}$. Pradinio pluošto spindulys buvo pasirinktas $r = 100 \mu\text{m}$, kuris Gauso pluoštui yra apibrėžtas kaip pusė diametro matuojant prie $\frac{1}{e^2}$ maksimalaus pluošto intensyvumo. Superkontinuumo generacijos metu pluošto spindulys sieks $r < 20 \mu\text{m}$, tai toks mažas pradinis pluošto spindulys minimizuos atstumą, kurį impulsas turės nusklisti iki superkontinuumo generacijos. Lazerio

impulsinio pluošto modeliavimui reikia apibrėžti ne tik erdvinį tinklėlį, bet ir laikinį. Šio tinklelio laikiniai matmenys šiame darbe buvo pasirinkti $t_L = 400$ fs atsižvelgiant į pasirinktą lazerio impulso trukmę $\tau = 50$ fs. Impulsų trukmė paprastai yra apibrėžiama kaip laikinis atstumas tarp impulso pradžios ir pabaigos, matuojant nuo taško atitinkančio pusės impulso maksimalaus intensyvumo (angliškai šis matavimo metodas trumpinamas FWHM). Modeliuojamą tinklėlį sudaro periodiškai išdėstytos diskrečios elektrinio lauko kompleksinės vertės. Šiame darbe x bei y kryptimis pasirinkta naudoti po 128 taškus, o t kryptimi 256 taškai, kad būtų galima modeliuoti kuo platesnį laikinį spektrą. Tai lėmė $256 \times 256 \times 512 = 2^{25}$ taškus. Didesnis pasirinktas taškų kiekis lemia didesnę modeliavimo tikslumą, galimybė aprašyti didesnius erdvinius bei laikinius dažnius, tačiau vos padidinus taškų kiekį 2 kartus kiekviena kryptimi gauname 8 kartus daugiau taškų, kas pasireiškia kaip pailgėjusi skaičiavimų trukmė bei didesnis kompiuterio resursų sunaudojimas. Pluošto sklidimas buvo modeliuojamas lydyto kvarco (angliškai fused silica) bandinyje, kurio ilgis $L_z = 40$ mm. Žingsnių kiekis išilgai šio bandinio priklauso nuo kiekvieno modeliavimo. Žingsnių dydis yra nepastovus, jis yra apskaičiuojamas pagal impulso intensyvumą. Žingsnių dydis modeliavimo pradžioje yra didelis, o superkontinuumo generavimo metu, reikia didesnės rezoliucijos žingsnių dydis sumažėja. Modeliuojamo impulsinio lazerinio pluošto centrinis bangos ilgis buvo pasirinktas kaip $\lambda = 1030$ nm, kas atitinka bangos ilgį lazerinės spinduliuotės, dažnai gaunama iš iterbio [10] femtosekundinių lazerių. Ties šiuo centriniu bangos ilgiu lydyto kvarco lūžio rodiklis $n_0 = 1.450$, grupinių greičių dispersija $g_0 = 18.973 \frac{\text{fs}^2}{\text{mm}}$ [11].

4.3. Selmejerio lygtis

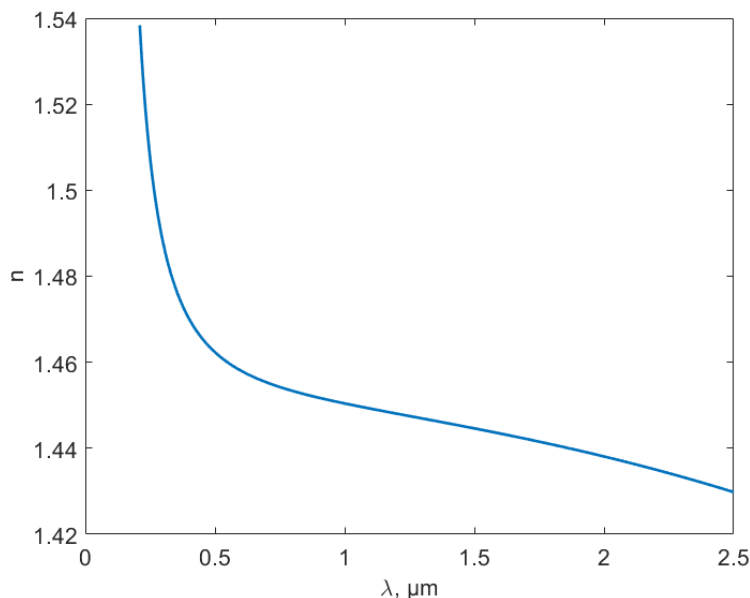
Skaidriose medžiagose lūžio rodiklis nėra pastovus kiekvienam bangos ilgiui, dažnu atveju lūžio rodiklis didėja kartu su šviesos dažniu, kas yra vadinama normalia dispersija. Anomalios dispersijos atveju yra atvirkščiai, lūžio rodiklis didėja mažėjant dažniui. Ši priklausomybė tarp lūžio rodiklio ir bangos ilgio nėra paprasta, ji seniau buvo aprašoma Koši lygtimi, kuri paprastai išreiškiama kaip: $n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$. Ši išraiška pakankamai gerai aprašo medžiagų su normalia dispersija lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio regimosios šviesos diapazone. Vėliau buvo sukurta Selmejerio lygtis, kuri taip pat aprašo lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio, bet neturi prieš tai minėtų problemų. Ši lygtis dažnai užrašoma kaip:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (16)$$

Šioje lygtyje B_i bei C_i yra Sellmeier koeficientai, kurie yra būdingi kiekvienai medžiagai. Šiame darbe buvo naudotas lydyto kvarco stiklas, kurio Selmejerio koeficientai yra [11]:

B1:	0.6961663	C1:	4.679148258490000e-3 μm^2
B2:	0.4079426	C2:	1.351206307396000e-2 μm^2
B3:	0.8974794	C3:	9.793400253792099e1 μm^2

Apskaičiuota lydyto kvarco lūžio rodiklio priklausomybė pavaizduota (Pav. 4). Lygtis, aprašanti lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio, tokia kaip Selmejerio lygtis yra naudojama norint atsižvelgti į medžiagos dispersiją modeliuojant šviesos sklidimą. Paprastai būtų galima naudoti tiesiog dispersiją apibūdinančius antros, trečios, bei aukštesnių eilių dispersinius narius, tačiau naudojant pilną lygtį galima tiksliau modeliuoti dispersiją, nereikia atskirai skaičiuoti grupinių greičių dispersijos bei aukštesnių dispersijos narių.

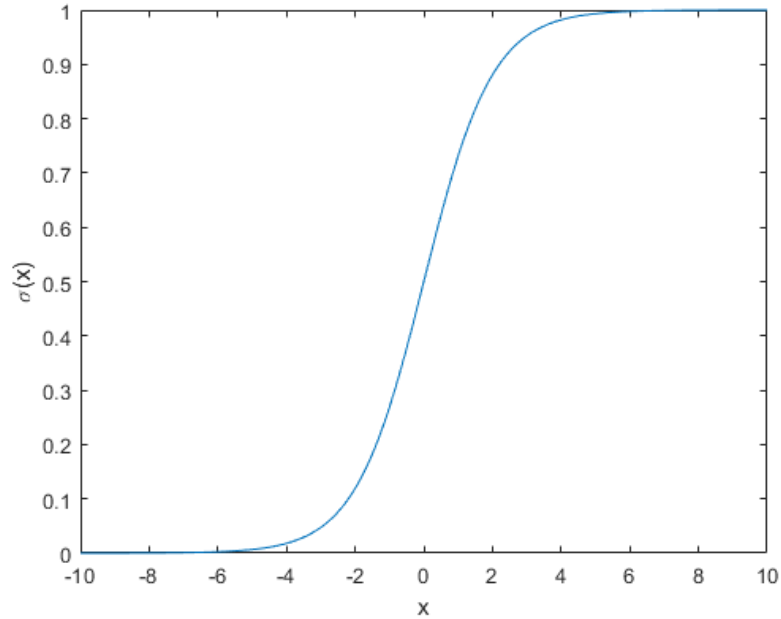


Pav. 4 Lydyto kvarco stiklo lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio, apskaičiuota naudojantis Selmejerio formule.

4.4. Dažnių filtras

Mūsų naudojama dažnių atskaitos sistema prasideda nuo centrinio šviesos dažnio ω_0 . Naudojant didelį kiekį taškų laikinėje koordinatė atsiranda vis didesnių dažnių ω padarius Furje transformaciją. Galutinis, fizikinę prasmę turintis dažnis tada yra $\Omega = \omega_0 + \omega$. Viršijus tam tikrą taškų kiekį galima gauti $\omega_0 - \omega < 0$, tai yra, neigiamus dažnius. Pirma, neigiami dažniai yra nerealistiški, o antra – įsistačius per mažus ar per didelius dažnius į Sellmeier lygtį galima gauti dalybą iš nulio, kas lems modeliavimo nestabilumą. Selmejerio lygtis yra teisinga tik tam tikrame dažnių diapazone, tai pravartu yra apsiriboti skaitmeniniame modeliavime naudojamus dažnius. Šiame darbe buvo leistini tik tokie dažniai, kurie yra lydyto kvarco pralaidumo srityje. Visi kiti bus sugerti pačios medžiagos, nėra daug prasmės į juos atsižvelgti. Naudojamų bangos ilgių ruožas: 0.21 μm - 2.5 μm . Dažnių filtrui realizuoti galima naudoti perdavimo funkciją, kurios vertė lygi 1 kai dažnis yra leidžiamų dažnių diapazone, o neleidžiamų dažnių diapazone lygi 0. Toks pasirinkimas duos funkciją su stačiais kraštais ties kraštiniais dažniais. Norint to išvengti, buvo naudojama sigmoidinė funkcija tiems kraštams suapvalinti. Sigmoidinė funkcijos apibrėžimas:

$$\sigma(x) = \frac{1}{1 + e^{-x}} \quad (17)$$



Pav. 5 Sigmoidinės funkcijos verčių priklausomybė nuo x .

4.5. Perdavimo funkcijos

Atliekant šviesos sklidimo modeliavimą naudojant konvoliucijos integralus, reikia apibrėžti naudojamas perdavimo funkcijas. Perdavimo funkcijos šiame algoritme yra atsakingos už šviesos sklidimą, difrakciją, dispersiją bei fotoninio kristalo įtaką. Perdavimo funkcijos dalis, atsakinga už pluošto difrakciją [4]:

$$H_{diff} = e^{\left(-i \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2k_0} dz\right)} \quad (18)$$

Čia k_x bei k_y yra bangos vektoriaus x bei y komponentės. Perdavimo funkcijos dalis, atsakinga už fotoninių kristalų įtaką sklidimui, modifikuotą erdvinės dispersijos kreivę:

$$H_{pc} = e^{\left(-i \frac{T_{plot}^4}{k_x^2 + k_y^2 + T_{plot}^2} \frac{dz}{2k_0}\right)} \quad (19)$$

Čia T_{plot} yra jau minėta erdvinės dispersijos kreivės viršūnės plokštumą aprašanti vertė. Perdavimo funkcijos dalis, atsakinga už medžiagos dispersiją:

$$H_{disp} = e^{\left(-i \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) n(\lambda) \cdot dz\right)} \quad (20)$$

Čia $n(\lambda)$ yra lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio, kuri aprašoma jau minėtos Sellmeier lygties. Atsižvelgus į medžiagos dispersiją su šia perdavimo lygties dalimi, atsiranda problema, kad impulsas pradeda skliti grupiniu greičiu u_g modeliuojamo tinklelio atžvilgiu, tai po kiek laiko impulsas tiesiog išeina iš tinklelio ribų. Norint tai išvengti, yra įvedama perdavimo funkcijos dalis, kuri prie impulso sklidimo prideda neigiamą grupinį greitį, kad impulsas būtų modeliuojamo tinklelio centre:

$$H_{ug} = e^{\left(-i \frac{dz}{u_g \Omega}\right)} \quad (21)$$

Grupinis greitis aprašo kokių greičių juda bangos gaubtinė, šis greitis apibrėžiamas kaip $u_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$. Galime grupinį greitį išsireikšti per lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio:

$$u_g = \frac{c}{n_0 - \lambda_0 \frac{\partial n}{\partial \lambda}} \quad (22)$$

Čia $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$ apskaičiuojamas paėmus pirmą išvestinę medžiagos Selmejerio lygties.

Dažnių filtro perdavimo funkcija:

$$H_{filter} = \sigma \left(\frac{\Omega - \frac{c}{\lambda_{max}}}{d_{filter}} \right) \sigma \left(-\frac{\Omega - \frac{c}{\lambda_{min}}}{d_{filter}} \right) \quad (23)$$

kur d_{filter} yra sigmoid perėjimo plotis, buvo naudota vertė $d_{filter} = 2 \cdot 10^{12}$ Hz, λ_{min} ir λ_{max} yra naudojamos medžiagos pralaidumo juostos minimalus bei maksimalus bangos ilgiai.

Pilnutinė perdavimo funkcijos išraiška:

$$H = H_{diff} H_{pc} H_{disp} H_{ug} H_{filter} \quad (24)$$

4.6. Netiesiniai nariai

Modeliuojant tiesinių narių įtaką pluošto sklidimui buvo naudojamos perdavimo funkcijos, operacijos daromos dažnių erdvėje. Tai daroma dėl to, kad difrakcijos bei dispersijos skaičiavimuose naudojami šviesos dažniai bei erdviniai dažniai (k vektoriai), nenaudojamas šviesos intensyvumas. Netiesiniai efektai priklauso nuo šviesos intensyvumo, tai skaičiavimai bus atliekami ne dažnių erdvėje. Kiekvienos iteracijos metu, apskaičiavus tiesinių narių įtaką pluoštui, šviesos kompleksinių elektrinių laukų tinklelis bus dauginamas su kiekvienu iš netiesinių narių:

$$u_z = u_{z0} h_{Kerr} h_{MPA} h_{plasm} h_{filter} \quad (27)$$

Tiesiniai reiškiniai nėra pilnai atsieti nuo netiesinių, negalima jų taip atskirai nagrinėti. Tačiau naudojant pakankamai mažą dz – sklidimo atstumą tarp gretimų iteracijų, skaičiavimai atskyrus tiesinius bei netiesinius narius duoda pakankamai tikslius rezultatus.

4.6.1. Kero efektas

Dėl Kero efekto atsiranda fazinis užvėlinimas, tik jis priklauso ne nuo šviesos dažnio kaip dispersijos atveju, bet nuo šviesos intensyvumo. Lygtis panaši į lygtį naudotą aprašyti dispersiją, tik vietoje n naudotas $n_2 I$:

$$h_{Kerr} = e^{ikn_2 I dz} \quad (28)$$

4.6.2. Daugiafotonė sugertis

Daugiafotonė sugerties modeliuojama naudojant daugiklį [12]:

$$h_{MPA} = e^{-\frac{\beta_K I^{K-1}}{2} dz} \quad (29)$$

kur K yra daugiafotonės sugerties laipsnis, tai yra, kiek vienu metu reikia sugerti fotonų, kad jų suminė energija viršytų medžiagos draustinės juostos energiją E_g :

$$K = \left\lceil \frac{E_g}{hf} \right\rceil \quad (30)$$

4.6.3. Sugeneruotos plazmos tankio skaičiavimas

$$h_{plasm} = e^{-\frac{\sigma_{plasm}}{2}(1+i\omega_0 t_c)\rho(I) dz} \quad (31)$$

$$\sigma_{plasm} = \frac{q_e^2 t_c}{cn_0 \epsilon m_{eff} (1 + \omega_0^2 t_c^2)} \quad (32)$$

kur q_e – elektrono krūvis, m_{eff} elektrono efektinė masė, t_c – elektronų susidūrimo laikas. BK7 elektrono efektyvioji masė $m_{eff} = 0.5m_e$ [13], elektronų susidūrimo laikas $t_c = 0.42 \cdot 10^{-15}$ s [14]. Norint apskaičiuoti sugeneruotos plazmos tankį tam tikrame taške, buvo sprendžiama netiesinė lygtis:

$$\frac{\delta\rho}{\delta t} = \frac{\beta_K}{K\hbar\omega_0} I^K + \frac{\sigma_{plasm}}{E_g} I\rho - \frac{\rho}{\tau_{rec}} = f(t, \rho) \quad (33)$$

Čia τ_{rec} yra plazmos rekombinacijos trukmė, kuri yra lygi $\tau_{rec} = 120$ fs [15]. Ši netiesinė lygtis buvo skaitmeniškai sprendžiama naudojantis Runge-Kutta iteraciniu algoritmu.

$$\rho_{n+1} = \rho_n + \frac{dt}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (34)$$

$$k_1 = f(t_n, \rho_n) \quad (35)$$

$$k_2 = f\left(t_n + \frac{dt}{2}, \rho_n + dt \frac{k_1}{2}\right) \quad (36)$$

$$k_3 = f\left(t_n + \frac{dt}{2}, \rho_n + dt \frac{k_2}{2}\right) \quad (37)$$

$$k_4 = f(t_n + dt, \rho_n + dt k_3) \quad (38)$$

Mūsų $f(t, \rho)$ funkcijoje nuo laiko priklauso tik intensyvumas $I(t)$, tai galima f persirašyti $f(t, \rho) = g(I(t), \rho)$, tada $I\left(t_n + \frac{dt}{2}\right)$ apskaičiuojame kaip geometrinį vidurkį gretimų $I(t)$ verčių: $I\left(t_n + \frac{dt}{2}\right) = \frac{I(t_n) + I(t_{n+1})}{2}$. Šiam algoritmui reikia pradinių sąlygų, tai nustatome, kad pradžioje plazmos tankis buvo lygus nuliui $\rho_0 = 0$.

4.6.4. Daugiafotonės sugerties koeficiento β_K skaičiavimas

Daugiafotonės sugerties koeficiento reikia mūsų naudojamai daugiafotonės sugerties išraiškai. Tai jį galima gauti iš dviejų skirtingų krūvininkų plazmos generavimo lygčių [16]:

$$\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{2\omega_0}{9\pi} (m_{eff}\omega_0)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{q_e^2}{16m_{eff}E_g\omega_0^2 c\epsilon_0 n_0} I \right)^K e^{2K} \cdot \Phi \left(\sqrt{2K - \frac{2E_g}{\hbar\omega_0}} \right) \quad (39)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\beta_K}{K\hbar\omega_0} I^K \quad (40)$$

Iš šių dviejų lygčių galime išsiskaičiuoti β_K koeficientą:

$$\beta_K = \frac{2K\hbar\omega_0^2}{9\pi} \left(\frac{m_{eff}\omega_0}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{q_e^2}{16m_{eff}E_g\omega_0^2 c\epsilon_0 n_0} \right)^K e^{2K} \cdot \Phi \left(\sqrt{2K - \frac{2E_g}{\hbar\omega_0}} \right) \quad (41)$$

Phi funkcijos apibrėžimas:

$$\Phi(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{y^2} dy \quad (42)$$

4.6.5. Erdvinis filtras

Superkontinuumo generacijos metu susidarys labai mažų matmenų šviesos gija, tačiau ne visa pluošto energija bus toje gijoje. Galis pluošto toliau plėsis, gali išplisti už skaitmeninio skaičiavimo tinklelio ribų, gali dėl to atsirasti nepageidautini atspindžiai. Dėl to netiesinėje dalyje buvo įdėtas erdvinis filtras, kuris slopina elektrinį lauką ties tinklelio kraštais. Slopinimas nėra tiesiškas, jis priklauso nuo atstumo iki tinklelio ribos vadovaujantis sigmoidine funkcija. Naudota išraiška, nufiltruojanti kraštus x bei y kryptimis:

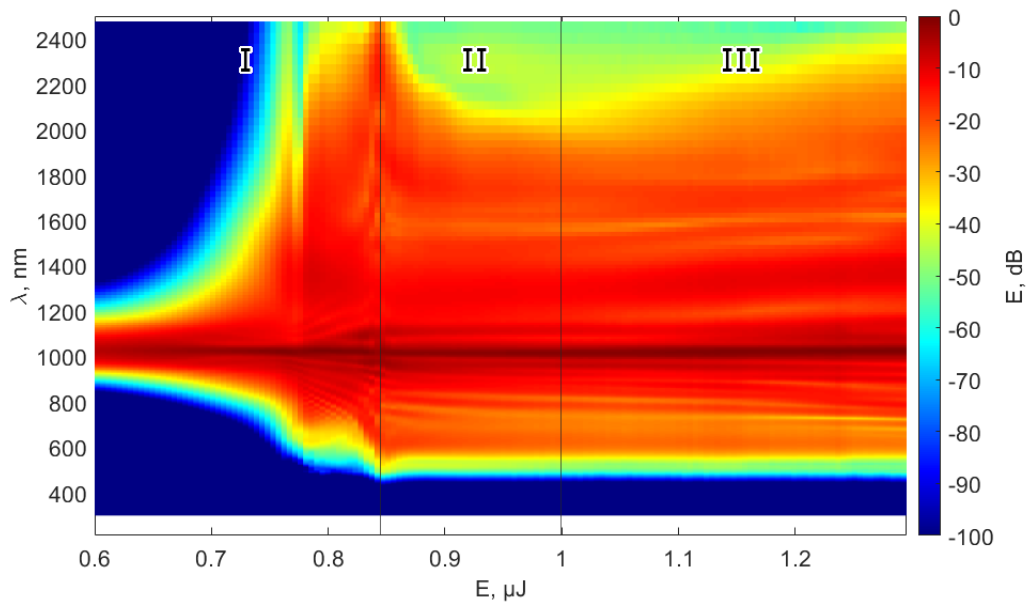
$$h_{filter} = \sigma \left(\frac{\frac{x}{X} + 0.45}{0.005} \right) \sigma \left(-\frac{\frac{x}{X} + 0.45}{0.005} \right) \sigma \left(\frac{\frac{y}{Y} + 0.45}{0.005} \right) \sigma \left(-\frac{\frac{y}{Y} + 0.45}{0.005} \right) \quad (43)$$

5. Rezultatai ir jų aptarimas

Vadovaujantis aptarta teorija bei metodologija, buvo parašyta MATLAB programa, galinti skaitmeniškai modeliuoti impulsinių pluoštų sklidimą modifikuotos erdvinės dispersijos terpėse atsižvelgiant į netiesinius efektus, lemiančius superkontinuumo generaciją. Modelyje buvo naudojamos trys koordinatės: x , y , t . Tai lėmė didelį skaičių masyvų kiekį, ilgus skaičiavimus. Vienas superkontinuumo modeliavimas trunka kelias valandas.

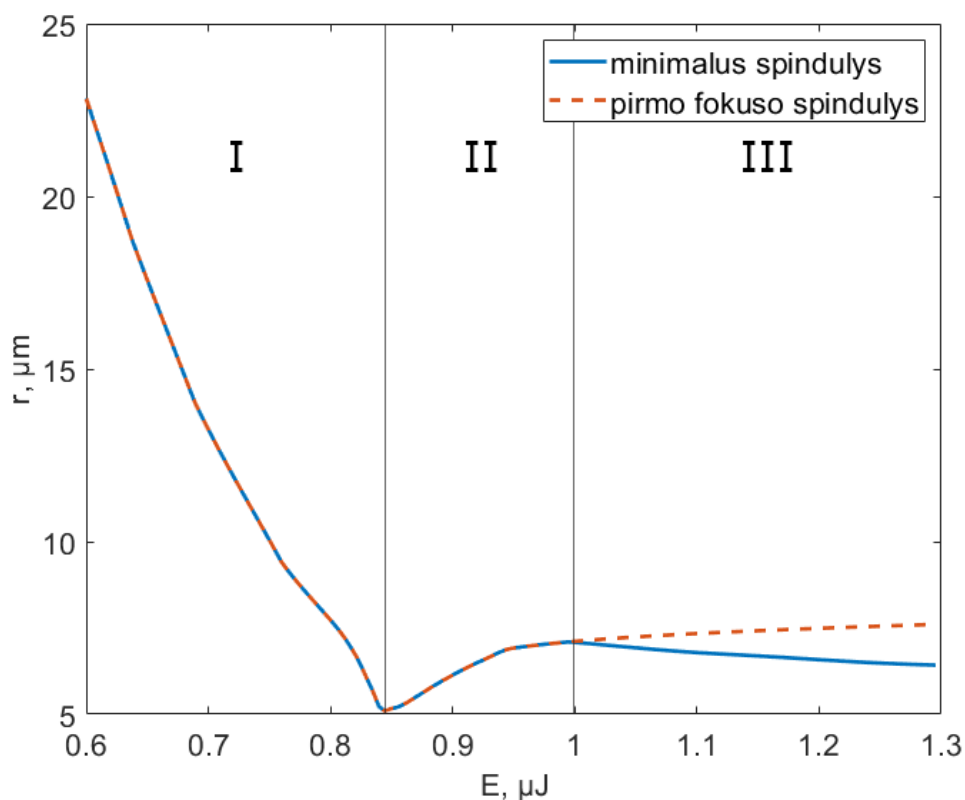
5.1. Superkontinuumo modeliavimas įprastos erdvinės dispersijos medžiagoje

Iš pradžių buvo modeliuojama superkontinuumo generacija ne fotoniniame kristale, o įprastos erdvinės dispersijos medžiagoje. Tai buvo daroma dėl to, kad būtų galima patyrinti superkontinuumo generacijos dinamiką, priklausomybę nuo pradinio impulso energijos. Pradinio impulso energija buvo keičiama nuo 0.6 μ J iki 1.3 μ J. Tokios ribos buvo pasirinktos, nes prie mažesnių energijų nebeužtenka intensyvumo, kad pluoštas galėtų susifokusuoti savaime ir pradėtų generuoti superkontinuumas, o prie didesnių energijų pluoštas susifokusuoja savaime per daug kartų, gaunamas superkontinuumas dažnai yra nenaudojamas dėl interferencijos spektre. Nubraižytas grafikas (Pav. 6), kaip priklauso galutinis spektras nuo pradinio impulso energijos:



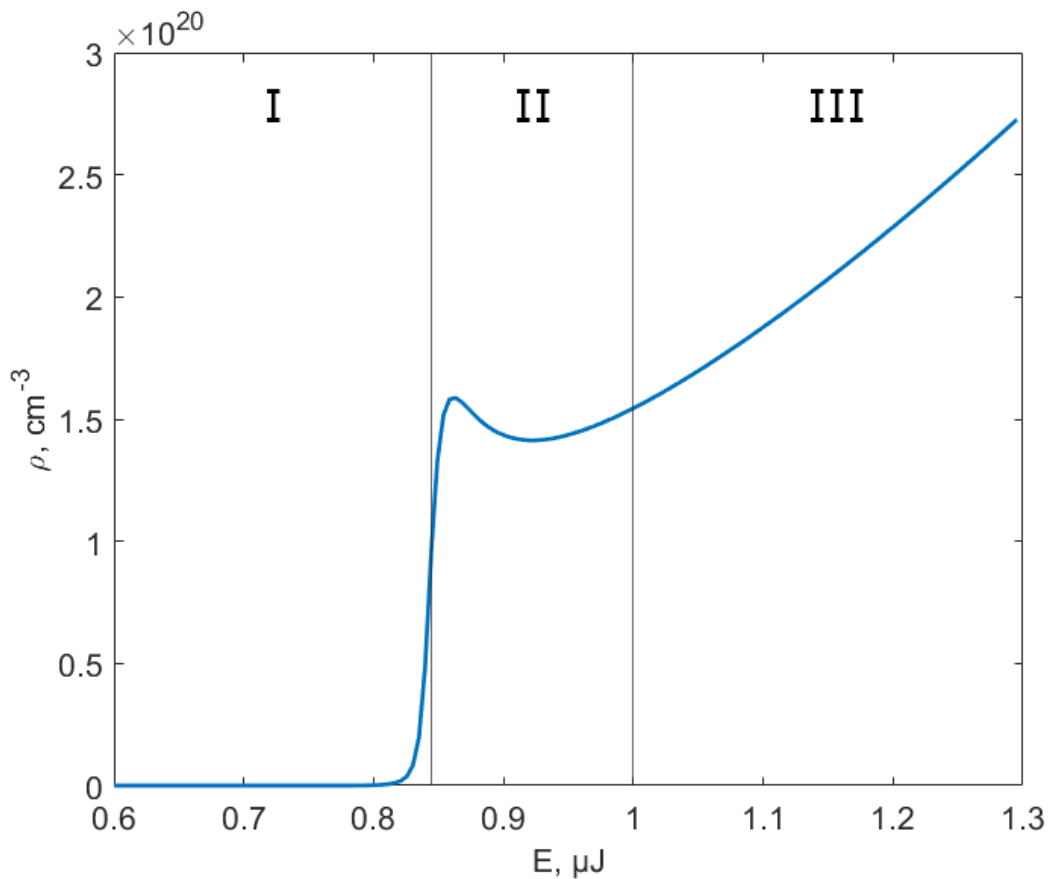
Pav. 6 Galutinio impulso spektro priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Grafikas padalintas į tris dalis pagal mažiausio spindulio grafiko minimumus bei maksimumus.

Iš šio grafiko matome, kad kairėje pusėje, kur energijos yra mažos, spektras yra siauras, superkontinuumas nesigeneruoja. Prie maždaug $0.78 \mu\text{J}$ pradinio impulso energijos, spektras staiga smarkiai praplatėja. Prie šios energijos pradeda generotis superkontinuumas. Superkontinuumo generacijos metu pluoštas susifokusuoja iki šviesos gijos, labai mažo diametro. Tolimesnei analizei pravartu yra iš modeliavimo duomenų nubraižyti mažiausio pasiekto pluošto spindulio priklausomybę nuo pradinio impulso energijos:



Pav. 7 Pluošto mažiausio pasiekto spindulio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Mažiausias spindulys pažymėtas mėlyna vientisa linija, o pirmo fokuso spindulys raudona punktyrine linija. Grafikas padalintas į tris dalis pagal grafiko minimumus bei maksimumus.

Mažiausias gautas pluošto spindulys $r_{min} = 5.10 \mu\text{m}$ gautas ties $E = 0.8443 \mu\text{J}$. Pluošto spindulio priklausomybės nuo energijos grafike (Pav. 7) matome, kaip didėjant energijai spindulys mažėja (I zona), toliau didėjant energijai pradeda didėti spindulys (II zona), dar didėjant energijai spindulys vėl pradeda mažėti (III zona). Riba tarp I ir II zonų yra ties $E = 0.8443 \mu\text{J}$, o riba ties II ir III zonomis yra ties $E = 0.9993 \mu\text{J}$. Trečiojoje zonoje galima matyti, kaip mažiausio spindulio kreivė išsiskiria nuo pirmo fokuso spindulio kreivės. Taip įvyksta todėl, nes prie didesnių energijų pluoštas fokusuojasi daugiau nei vieną kartą ir mažiausias spindulys pasiekiamas sekančiame fokuse. Pagal (28) ir (29) formules matome, kad Kero efektas tiesiogiai priklauso nuo pluošto intensyvumo, o daugiafotonė sugertis nuo $\sim I^K$. Tai prie mažų energijų dominuos Kero efektas, o prie didesnių – daugiafotonė sugertis. Tai galime matyti mažiausio diametro priklausomybės nuo pradinio impulso energijos grafiko (Pav. 7) I zonoje. Susiformavusios šviesos gijos mažiausią spindulį riboja ne daugiafotonė sugertis, o Kero efektas, tai didėjant pradinio impulso energijai didėja pluošto intensyvumas, kas lemia stipresnę savifokusaciją dėl Kero efekto. II zonoje energija yra pakankamai didelė, kad daugiafotonė sugertis pradėtų riboti mažiausią pluošto spindulį, tai didėjant pradinio impulso energijai, didėja daugiafotonės sugerties įtaka, pluoštas negali pasiekti tokių mažų spindulių, kuriuos gali pasiekti su mažesnėmis energijomis. Šiuos teiginius gali pagrįsti sugeneruotos plazmos, tai yra laisvųjų elektronų tankio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos:

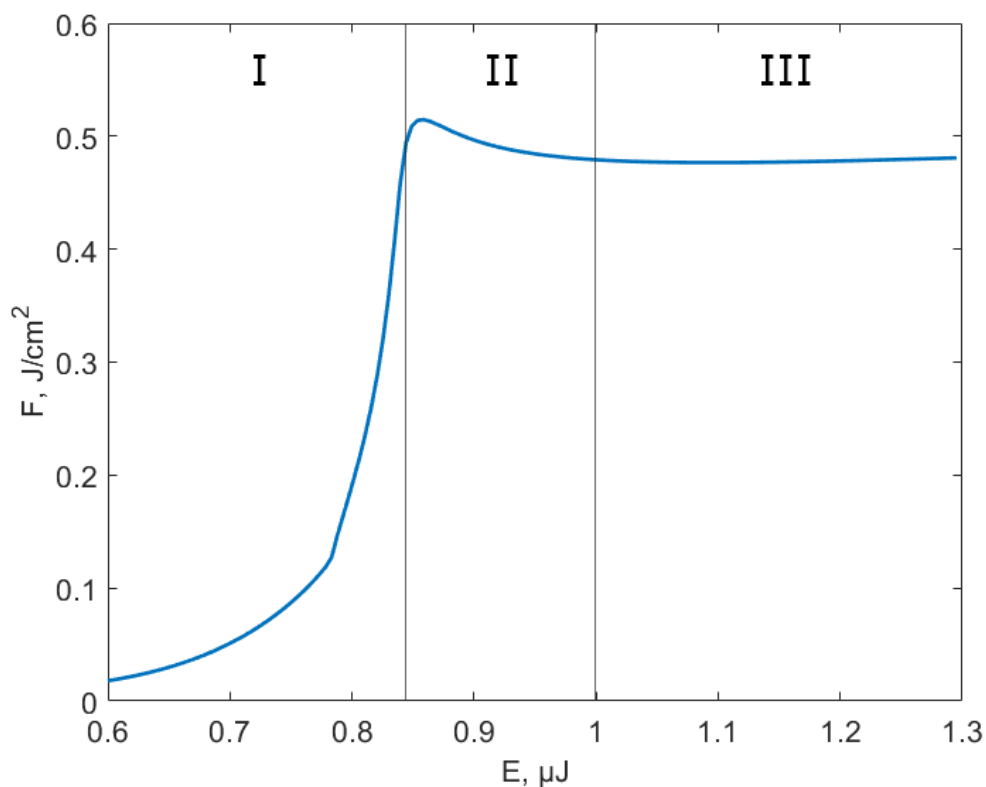


Pav. 8 Sugeneruotų laisvųjų krūvininkų tankio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Grafikas padalintas į tris dalis pagal mažiausio spindulio grafiko minimumus bei maksimumus.

Iš (Pav. 8) matome, kad I zonoje yra mažas laisvųjų krūvininkų tankis, tai reiškia daugiafotonės sugerties tikimybė maža prie šių energijų, šviesos gijos diametras nėra ribojamas daugiafotonės sugerties reiškinio. Ties I ir II zonų riba matome staigų laisvųjų krūvininkų išaugimą – impulso intensyvumai yra dideli, susigeneruoja daug plazmos.

III zonoje pirmo fokuso spindulys vis didėja dėl prieš tai minėtų priežasčių – jį riboja daugiafotonė sugertis. Tačiau mažiausias pasiektas spindulys vėl pradeda mažėti didėjant pradinio impulso energijai. Pirmo fokuso metu impulsas per greitai plyšta pusiau, nespėja prarasti visos energijos, tai už tam tikro atstumo dėl Kero efekto vėl pradeda vykti savifokusacija, pluoštas pasiekia mažesnę diametrą, nei pirmo fokuso metu.

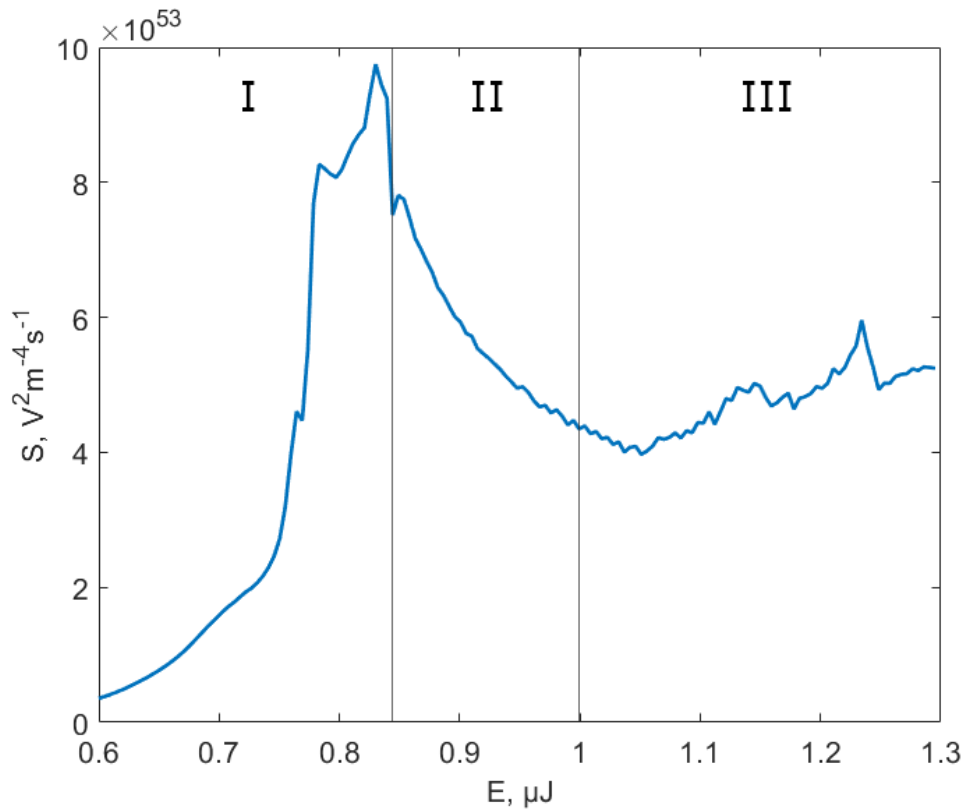
Tolesniam superkontinuumą generuojančio impulso dinamikos analizavimui buvo nubraižytas didžiausio intensyvumo priklausomybės nuo pradinio impulso energijos grafikas:



Pav. 9 Didžiausio impulso intensyvumo priklausomybė nuo pradinio impulso energijos.

Didžiausias intensyvumas I zonoje vis didėja kartu su pradinio impulso energija, II zonoje mažėja, o III zonoje išlieka pastovus. Didžiausias intensyvumas buvo pasiektas $F = 0.5147 \text{ J}/\text{cm}^2$ ties $E = 0.8584 \mu\text{J}$. Didžiausias intensyvumas toliau nedidėja kartu su energija, nes didelis intensyvumas lemia padidėjusią daugiafotonę sugertį, kas lemia plazmos generaciją, kuri mažina pluošto intensyvumą. Tai intensyvumas per plazmos grįžtamąjį ryšį save riboja.

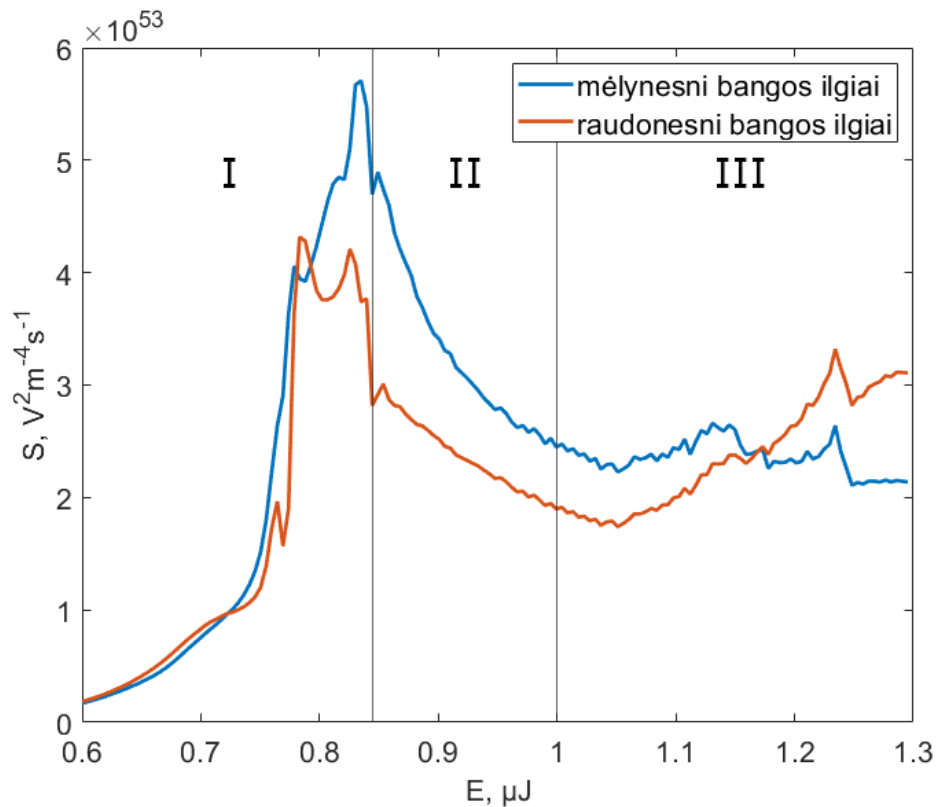
Vien tik šviesos gijos diametras bei sugeneruotos plazmos tankis pilnai ne charakterizuoja superkontinuumo generavimo. Pati svarbiausia superkontinuumo dalis yra platus spektras, dėl kurio superkontinuumas ir yra generuojamas. Taigi pravartu panagrinėti, kaip keitėsi sugeneruoto spektro plotis bei superkontinuumo signalo kiekis prie skirtingų pradinio impulso energijų. Galutinis spektras yra gaunamas suintegravus spektrą visais erdviniais kampais. Superkontinuumo signalo kiekis buvo skaičiuojamas sumuojant galutinio spektro vertes apart bangos ilgių tarp $\lambda_0 - 50 \text{ nm}$ ir $\lambda_0 + 50 \text{ nm}$ norint neįskaityti kaupinimo signalo. Sugeneruoto superkontinuumo signalo kiekio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos buvo pavaizduota grafike:



Pav. 10 Superkontinuumo spektro signalo kiekio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Grafikas padalintas į tris dalis pagal mažiausio spindulio grafiko minimumus bei maksimumus.

Iš (Pav. 10) galime matyti, kad superkontinuumo signalo priklausomybė nuo pradinio impulso energijos yra panaši į pluošto mažiausio diametro priklausomybę nuo pradinio impulso energijos. Matomi keli skirtumai – superkontinuumo signalas pradeda mažėti nepasiekus ribos tarp I ir II zonų, taip pat signalas pradeda didėti už ribos tarp II ir III zonų. Didžiausias superkontinuumo signalas $S_{max} = 9.7485 \cdot 10^{53} \text{ V}^2\text{m}^{-4}\text{s}^{-1}$ buvo pasiektas prie $E = 0.8302 \text{ } \mu\text{J}$, kas atitinka energiją, prie kurios staiga pradėjo didėti sugeneruotos plazmos kiekis.

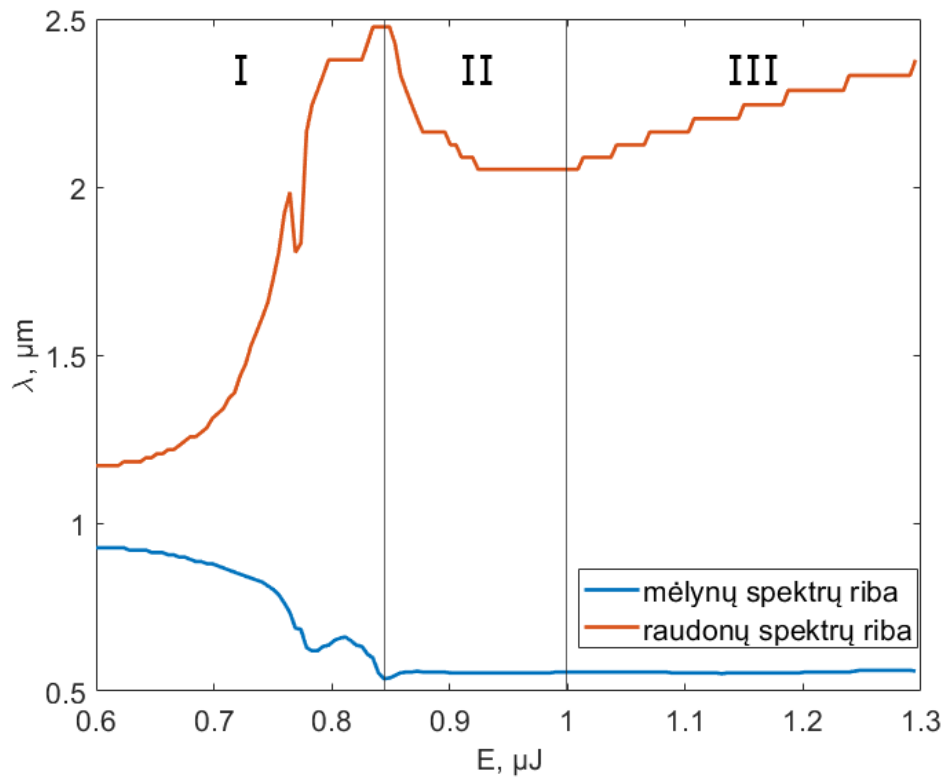
Galutinio spektro suma nusako tik signalo kiekį, tačiau yra pravartu žinoti, kiek iš to signalo sudaro mėlynesni bangos ilgiai (mažesnis bangos ilgis už centrinį bangos ilgį), o kiek raudonesni (didesnis bangos ilgis už centrinį bangos ilgį). Buvo atlikta suma atskirai mėlynesnių ir raudonesnių dažnių, jų signalų priklausomybė nuo pradinio impulso energijos atvaizduota grafiškai:



Pav. 11 Mėlynesnių bei raudonesnių bangos ilgių superkontinuumo signalų priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Grafikas padalintas į tris dalis pagal mažiausio spindulio grafiko minimumus bei maksimumus.

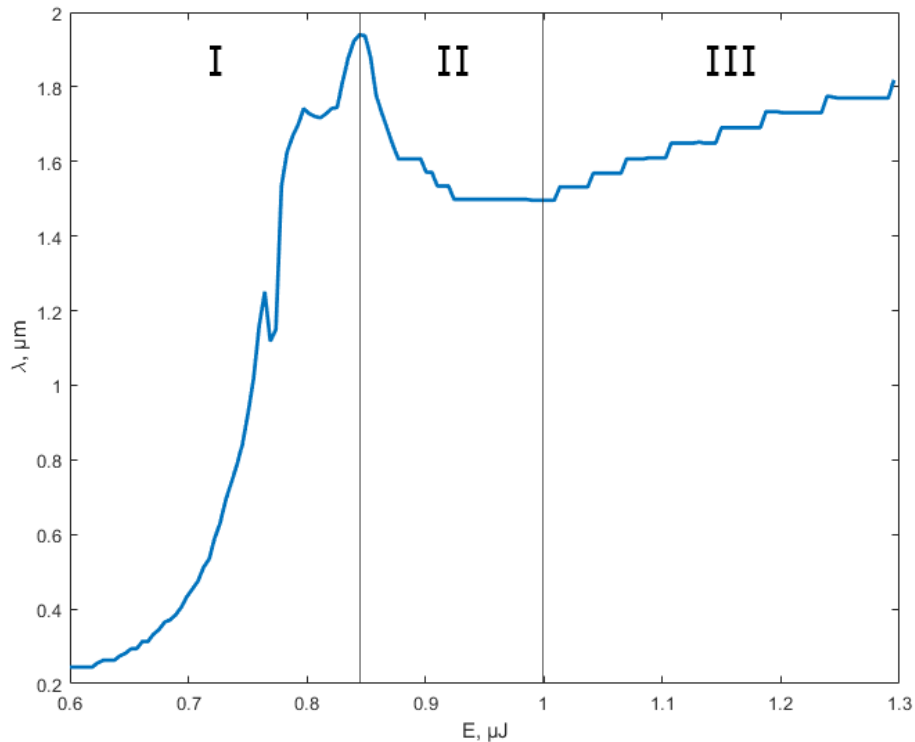
Iš (Pav. 11) matome, kad I zonoje mėlynų dažnių signalas didėja su didėjančia pradinio impulso energija, o sekančiose zonose pradeda mažėti. Raudonų dažnių signalas seka panašia tendencija – pirmojoje zonoje signalas didėja su didėjančia pradinio impulso energija, II zonoje pradeda mažėti, tačiau prie maždaug $E = 1.05 \mu\text{J}$ pradeda vėl augti ir galiausiai pralenkia mėlynų dažnių signalo kiekį. Šias tendencijas taip pat galima matyti spektro priklausomybės nuo pradinės energijos grafike (Pav. 6).

Superkontinuumo signalo kiekis nusako tik superkontinuumo kiekį, tačiau nesuteikia informacijos apie patį spektro plotį. Superkontinuumo spektro plotį nepatogu matuoti naudojant įprastą metodiką, nes ne visas kaupinimo signalas yra sunaudojamas superkontinuumui generuoti, galutiniame spektre yra smailė ties kaupinimo centriniu bangos ilgiu. Tai matuojant spektro plotį ties pusės aukštyje (angl. full width at half maximum, FWHM) yra atsižvelgiama į kaupinimo intensyvumą. Taigi taip matuojamas superkontinuumo spektro plotis stipriai priklausys nuo kaupinimo intensyvumo, superkontinuumo generavimo efektyvumo, o ne nuo pačio spektro pločio. Eksperimentų metu superkontinuumo spektras dažnai matuojamas ne ties pusės aukštyje, bet ties triukšmo riba. Skaitmeniškai modeliuojant superkontinuumą nėra jokio matavimo įrangos (spektrometru) triukšmo, nesusidaro tam tikra triukšmo riba, prie kurios būtų galima matuoti spektro plotį. Tai matuoti superkontinuumo spektro plotį tokia metodika negalima. Šiame darbe spektro plotį pasirinkta matuoti ties 10^{-3} lygiu nuo superkontinuumo signalo viršaus. Naudojantis šia metodika išmatuota, kaip keičiasi sugeneruoto superkontinuumo spektro raudonoji bei mėlynoji ribos:



Pav. 12 Sugeneruoto superkontinuumo spektro ribų priklausomybė nuo pradinio impulso energijos. Grafikas padalintas į tris dalis pagal mažiausio spindulio grafiko minimumus bei maksimumus.

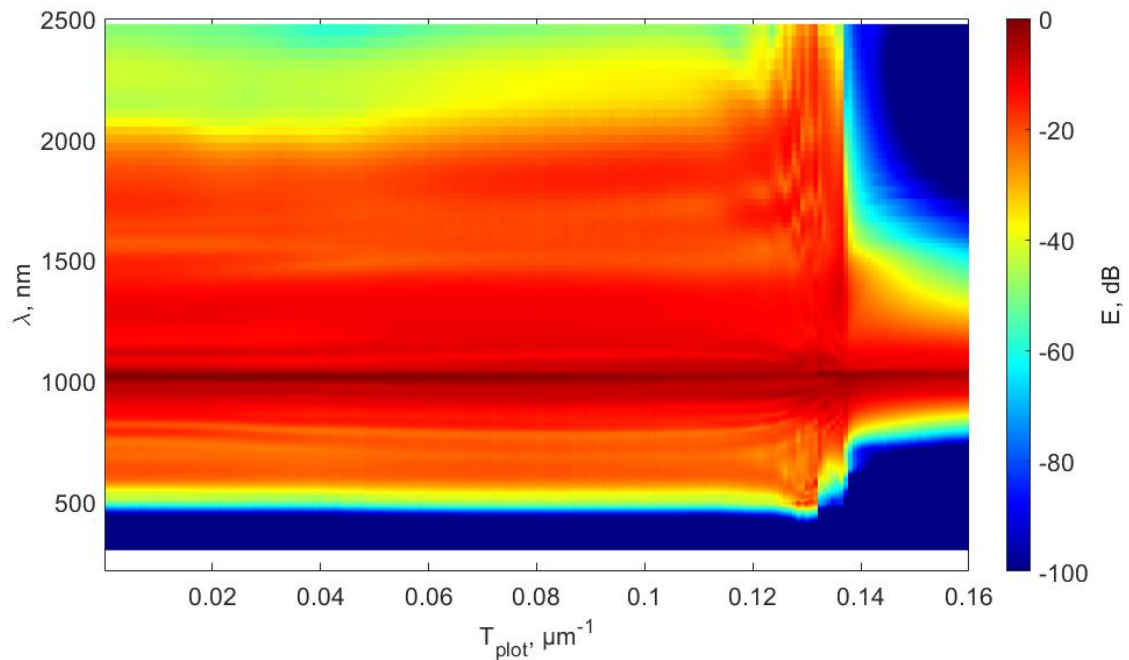
Taip pat nubraižytas grafikas, kaip sugeneruoto superkontinuumo spektro plotis priklauso nuo pradinio impulso energijos:



Pav. 13 Sugeneruoto superkontinuumo spektro pločio priklausomybė nuo pradinio impulso energijos.

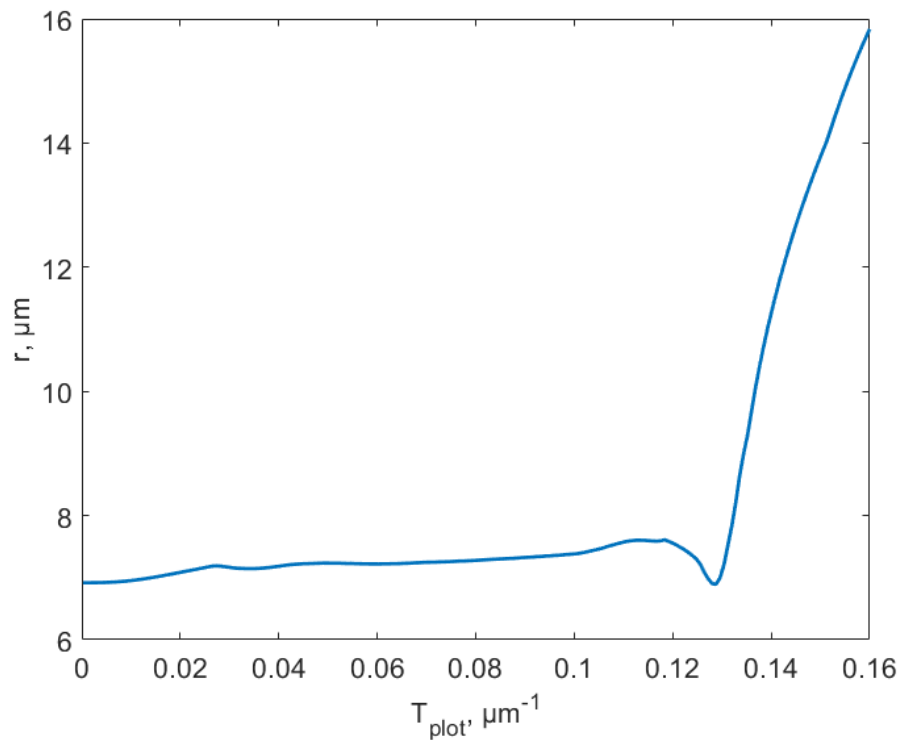
5.2. Superkontinuumo modeliavimas fotoniniame kristale

Patyrinėjus superkontinuumo generaciją bei jo parametrų priklausomybę nuo pradinio impulso energijos įprastoje medžiagoje galima atlikti modeliavimą modifikuotos erdvinės dispersijos medžiagose – fotoniniuose kristaluose. Pasirinkta $E = 0.95 \mu\text{J}$ energija, nes ji yra II zonoje, kur šviesos gijos diametrą bei superkontinuumo generaciją riboja daugiafotonė sugertis bei sugeneruota plazma. Nesirinkta energija ties I ir II zonų riba, nes tai yra arti superkontinuumo generacijos ribos, dauguma parametrų yra labai jautrūs mažiems energijos nestabilumams. Atlikti modeliavimai, kaip tokios energijos lazeriniai impulsai keliauja fotoniniu kristalu, kurio modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametras T_{plot} buvo keistas tarp $0 \mu\text{m}^{-1}$ ir $0.16 \mu\text{m}^{-1}$. Nubraižyta sugeneruoto superkontinuumo spektro priklausomybė nuo T_{plot} parametro:



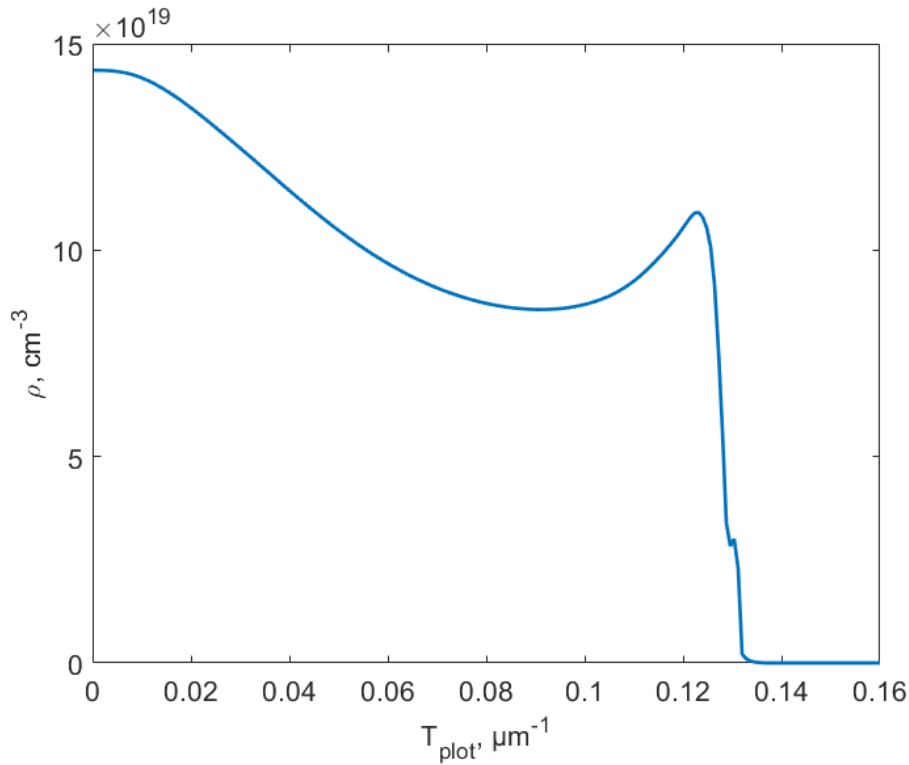
Pav. 14 Sugeneruoto superkontinuumo spektro priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija 0.95 μJ .

Gautas grafikas (Pav. 14) yra panašus į horizontaliai apsuktą superkontinuumo spektro priklausomybės nuo energijos įprastoje medžiagoje grafiką (Pav. 6). Didėjant modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametru T_{plot} , ties verte maždaug $0.137 \mu\text{m}^{-1}$ superkontinuumas nustoja generuotis. Iš šio grafiko galima teikti, kad pakankamai plokščia modifikuotos erdvinės dispersijos kreivė gali sustabdyti superkontinuumo generaciją. Tai yra dėl to, kad erdvinės dispersijos kreivės plokštuma slopina difrakcijos bei Kero efekto poveikį pluoštui, tai prie pakankamai didelių T_{plot} verčių pluoštas nebegali savaime susifokusuoti iki šviesos gijos. Iš (Pav. 3) matome, kad plokščios erdvinės dispersijos kreivė yra plokščia tik prie mažų k_{\perp} verčių. Tai reiškia, kad šviesa sklisdama dideliais kampais nuo optinės ašies sklis įprastai, o sklisdama optine ašimi nebus veikiamas difrakcijos. Jei T_{plot} yra pakankamai didelis, kad modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės plokščioji dalis apimtų visus pluošto erdvinius dažnius, tai pluoštas nebėra veikiamas difrakcijos reiškinio, dėl Kero efekto susidarę fazės pokyčiai nebeturės įtakos pluošto sklidimui. Savifokusacija taip bus stabdoma, kol galiausiai pluoštas nebegalės savaime susifokusuoti ir generuoti superkontinuumo. Toliau nubraižytas susidariusios šviesos gijos mažiausio spindulio priklausomybės grafikas:



Pav. 15 Lazerinio pluošto šviesos gijos mažiausio spindulio priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija $0.95 \mu\text{J}$.

Mažiausias pluošto spindulys $r_{min} = 6.89 \mu\text{m}$ buvo pasiektas ties $T_{plot} = 0.1288 \mu\text{m}^{-1}$. Ši vertė nedaug skiriasi nuo mažiausio pluošto spindulio $r_0 = 6.92 \mu\text{m}$ gauto įprastoje medžiagoje ir tai nėra mažiau už mažiausią įmanoma spindulį gautą įprastoje medžiagoje keičiant pradinio impulso energiją. Iš (Pav. 15) matome, kad mažiausias pluošto spindulys padidėja per maždaug $0.5 \mu\text{m}$ nuo pradinės vertės didėjant erdvinės dispersijos kreivės parametru T_{plot} iki kol spindulys pradeda mažėti ir pasiekiami mažiausia vertė. Toliau didėjant T_{plot} vertei, mažiausias spindulys staiga pradeda augti, savifokusacija nebėra pakankamai stipri, kad išlaikytų tokius mažius pluošto diametrus reikiamus superkontinuumo generacijai. Toliau nubraižytas sugeneruotos plazmos tankio priklausomybės nuo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės T_{plot} parametro grafikas:

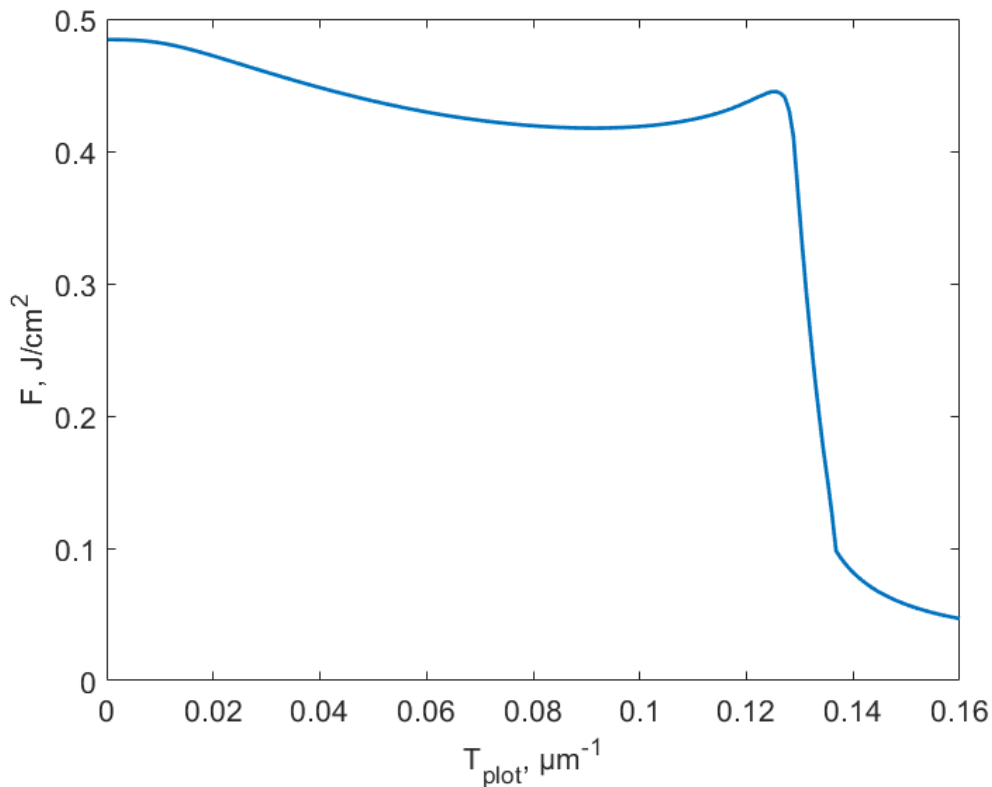


Pav. 16 Lazerinio pluošto sugeneruotos plazmos tankio priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija $0.95 \mu\text{J}$.

Iš plazmos tankio grafiko (Pav. 16) galima matyti, kad fotoniniame kristale gaunami plazmos tankiai yra visada mažesni už tuos, kurie gaunami įprastoje medžiagoje ($T_{plot} = 0$). Pirmas lokalus minimumas šioje kreivėje yra ties $T_{plot} = 0.0910 \mu\text{m}^{-1}$, kuris atitinka vertę $\rho = 8.56 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Aplink šį minimumo tašką plazmos tankis mažai kinta nuo T_{plot} . Tai reiškia, kad nereikia tiksliai atitaikyti reikiamą T_{plot} vertę norint sumažinti sugeneruotos plazmos tankį.

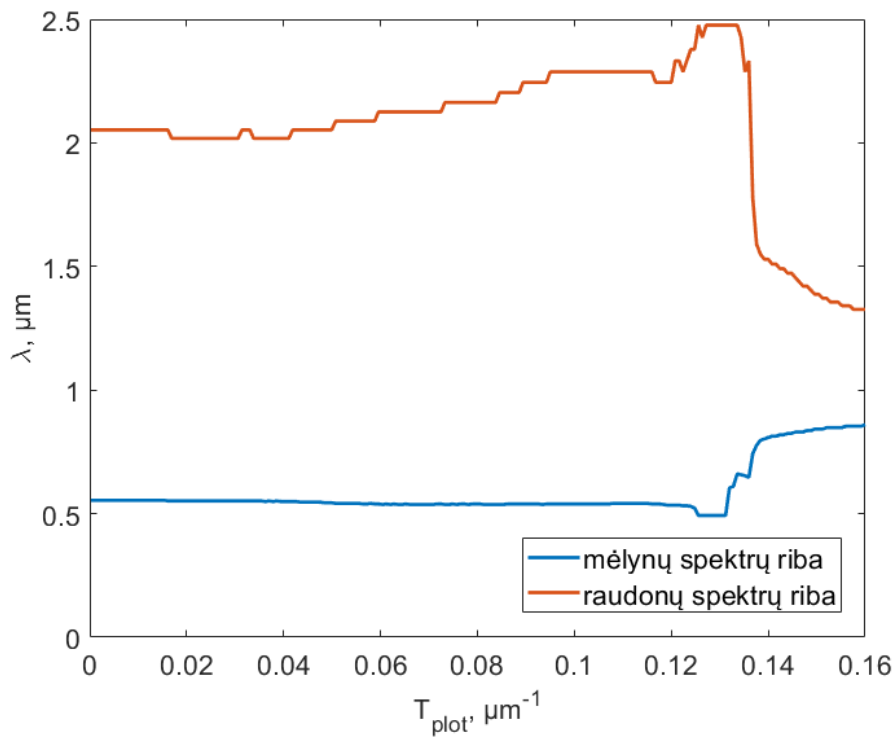
Šiame minimumo taške mažiausias pluošto spindulys yra $r_{min} = 7.33 \mu\text{m}$, kas yra $0.41 \mu\text{m}$ daugiau nei mažiausias spindulys įprastoje medžiagoje prie tos pačios energijos. Šis skirtumas yra sąlyginai mažas, gaunami mažesni intensyvumai, tačiau to užtenka, kad daugiafotonė sugertis sumažėtų dėl aukšto laipsnio priklausomybės nuo intensyvumo: $\sim I^{K-1}$. Tankio sumažėjimą didėjant T_{plot} parametru galime aiškinti per pluošto mažiausio spindulio priklausomybę nuo T_{plot} parametro. Didėjant spinduliui mažėja intensyvumas, kas lemia mažesnius sugeneruotų krūvininkų tankius.

Norint aiškintis, kodėl sugeneruotos plazmos tankis taip priklauso nuo modifikuotos erdvinės dispersijos plokštumo parametro T_{plot} buvo nubraižytas didžiausio intensyvumo priklausomybės nuo T_{plot} grafikas:

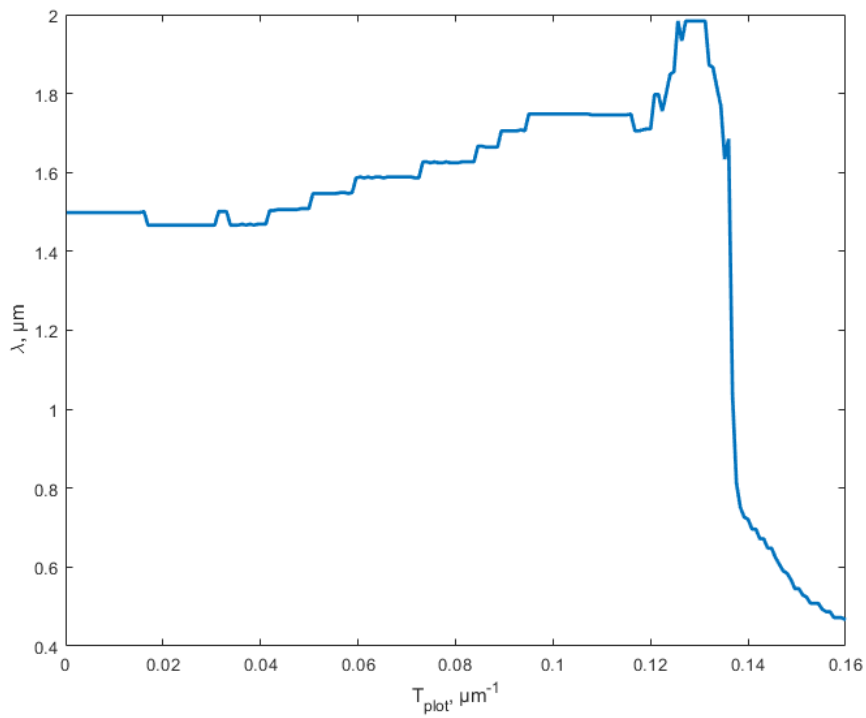


Pav. 17 Impulso didžiausio intensyvumo priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija 0.95 μJ .

Iš (Pav. 17) grafiko matome, kad maksimalaus intensyvumas, kaip ir plazmos tankis visada yra mažesnis fotoniniame kristale už intensyvumą įprastoje medžiagoje. Šiame grafike lokalus minimumas taip pat yra ties $T_{plot} = 0.0910 \mu\text{m}^{-1}$, kas atitinka vertę $F = 0.4175 \text{ J}/\text{cm}^2$. Intensyvumo priklausomybės nuo pradinio impulso energijos (Pav. 9) grafike toks intensyvumas yra pasiekiamas tik ties energija $E = 0.8358 \mu\text{J}$, kuri yra jau I zonoje. Toliau nubraižyti grafikai, kaip sugeneruoto superkontinuumo spektro plotis, raudonoji bei mėlynoji spektro ribos priklauso nuo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės nario T_{plot} :

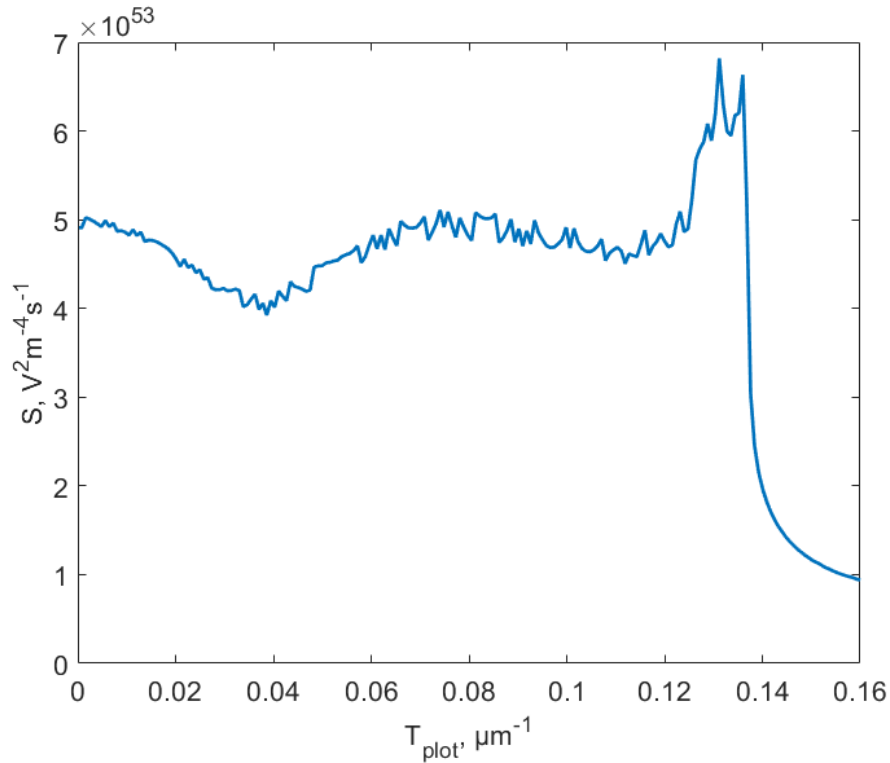


Pav. 18 Sugeneruoto superkontinuumo spektro ribų priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija $0.95 \mu\text{J}$.



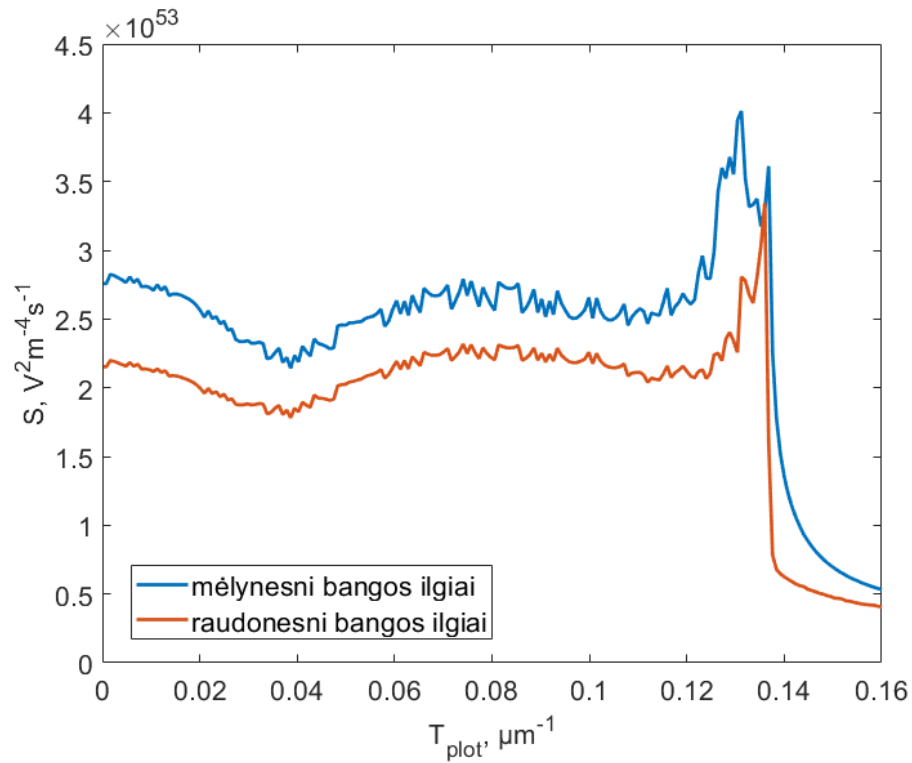
Pav. 19 Sugeneruoto superkontinuumo spektro pločio priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija $0.95 \mu\text{J}$.

Iš (Pav. 18) grafiko matome, kad mėlynų dažnių riba mažai kinta nuo T_{plot} kol galiausiai nustojus generuoti superkontinuumui ji pradeda artėti link kaupinimo centrinio bangos ilgio. Raudonoji dažnių riba didėja su T_{plot} parametru, kol taip pat pradeda artėti link centrinio bangos ilgio. Pilnas spektro plotis (Pav. 19) auga kartu su T_{plot} parametru, kol nustojus generuoti superkontinuumui staiga krenta. Nubraižytas sugeneruoto superkontinuumo spektro signalo priklausomybės nuo T_{plot} parametro grafikas:



Pav. 20 Superkontinuumo spektro signalo kiekio priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija 0.95 μJ .

Sugeneruoto spektro plotis auga didėjant T_{plot} parametru, tačiau signalo kiekis ne didėja, o išlieka toks pat arba mažėja. Ties superkontinuumo generacijos riba signalo kiekis staiga padidėja ir taip pat staiga pradeda mažėti su didėjančia T_{plot} verte. Didžiausias pasiektas signalo kiekis $S_{max} = 6.8188 \cdot 10^{53} \text{ V}^2 \text{ m}^{-4} \text{ s}^{-1}$, kas yra mažiau negu didžiausias pasiektas signalo kiekis ($S_{max} = 9.7485 \cdot 10^{53} \text{ V}^2 \text{ m}^{-4} \text{ s}^{-1}$) keičiant pradinio impulso energiją įprastoje medžiagoje ($E = 0.8302 \mu\text{J}$). Toliau nubraižytas grafikas, kaip mėlynų bei raudonų dažnių signalo kiekis priklauso nuo T_{plot} parametro:



Pav. 21 Mėlynesnių bei raudonesnių bangos ilgių superkontinuumo signalų priklausomybė nuo fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės parametro T_{plot} . Pradinio impulso energija $0.95 \mu\text{J}$.

Raudonų bei mėlynų bangos ilgių signalo kiekiai kinta tarpusavyje proporcingai, skirtingos T_{plot} vertės mažai įtakoja santykį tarp raudonų bei mėlynų dažnio signalų.

6. Išvados

- Fotoninio kristalo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės didesnės plokštumo pločio vertės gali neleisti pluoštui savaime susifokusuoti iki tokio diametro, kurio reikia superkontinuumo generacijai.
- Superkontinuumo šviesos gija sugeneruota fotoniniame kristale gali turėti didesnį diametrą, kas lems mažesnius intensyvumus ir sugeneruotos plazmos tankius. Sugeneruotų laisvųjų krūvininkų, tai yra plazmos tankis yra vienas iš pagrindinių veiksmų lemiančių lazerinę medžiagos pažaidą. Taigi fotoniniai kristalai gali padidinti lazerinės pažaidos slenkstį.
- Optimizavus modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės plokštumos plotį mažiausiam plazmos tankiui, gaunami mažesni superkontinuumo signalo kiekiai negu yra įmanoma gauti įprastoje medžiagoje optimizavus pradinio impulso energiją.

7. Cituoti darbai

- [1] <https://www.gophotonics.com/community/what-is-beam-divergence-of-a-laser> (2023-06-17).
- [2] <https://www.newport.com/n/the-effect-of-dispersion-on-ultrashort-pulses> (2023-06-17).
- [3] https://www.rp-photonics.com/ultrashort_pulses.html (2023-06-17).
- [4] A. P. Stabinis ir G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika* (TEV, Vilnius 2008).
- [5] S. Robinson and R. Nakkeeran, Photonic crystal ring resonator based optical filters, *Advances in Photonic Crystals*, **1**, 1-26 (2013).
- [6] E. Yablonovitch, T. Gmitter and K.-M. Leung, Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms, *Physical review letters*, **67**(17), 2295 (1991).
- [7] D. G. Voelz, *Computational fourier optics: a MATLAB tutorial* (SPIE Press 2011).
- [8] G. Fibich and A. L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Optics letters*, **25**(5), 335-337 (2000).
- [9] J. H. Marburger, Self-focusing: theory, *Progress in quantum electronics*, **4**, 35-110 (1975).

- [10] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. Mourou and others, Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers, *Applied Physics B*, **69**, 3-17 (1999).
- [11] <https://refractiveindex.info> (2023-05-02).
- [12] D. Faccio, A. Couairon and P. D. Trapani, Conical waves, filaments and nonlinear filamentation optics, *Aracne*, (2007).
- [13] S. Nekrashevich and V. Gritsenko, Electronic structure of silicon dioxide (a review), *Physics of the Solid State*, **56**, 207-222 (2014).
- [14] M. Coughlan, H. Donnelly, N. Breslin, C. Arthur, G. Nersisyan, M. Yeung, B. Villagomez-Bernabe, M. Afshari, F. Currell and M. Zepf, Ultrafast dynamics and evolution of ion-induced opacity in transparent dielectrics, *New Journal of Physics*, **22**(10), 103023 (2020).
- [15] N. M. Bulgakova and V. P. Zhukov, Continuum models of ultrashort laser-matter interaction in application to wide-bandgap dielectrics, *Lasers in Materials Science*, 101-124 (2014).
- [16] J. Noack and A. Vogel, Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density, *IEEE journal of quantum electronics*, **35**(8), 1156-1167 (1999).

8. Santrauka

Tauras Bukelis

ŠVIOSOS GIJŲ GENERACIJOS FOTONINIUOSE KRISTALUOSE TYRIMAS

Didelio intensyvumo bei trumpi impulsai sklisdami netiesine optine terpe gali pradėti savaime fokusuotis iki labai mažų matmenų šviesos kanalo, vadinamos šviesos gijos. Šio proceso metu impulso spektras staiga stipriai praplatėja, yra gaunama baltos lazerio šviesos generacija – superkontinuumas. Lazeriniam impulsui susifokusavus iki šviesos gijos dažnai yra pasiekiamos energijos koncentracijos lemiančios medžiagos degradaciją ir galiausiai ilgalaikį pažeidimą. Superkontinuumo generacijos metu medžiagos pažeidimų norima išvengti, nes tai mažina superkontinuumo efektyvumą, gali stabdyti jo generaciją. Todėl superkontinuumo generacijos moksle yra pritaikoma bei ieškoma naujų būdų išvengti medžiagos pažeidimo.

Šio darbo metu buvo pasirašytas skaitmeninis modelis, kuris gali modeliuoti lazerinio impulso sklidimą bei atsižvelgti į įvairius netiesinius optinius reiškinius, kurie yra atsakingi už superkontinuumo generaciją. Impulso sklidimas yra modeliuojamas terpėje su modifikuota erdvinės dispersijos kreive – fotoniniame kristale. Fotoniniai kristalai turi įvairių pritaikymų dėl jų draustinių optinių dažnių juostų, tačiau šiame darbe buvo naudojama fotoninių kristalų savybė keisti kaip difrakcija paveikia sklindantį pluoštą. Tinkamai parinktas fotoninis kristalas gali stabdyti pluošto savaiminį savifokusavimą, neleisti pluoštui pasiekti pažeidimą lemiančių matmenų. Fotoninio kristalo modifikuota erdvinės dispersijos kreivė buvo pasirinkta tokia, kuri turi plokščią viršūnę, kas lemia pluošto be difrakcinį sklidimą erdvėje. Šios kreivės plokštumo plotis įtakoja kaip pluoštas yra veikiamas difrakcijos bei kitų erdvinę fazę keičiančių reiškinių.

Pasirašius skaitmeninį modelį buvo modeliuojamas superkontinuumo generavimas įprastoje medžiagoje. Buvo naudojamas 1030 nm bangos ilgio 50 fs trukmės lazerinis impulsas, kurio diametras 200 μm . Šis impulsas sklido 4 cm ilgio lydyto kvarco (angl. fused silica) kristale. Pradinė impulso energija buvo keičiama nuo 0.6 μJ iki 1.3 μJ , fiksuojama kaip keitėsi spektras, mažiausias pasiektas diametras, intensyvumas, sugeneruotų laisvųjų krūvininkų tankis, superkontinuumo signalas, spektro plotis. Toliau buvo pasirinktas 0.95 μJ energijos impulsas ir modeliavimas atliktas fotoniniame kristale keičiant jo modifikuotos erdvinės dispersijos kreivės plokštumo plotį. Keičiant plotį buvo fiksuojami kaip keičiasi tie patys parametrai kaip ir įprastoje medžiagoje.

Šiame darbe buvo parodyta, kad fotoninis kristalas su pakankamai plokščia modifikuotos erdvinės dispersijos kreive gali sustabdyti superkontinuumo generaciją. Taip pat parodyta, kad fotoninis kristalas gali sumažinti superkontinuumo generacijos metu gaunamus impulso intensyvumus bei sugeneruotų laisvųjų krūvininkų tankį.

9. Summary

Tauras Bukelis

STUDY OF FILAMENT GENERATION IN PHOTONIC CRYSTALS

High intensity and short duration laser pulses can experience self-focusing phenomena while traveling a nonlinear optical medium and focus down to a light filament. During this process supercontinuum occurs and the optical spectrum of the pulse suddenly broadens, covering the whole visible spectrum. As the laser pulse is focusing down to very small dimensions, the energy density inside the pulse can reach the damage threshold of the material, causing it to degrade or eventually break down. The breakdown of the material is unwanted since it reduces the effectiveness of supercontinuum generation or eventually stops it. Therefore, using and finding new methods to avoid laser-induced material damage is of great interest.

In this work a numerical simulation was written which can model the propagation of a laser pulse and various nonlinear phenomena which are key for supercontinuum generation. The pulse is modelled in a medium with a modified spatial dispersion – photonic crystal. Photonic crystals have various uses due to their optical bandgaps, but the effect of photonic crystals on beam propagation was more important for this work. An optimized photonic crystal can oppose the self-focusing of the pulse, disallowing it from reaching energy thresholds responsible for laser-induced damage. The modified spatial dispersion curve was chosen such that the top of it would be flat, which allows the beam to travel without experiencing the effect of diffraction. The width of the flat top influences how the beam is affected by diffraction and other spatial phase altering effects.

Supercontinuum generation was modelled in a regular material after writing the numerical simulation. A 50 fs pulse of 1030 nm central wavelength and 200 μm diameter was used. This pulse propagated through a fused silica crystal of 4 cm length. Initial pulse energy was varied from 0.6 μJ to 1.3 μJ while measuring the output spectra, minimal pulse diameter, intensity, plasma density, supercontinuum signal, spectrum width. Later an initial pulse of 0.95 μJ was chosen to model how photonic crystals of different modified spatial dispersion curve top width would affect the same parameters as for the regular material.

During this work was shown, that a photonic crystal with a modified spatial dispersion curve which was sufficiently flat enough could stop the supercontinuum generation entirely. Additionally, photonic crystals can reduce the plasma density and the peak intensity of the pulse during supercontinuum generation.