

Vilniaus Universiteto  
Fizikos fakulteto  
Lazerinių tyrimų centras

Darius Pundzius

SUPERKONTINUUMO GENERACIJOS LiSAF, LiCAF KRISTALUOSE TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas  
Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentas

Darius Pundzius

Darbo vadovas

Dr. Vytautas Jukna

Lazerinių tyrimų centro direktorius

Doc. dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2020

# Turinys

<b>Santrumpos .....</b>	<b>3</b>
<b>Įvadas.....</b>	<b>4</b>
<b>1. Literatūros apžvalga .....</b>	<b>5</b>
1.1. Medžiagos netiesinis atsakas.....	5
1.1.1. Kero netiesiškumas .....	6
1.2. Krūvininkų generacijos procesai.....	8
1.2.1. Daugiafotonė sugertis .....	8
1.2.2. Daugiafotonė ir griūtinė jonizacija .....	9
1.3. Šviesos pluoštų fokusavimasis.....	12
1.4. Šviesos impulso saviveika.....	13
1.4.1. Šviesos impulso fazės moduliavimasis.....	13
1.4.2. Normalios grupinių greičių dispersijos įtaka .....	17
1.4.3. Anomalios grupinių greičių dispersijos įtaka .....	19
1.5. Impulsiniai pluoštai netiesinėje terpėje.....	21
<b>2. Metodika.....</b>	<b>23</b>
2.1. Sklidimo modelis elektriniam laukui .....	23
<b>3. Rezultatai .....</b>	<b>24</b>
<b>Išvados .....</b>	<b>39</b>
<b>Literatūros sąrašas .....</b>	<b>40</b>
<b>Santrauka .....</b>	<b>42</b>
<b>Summary .....</b>	<b>43</b>

## **Santrumpos**

SC - superkontinuumas

FSM – fazinė savimoduliacija

GGD – grupinė greičių dispersija

NLS – netiesinė Šredingerio lygtis

LiSAF – ličio strončio aliuminio fluoridas

LiCAF – ličio kalcio aliuminio fluoridas

## Įvadas

Galingas, didelio intensyvumo ir labai mažos trukmės ( $<10$  ps) lazerinis impulsas sklindantis skaidria, didelį draustinės juostos plotį turinčia dielektrine terpe pakeičia savo formą. Kintant šio impulso formai yra stebimas smarkus spektro išplitimas. Šis reiškinys yra vadinamas baltos šviesos kontinuumo arba tiesiog superkontinuumo generacija. Superkontinuumo generacija pirmą kartą buvo realizuota 1970 m. mokslininkų R. R. Alfano ir S. L. Shapiro [1] žadinant stiklo bandinius galingais pikosekundiniais impulsais. Jų sugeneruoto superkontinuumo spektrinė sritis – nuo artimo infraredo iki regimosios. Pirmasis superkontinuumas, žadinant femtosekundiniais impulsais buvo sugeneruotas mokslininko R. L. Fork ir jo kolegų [2]. Jų sugeneruotas superkontinuumas nepažeidė optinės terpės ir apėmė kur kas platesnę spektrinę sritį – nuo artimo infraredo iki gilaus ultravioleto.

Superkontinuumo generacija - sudėtingas reiškinys. Norint jį gerai suprasti reikia išmanyti kitus netiesinius reiškinius, tokius kaip impulso fazinė savimoduliacija, daugiafotonė sugertis, griūtinė jonizacija, erdvėlaikinis šviesos pluošto fokusavimasis ir aibę kitų reiškinių bei niuansų. Visi šie reiškiniai pasireiškia impulsui sklindant netiesine terpe. Atliekant eksperimentą, dažniausiai yra sunku arba neįmanoma nustatyti kokie reiškiniai vyksta medžiagoje. Šiuo atveju yra naudinga atlikti skaitmeninį modeliavimą.

Skaitmeninį superkontinuumo generacijos modeliavimą ultratrumpiems impulsams sklindant netiesine terpe galima atlikti sprendžiant netiesinę Šredingerio lygtį (NLS). NLS modelis yra naudingas ir tikslus todėl, kad įvertina svarbius reiškinius, tokius kaip fazinė savimoduliacija, daugiafotonė sugertis, erdvėlaikinis fokusavimasis, Ramano netiesiškumas, frontų statėjimas ir plazmos generacija.

Šio darbo tikslas – skaitmeninio modeliavimo pagalba ištirti plataus superkontinuumo generaciją LiSAF, LiCAF kristaluose. Išanalizuoti spektro plitimą ne tik fundamentinei lazerio spinduliuotei bei antros harmonikos impulsams, bet ir kuomet impulso centrinis bangos ilgis yra anomalios dispersijos srityje.

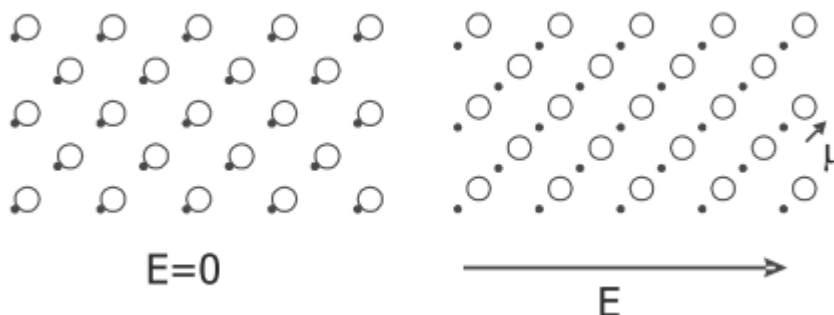
# 1. Literatūros apžvalga

## 1.1. Medžiagos netiesinis atsakas

Netiesinės optikos nagrinėjami reiškiniai yra „netiesiniai“ ta prasme, kad medžiagos poliarizacinis atsakas netiesiškai priklauso nuo šviesos elektrinio lauko stiprio [3]. Tiesinėje optikoje laikant, kad terpės atsakas yra neineracinis, ši priklausomybė išreiškiama paprastai:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t), \quad (1.1)$$

čia  $\varepsilon_0$  yra vakuomo dielektrinė skvarba, o  $\chi^{(1)}$  yra tiesinis optinis jautris. Bendriausiu atveju dydžiai  $P(t)$  ir  $E(t)$  yra vektoriai, be to, greitai (optiniu dažniu) kintantys laike. Tarus, kad medžiaga yra dielektrikas, pridėjus elektrinį lauką, krūviai pasislinks ir atsiras dipolinis momentas  $\mu(t)$ , kuris kis elektrinio lauko dažniu, kaip schemiškai pavaizduota 1.1 pav.



1.1 pav. Dielektriko atsakas į išorinį elektrinį lauką [3].

Indukuotas poliarizuotumas tuomet bus  $P(t) = N \langle \mu(t) \rangle$ , čia  $N$  yra dipolių skaičius, o  $\langle \rangle$  reiškia, kad vidurkinami visi dipoliniai momentai.

Netiesiniai optikos reiškiniai atsiranda tuomet, kai šviesos elektrinis laukas yra stiprus, tačiau jo lemiamas netiesinio poliarizuotumo priedas yra mažas. Tai vadinamasis trikdinis (perturbacinis) artinys. Tokiu atveju poliarizuotumą galima skleisti elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E(t) + \dots, \quad (1.2)$$

čia  $\chi^{(2)}$  ir  $\chi^{(3)}$  yra atitinkamai antrosios ir trečiosios eilės netiesiniai optiniai jautriai. Kartu laikome, kad medžiaga yra skaidri, o netiesinis atsakas yra momentinis. Optinių jautrių  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$  ir  $\chi^{(3)}$  dydžiai (eilės tikslumu) smarkiai skiriasi [4]:

$$\begin{aligned} \chi^{(1)} &\approx \pi/2, \\ \chi^{(2)} &\approx 2 * 10^{-12} \text{m/V}, \\ \chi^{(3)} &\approx 4 * 10^{-12} \text{m}^2/\text{V}^2. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Kad pasireikštų netiesiniai optiniai reiškiniai, netiesinis poliarizuotumo priedas turi būti nenulinis, t.y. optinės spinduliuotės elektrinio lauko stipris turi būti palyginamai didelis. Taip pat,

netiesinės optikos reiškiniai, lemiami kvadratinio ir kubinio netiesinių poliarizuotumų, yra labai skirtingi. Antrosios eilės netiesiniai optiniai reiškiniai vyksta tik tam tikrose medžiagose, t.y. dielektriniuose kristaluose, neturinčiuose simetrijos centro, o kubinio netiesiškumo reiškiniai vyksta visose medžiagose nepriklausomai nuo jų būsenos (kietuosiuose kūnuose, skysčiuose, dujose bei plazmoje).

### 1.1.1. Kero netiesiškumas

Kaip jau buvo minėta, visos medžiagos, nuo kietųjų kūnų iki žemo slėgio dujų, pasižymi trečios eilės optiniu netiesiškumu, o netiesinio optinio atsako kilmė yra susieta su medžiagos atsaku į išorinį elektrinį lauką. Šis atsakas pasireiškia kaip krūvio poslinkis, o elektriniam laukui esant labai intensyviai, krūvio poslinkis arba poliarizacija yra netiesinė lauko funkcija. Sąveika tarp optinio lauko ir medžiagos vyksta per išorinius elektronų lygmenis arba juostas ir šių sąveikų laikinis atsakas yra labai greitas, mažesnis nei 1 fs [5]. Šis netiesiškumas dažnai apibrėžiamas kaip Kero netiesiškumas. Tačiau lėtesni molekuliniai judėjimai taip pat gali prisidėti prie netiesinio atsako ir sudaryti labai didelį netiesiškumą.

Pirmos eilės poliarizuotumo narys iš (1.2) lygties, išskleistos Teiloro eilute, duos tiesinį medžiagos atsaką dažnai apibrėžiamą lūžio rodikliu  $n = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ . Antros eilės narys atsiranda tik medžiagose neturinčiose centro simetrijos, pavyzdžiui, tam tikruose kristaluose arba organinėse molekulėse. Dauguma žinomų elementų agreguoja amorfinėse būsenose (dujos, skysčiai, stiklai ir t.t.) ir šių medžiagų netiesiškumas yra aprašomas  $\chi^{(3)}$  tenzoriumi. Šiuo atveju lūžio rodiklis gali būti užrašomas kaip

$$n = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4}\chi^{(3)}|A|^2} = n_0 + \frac{3}{8n_0}\chi^{(3)}|A|^2, \quad (1.4)$$

čia  $E = A \exp[j(kz - \omega t)]$  yra elektrinis laukas ir  $n_0$  yra tiesinis lūžio rodiklis.  $\frac{3}{4}$  daugiklinė konstanta čia atsiranda dėl atvejo izotropinėse medžiagose, kai tik įstriži nariai tenzoriuje yra ne nuliniai ir taip pat vienodi vienas kitam ir kai visi sąveikaujantys laukai turi tą patį dažnį. Taigi, (1.4) lygtyje galima pamatyti, kad dėl Kero nario gauname lūžio rodiklį, kuris yra priklausomas nuo intensyvumo ir bendru atveju yra kompleksiškas.

Nekreipiant dėmesio į difrakciją ir laikant, kad impulsai labai ilgi galima nekreipti dėmesio į antros eilės išvestinę. Tuomet iš banginės lygties gauname paprastesnę lygtį, kuri izoliuoja netiesiškumo efektą

$$\frac{\partial A}{\partial z} = j \frac{3\omega_0}{8cn_0} \chi^{(3)} |A|^2 A. \quad (1.5)$$

Bendru atveju, gaubtinė  $A$  yra kompleksinė, t.y.  $A = |A|exp(j\varphi)$ . Čia netiesiškumas taip pat turės realią ir kompleksinę dalį  $\chi^{(3)} = Re[\chi^{(3)}] + jIm[\chi^{(3)}]$ . Skaidant (1.5) lygtį į realią ir menamą dalį gauname

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{3\omega_0}{8c} Im[\chi^{(3)}]|A|^3, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{3\omega_0}{8c} Re[\chi^{(3)}]|A|^2. \quad (1.7)$$

Iš šių dviejų lygčių galime padaryti išvadą, kad menamoji dalis sukels amplitudės gaubtinės modifikaciją, kai tuo tarpu reali dalis įtakos tik gaubtinės fazę. Reikia pažymėti, kad kalbant apie tiesines medžiagos-šviesos sąveikas: kompleksinė lūžio rodiklio dalis yra susieta su sugertimi, o reali dalis aprašo fazės akumuliaciją. Vienintelis skirtumas čia yra tas, kad šie efektai dabar priklauso nuo elektrinio lauko intensyvumo. Lygtis (1.6) ir (1.7) intensyvumui  $I = |A|^2$  galima perrašyti kaip

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\alpha I - \beta I^2, \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = n_2 I. \quad (1.9)$$

čia  $\beta$  ir  $\alpha$  yra taip vadinami netiesiniai sugerties koeficientai ir atitinkamai  $n_2$  yra netiesinis lūžio rodiklio indeksas. Šių lygčių sprendiniai:

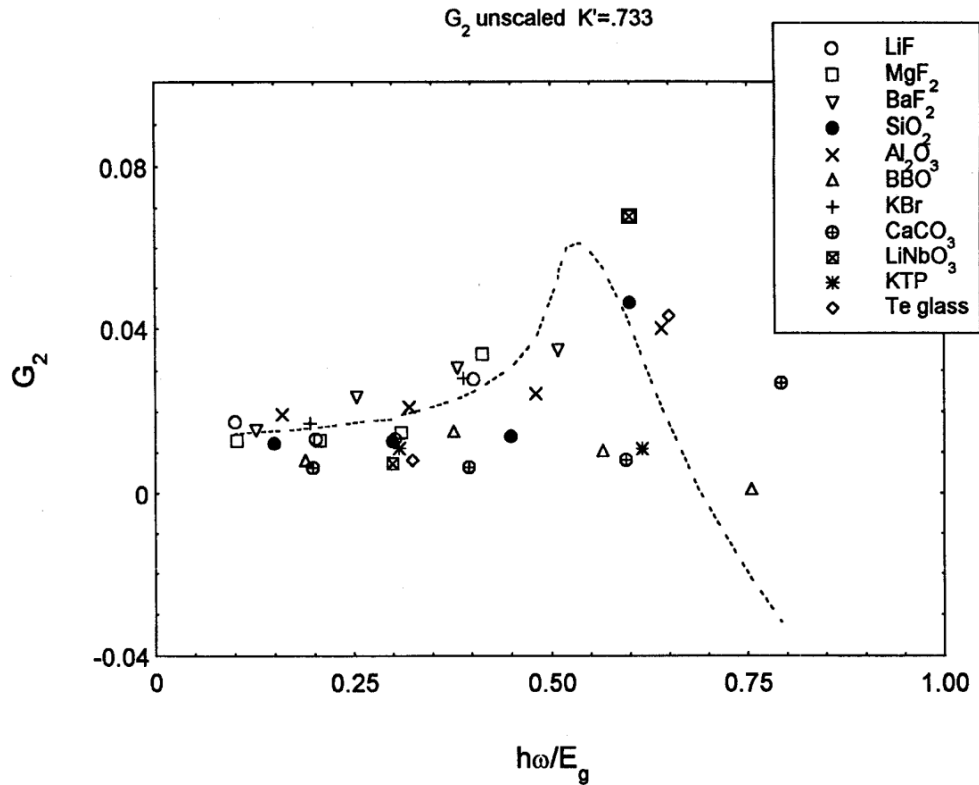
$$I(z) = -\frac{\alpha I(0)e^{-\alpha z}}{\alpha + \beta I(0)(1 - e^{-\alpha z})}, \quad (1.10)$$

$$\varphi(z) = \varphi(0) + \frac{n_2}{\beta} \ln\left[1 + \frac{\beta}{\alpha} I_0(1 - e^{-\alpha z})\right], \quad (1.11)$$

Medžiagos netiesinį lūžio rodiklį  $n_2$  galima apskaičiuoti pasinaudojus formule (1.12) [6,[7].

$$n_2(esu) = K' \frac{\sqrt{E_p}}{n_0 E_g^4} G_2\left(\frac{\hbar\omega}{E_g}\right), \quad (1.12)$$

Čia  $K' = 7,33 \cdot 10^{-9}$  yra empirinė konstanta,  $E_p$  yra Kane momento parametras, kuris daugumai medžiagų lygus 21 eV, o  $G_2$  yra netiesinė lūžio rodiklio dispersijos funkcija grafiškai pavaizduota 1.2 pav.



1.2 pav. Dispersijos funkcijos  $G_2$  priklausomybė nuo  $\frac{h\omega}{E_g}$  santykio [6].

## 1.2. Krūvininkų generacijos procesai

### 1.2.1. Daugiafotonė sugertis

Iš praeito skyrelio matyti, kad lygties (1.8) sprendinys (1.10) parodo nuo intensyvumo priklausančią tiesinę ir netiesinę sugertį. Daugiafotonė sugertis yra netiesinė sugertis apibūdinama kaip netiesinis procesas, kai medžiaga sugeria daugiau nei vieną fotoną vienu metu [5]. Visais atvejais sužadinimas vyksta lygmenyse, kurių gyvavimo trukmė yra labai trumpa. Tokie lygmenys dar vadinami virtualiais lygmenimis. Pavyzdžiui, nagrinėjama medžiaga gali turėti sugerties juostą, kurią atitinka dažnis  $\omega_a$ . Tiesinė sugertis vyks tada, kai fotono dažnis  $\omega > \omega_a$ , o medžiaga bus laikoma skaidri, kai  $\omega < \omega_a$ . Tačiau esant pakankamai dideliame intensyvumui yra įmanomas atvejis, kai sugeriami du fotonai turintys dažnį  $\omega \geq \omega_a/2$ . Žinoma, šis procesas nėra apribotas tik dviejų fotonų sąveikai: galima turėti bet kokį skaičių fotonų  $K$ , kurių dažnis  $\omega \geq \omega_a/K$ , dalyvaujančių sugertyje. Taigi, sugerties skerspjūvį  $\beta_K$  galima suprasti kaip optinio dažnio funkciją, kuri turi aštrius šuolius kiekvieną kartą dažniui pasiekus  $\omega_a$  daugiklį. Apibendrinta lygtis, kuri aprašo daugiafotonės sugerties procesą yra

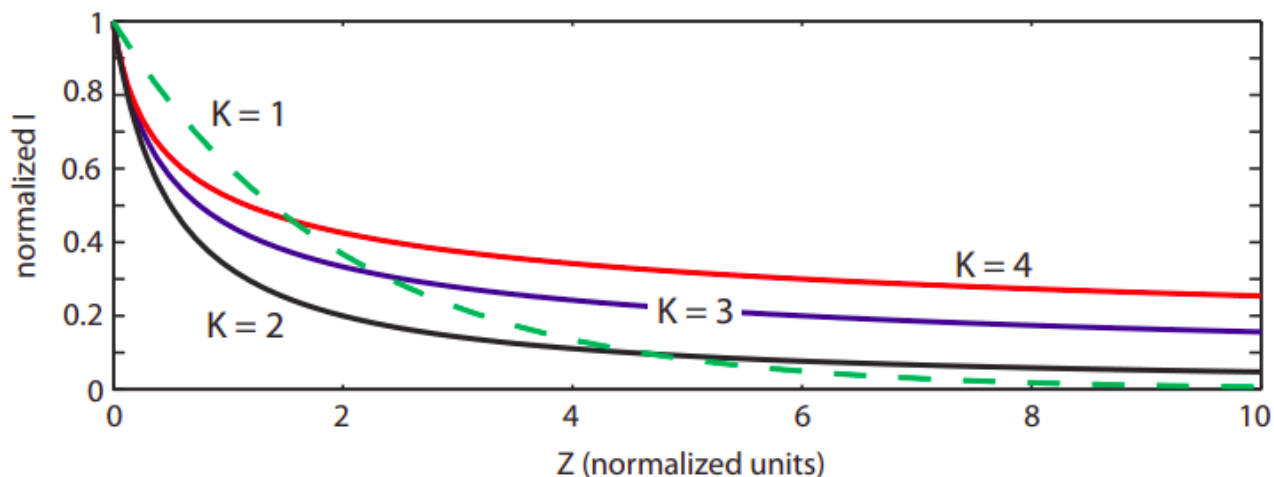
$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\beta_K}{2} |A|^{2K-2} A, \quad (1.13)$$

kuriuos sprendinys yra



$$I(z) = \frac{I_0}{[1 + I_0^{K-1} \beta_k z (K-1)]^{1/(K-1)}} \quad (1.14)$$

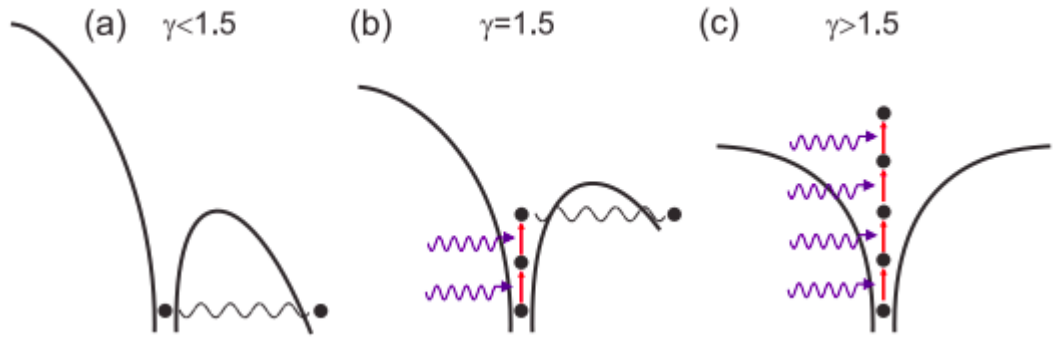
1.3 pav. parodo intensyvumo evoliuciją pagal (1.14) lygtį keturioms skirtingoms  $K$  vertėms:  $K = 1$  atitinka tiesinę sugertį, kuri parodo eksponentinį slopimą visiems atstumams  $z$ . Tuo tarpu netiesinė sugertis yra charakterizuojama slopimo sparta, kuri yra daug didesnė sklidimo pradžioje lyginant su tiesiniu atveju. Tačiau pasiekus sotį sugertis išsilygina ties tam tikru intensyvumo lygiu dėl to, kad mažėjant intensyvumui taip pat mažėja ir nuostolių sparta.



**1.3 pav.** Normuoto intensyvumo kitimas nuo sklidimo atstumo  $Z$  skirtingoms daugiafotonės sugerties eilėms.  $K = 1$  yra paprasta tiesinė sugertis,  $K = 2, 3, 4$  yra 2, 3 ir 4 fotonų sugertis. Netiesinė, aukštesnės eilės sugertis nulemia spartesnę sugertį ankstyvojoje sklidimo dalyje, bet nuostoliai greitai išsilygina ir įsistina ties tam tikru intensyvumo lygiu [5].

### 1.2.2. Daugiafotonė ir griūtinė jonizacija

Skaidriose medžiagose vieno fotono energija yra per maža, kad elektronas būtų išlaisvintas arba sužadintas į laidumo juostą. Tam, kad išlaisvinti elektroną skaidrioje terpėje, turi būti sugeriami keli arba daugiau fotonų vienu metu. Kristaluose, iš valentinės juostos sužadintas elektronas patenka į laidumo juostą, kur jis yra dalinai laisvas. Atsižvelgiant į lazerinės spinduliuotės dažnį ir intensyvumą, galima išskirti tris jonizacijos režimus: daugiafotonę jonizaciją, tunelinę jonizaciją ir tarpinį režimą. Šie režimai schemiškai pavaizduoti 1.4 pav.



**1.4 pav.** Medžiagos jonizacijos režimai: (a) tuneliavimas, (b) tarpinis režimas, (c) daugiafotonė jonizacija.  $\gamma$  yra Keldišo parametras [8].

Tuneliavimo atveju lazerinės spinduliuotės elektrinis laukas iškreipia potencinę duobę, kuri laiko elektroną prie atomo. Elektriniam laukui esant pakankamai stipriam, potencinis barjeras yra iškreipiamas tiek, kad atsiranda nemaža tikimybė elektronui pro jį tuneliuoti ir tapti laisvu, kaip pavaizduota 1.4(a) pav. Kitas kraštinis atvejis pavaizduotas 1.4(c) pav., atspindi daugiafotonės sugerties procesą. Jei sugertų fotonų bendra energija viršija jonizacijos potencialą dujose arba draustinės juostos tarpą kristaluose, elektronas yra išlaisvinamas. Šis procesas vadinamas daugiafotone jonizacija. Daugiafotonės jonizacijos režimas pasireiškia, kai intensyvumas yra mažas, tačiau vieno fotono energija yra didelė. Galimas ir tarpinis jonizacijos atvejis, kai elektronas sugeria kelis fotonus ir tuneliuoja, kaip pavaizduota 1.4(b) pav. Žinant medžiagos ir spinduliuotės parametrus galima nustatyti, kuris fotojonizacijos režimas dominuos pagal Keldišo parametro  $\gamma$  vertę:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{mc n \epsilon_0 E_g}{I}}, \quad (1.15)$$

čia  $m$  ir  $e$  atitinkamai žymi elektrono masę ir krūvį,  $\omega$  yra spinduliuotės dažnis,  $I$  yra intensyvumas, o  $E_g$  yra draustinės juostos plotis arba dujų atveju tai yra jonizacijos potencialas  $U_i$ .

Kai Keldišo parametras  $\gamma < 1.5$ , dominuoja tunelinis jonizacijos režimas. Iš (1.15) formulės matyti, kad Keldišo parametras yra tiesiogiai proporcingas dažniui ir atvirkščiai proporcingas intensyvumui. Taigi, galima daryti išvadą, kad tunelinis jonizacijos režimas pasireiškia esant nedideliam optinės spinduliuotės dažniui ir dideliame intensyvumui.

Analogiškai, esant nedideliems intensyvumams, kai Keldišo parametras  $\gamma > 1.5$ , dominuoja daugiafotonės jonizacijos režimas, kurios sparta išreiškiamą kaip

$$W_{MPI} = \sigma_K \left( \frac{I}{\hbar\omega} \right)^K N_0, \quad (1.16)$$

čia  $\sigma_k$  yra daugiafotonės jonizacijos skerspjūvis,  $K$  žymi mažiausią įmanomą netiesinės (daugiafotonės) sugerties eilę, kai pasiekiamą  $K\hbar\omega \geq E_g$ , o  $N_0$  yra terpės atomų (molekulių) tankis.

Daugiafotonės jonizacijos skerspjūvis susijęs su daugiafotonės sugertiės koeficientu  $\beta_K$  šiuo sąryšiu:

$$\beta_K = K\hbar\omega N_0\sigma_K. \quad (1.17)$$

Dažnai naudojama išraiška  $W_{MPI} = \sigma_K I^K$ . Čia  $\sigma_K$  yra daugiafotonės jonizacijos koeficientas.

Optinis medžiagos pažeidimas įvyksta tada, kai laisvųjų elektronų tankis pasiekia kritinę vertę, kuri apytiksliai yra  $N_{th} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  ir artima kritiniam plazmos tankiui. Itin trumpų (keleto optinių ciklų trukmės) šviesos impulsų atveju kritinė laisvųjų elektronų tankio vertė gali būti pasiekama vien tik dėl fotojonizacijos, tačiau šviesos impulsams, kurių trukmių intervalas yra nuo 10 fs iki 10 ps, griūtinė jonizacija taip pat yra reikšminga. Tokiu atveju laisvųjų elektronų tankio kitimas aprašomas lygtimi

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W_{MPI}N_e + \eta N_e - aN_e, \quad (1.18)$$

čia prie antrojo nario esantis koeficientas  $\eta$  yra griūtinės jonizacijos sparta, kuri yra tiesinė intensyvumo funkcija, o trečiasis narys apibrėžia laisvųjų elektronų rekombinaciją, kurios sparta  $a$ .

Aprašant minėtos griūtinės jonizacijos prigimtį, galima įsivaizduoti, kad bet kurioje medžiagoje egzistuoja laisvųjų elektronų, kurių tankis yra  $N_{e0}$  [8]. Medžiagai sąveikaujant su lazerio spinduliuote elektronai dėl įgytos energijos yra greitunami. Šie laisvieji elektronai, įgiję pakankamai daug papildomos energijos, gali išlaisvinti šalia esančius surištuosius elektronus per smūginę jonizaciją taip sukurdami naujų laisvųjų elektronų. Optinės spinduliuotės elektrinio lauko perduodamą elektronui energiją per laiko vienetą  $t$  galima išreikšti kaip

$$Q = \frac{e^2 E^2 t \tau_c}{2m}, \quad (1.19)$$

čia  $\tau_c$  yra vidutinė trukmė tarp susidūrimų. Elektrono energijos įgijimo sparta aprašoma kaip

$$P = \frac{dQ}{dt} = \frac{e^2 E^2 \tau}{2m}, \quad (1.20)$$

Laisvųjų elektronų tankis  $N^e$  laike kis kaip

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{fN_e P}{U_i}, \quad (1.21)$$

čia  $U_i$  yra medžiagos jonizacijos potencialas, o  $f$  yra sugertos galios dalis tenkanti tolimesnei jonizacijai. Lygties (1.21) sprendinys bus

$$N_e(t) = N_{e0} \exp(gt), \quad (1.22)$$

čia

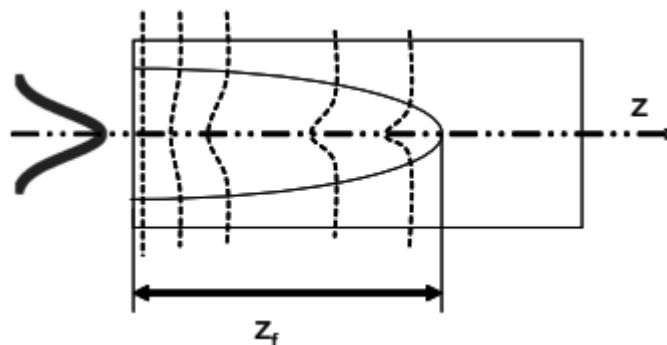
$$g = \frac{f e^2 E^2 \tau}{2m U_i} = \frac{f Q}{U_i}. \quad (1.23)$$

### 1.3. Šviesos pluoštų fokusavimas

Kero indukuotas fokusavimosi efektas buvo teoriškai prognozuojamas jau 1960-aisiais metais ir vėliau eksperimentiškai patvirtintas studijuojant rubino lazerių sąveiką su stiklais ir skysčiais. Fokusavimosi kilmė yra optinis Kero efektas. Kero efektas - tai netiesinis procesas, atsirandantis medžiagoje, kuri yra veikiamą intensyvios elektromagnetinės spinduliuotės ir sukuria lūžio rodiklio kitimą. Sklindant didelio intensyvumo šviesai skaidrioje terpėje jos lūžio rodiklis įgauna priklausomybę nuo intensyvumo

$$n = n_0 + n_2^{(I)} I, \quad (1.24)$$

čia  $n_0$  yra lūžio rodiklis,  $n_2$  yra netiesinis lūžio rodiklis ir  $I$  yra spinduliuotės intensyvumas. Kadangi  $n_2$  yra teigiamas daugumoje medžiagų, lūžio rodiklis padidėja ten kur spinduliuotės intensyvumas yra didesnis, dažniausiai pluošto centre. Akivaizdu, kad pluošto centre fazinis greitis bus mažesnis, o periferijoje – didesnis. Pluoštui sklindant jo fazinis frontas užlinksta. Dėl šio reiškinio pluoštui sklindant jo diametras mažėja iki kol yra pasiekiamas kolapsas (žr. 1.5 pav.) tam tikrame atstume  $z_f$ . Šiam atstumui apskaičiuoti dažnai yra naudojama Marbugerio formulė (1.25) [9].



1.5 pav. Pluošto fokusavimas. Brūkšninės linijos vaizduoja bangos frontą [11].

$$z_f = \frac{0,367 z_r}{\left( \left[ \left( \frac{P_0}{P_{kr}} \right)^{\frac{1}{2}} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (1.25)$$

čia  $z_r$  – Relėjaus ilgis,  $P_0$  – pradinė pluošto galia,  $P_k$  – kritinė fokusavimosi galia. Relėjaus ilgi, kuris atitinka atstumą, kai Gausinio pluošto plotis  $w_0$  nuo sąsmukos padidėja  $\sqrt{2}$  karto, galima apskaičiuoti pasinaudojus formule

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1.26)$$

čia  $w_0$  yra pluošto plotis sąsmukoje, o  $\lambda$  yra bangos ilgis. Tam, kad fokusavimas įvyktų yra svarbu, kad pluošto galia viršytų kritinę galią  $P_k$  (1.27).

Kritinę fokusavimosi galią galima apskaičiuoti pagal formulę

$$P_k = \frac{\alpha \lambda^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad (1.27)$$

čia  $n_2$  yra netiesinio lūžio rodiklio indeksas, o  $\alpha$  yra daugiklis, kuris skiriasi priklausomai nuo pluošto profilio. Taunso pluoštui  $\alpha = 1,86225$ , o Gauso pluoštui  $\alpha = 1,8962$  [10].

Taigi, matyti, kad Kero netiesiškumas yra labai svarbus procesas norint suprasti impulso transformacijas jam sklindant netiesine terpe. Dėl kubinio poliarizuotumo keičiasi erdviniai šviesos pluošto parametrai. Tačiau šviesos pluošto fokusavimasis nėra vienintelis svarbus reiškinys atsirandantis dėl kubinio poliarizuotumo. Kero netiesiškumas taip pat nulemia šviesos impulso fazės kitimą. Šis reiškinys yra žinomas kaip šviesos impulso fazės moduliavimasis ir yra plačiai aprašytas sekančiame skyrelyje.

## 1.4. Šviesos impulso saviveika

### 1.4.1. Šviesos impulso fazės moduliavimasis

Šviesos impulso fazės moduliavimasis reiškiasi intensyviam impulsui sklindant netiesine terpe. Jį sukelia medžiagai būdingas kubinis poliarizuotumas. Iš skyrelio apie Kero netiesiškumą buvo išsiaiškinta, kad kubinis poliarizuotumas pasireiškia visose medžiagose be išimties ir sąlygoja terpės lūžio rodiklio priklausomybę nuo intensyvumo. Koeficientas  $\beta$ , kuris lygus  $\frac{3\chi^{(3)}k_0}{8n_0^2}$  yra susijęs su  $n_2$ :

$$\beta = n_2^{(I)} \frac{c\varepsilon_0 k_0}{2} = n_2 \frac{k_0}{2n_0}, \quad (1.28)$$

todėl aišku, kad netiesinis narys lygtyje nusako reiškinius, sąlygojamus lūžio rodiklio priklausomybės nuo intensyvumo.

Tarus, kad terpe, kurios lūžio rodiklis priklauso nuo intensyvumo pagal (1.4) dėsnį, sklinda impulsas, kurio elektrinio lauko stipris yra užrašytas taip:

$$E = \frac{1}{2} A(t, z) e^{i(w_0 t - kz)} + k.j. \quad (1.29)$$

Tokiu atveju impulso fazė gali būti užrašyta taip:

$$\varphi(t, z) = w_0 t - kz. \quad (1.30)$$

Kadangi  $k = w_0 \frac{n}{c}$ , o lūžio rodiklis  $n$  priklauso nuo impulso intensyvumo, kuris yra laiko funkcija, tai impulso fazė įgaus pokytį  $\partial\varphi$ , kuris taip pat yra laiko funkcija:

$$\partial\varphi(t) = \frac{\partial\varphi}{\partial n} \partial n = -\frac{w_0 z}{c} n_2^{(I)} I(t). \quad (1.31)$$

Kadangi momentinis dažnis yra fazės laikinė išvestinė, tai atsirada impulso nešančiojo dažnio pokytis:

$$\partial\varphi = -\frac{w_0 z}{c} n_2^{(I)} \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (1.32)$$

Matyti, kad lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo neišvengiamai sąlygoja impulso fazinės (ir dažninės) moduliacijos atsiradimą. Šis reiškinys ir yra vadinamas impulso fazine savimoduliacija (toliau FSM).

Žinoma, kad netiesinė Šredingerio lygtis yra užrašoma pavidalu

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{g_0}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \beta |A|^2 A \quad (1.33)$$

Toliau nagrinėjant FSM reiškinį ir tarus, kad grupinių greičių dispersija yra lygi nuliui ( $g_0 = 0$ ) iš (1.33) lygties turime:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \beta |A|^2 A = 0 \quad (1.34)$$

Šios lygties sprendinys yra:

$$A(t, z) = A_0(t) e^{-i\beta |A_0|^2 z} \quad (1.35)$$

čia  $A_0(t) = A(t, z = 0) = a_0(t) e^{i\varphi_0(t)}$  – impulso pradinė amplitudė.

(1.35) lygtį užrašę pavidalu  $A = \alpha e^{i\varphi}$ , turėsime:

$$a(t, z) = a_0(t), \quad (1.36)$$

$$\varphi(t, z) = \varphi_0(t) - \beta |A_0(t)|^2 z,$$

Iš (1.36) matyti, kad impulso gaubtinė nekinta. Tuo tarpu impulso fazė keičiasi proporcingai sklidimo nuotoliui ir intensyvumui  $I_0(t) \sim |A_0|^2$  – atsiranda fazinė savimoduliacija.

Netiesinis fazės pokytis dėl saviveikos:

$$\partial\varphi(t, z) = -\beta z |A_0(t)|^2. \quad (1.37)$$

Pasinaudoję (1.28) ir (1.4) išraiškomis, (1.37) galime užrašyti taip:

$$\partial\varphi(t, z) = -n_2 \frac{k_0}{2n_0} z |A_0(t)|^2 = -z \frac{w_0 n_2}{c} |A_0(t)|^2 = -z \frac{w_0}{c} n_2^{(I)} I_0(t). \quad (1.38)$$

Tokiu atveju impulso dažnio pokytis dėl saviveikos yra:

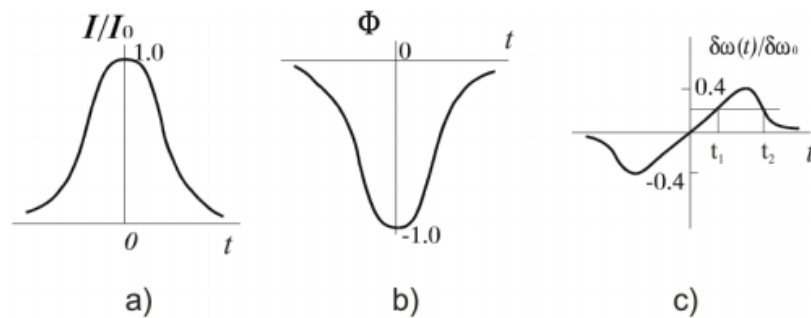
$$\partial w(t, z) = \frac{\partial(\partial\varphi)}{\partial t} = -\beta z \frac{\partial |A_0|^2}{\partial t} = -\frac{w_0 z}{c} n_2^{(I)} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t}. \quad (1.39)$$

Taigi vėl gaunama (1.32) lygtis, kuri rodo, kad impulso nešantysis dažnis nebus pastovus ir lygus  $w_0$ , o priklausys nuo laiko. Tai reiškia, kad sklindant impulsui kubinio netiesiškumo terpe atsiranda impulso nešančiojo dažnio moduliacija (DM). Kadangi impulso gaubtinė ir trukmė nekinta, padidėja impulso spektro plotis.

Gauso impulso,  $(I_0(t) = I_0(0) \exp(-\frac{t^2}{\tau^2}))$  atveju iš (1.38) ir (1.39) gauname fazės ir dažnio pokyčius:

$$\partial\varphi(t) = \varphi_{max} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (1.40)$$

$$\partial w(t) = \frac{2}{t_0^2} t \varphi_{max} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right),$$



**1.6 pav.** Gauso impulso, sklindančio kubinio netiesiškumo terpe, FSM sąlygotas pavidalas (a), fazė  $\Phi = \varphi/\varphi_{max}$  (b) ir dažnio pokytis  $\partial w(t)/\partial w_0$ , kai  $\partial w_0 = 2\varphi_{max}/\tau_0$  [11].

čia

$$\varphi_{max} = \frac{w_0 z}{c} n_2^{(I)} I_0(0) \quad (1.41)$$

nusako fazinės savimoduliacijos didumą. Fazinės savimoduliacijos dydžiui nusakyti yra įvedamas charakteringasis nuotolis  $L_f$ , kuriame  $\varphi_{max} = 1$ :

$$L_f = \frac{c}{w_0 n_2^{(I)} I_0(0)} \quad (1.42)$$

Fazinės savimoduliacijos metu gaunamo impulso gaubtinė nekinta, tačiau atsirandant fazinei moduliacijai, keičiasi impulso spektras. Spekro pavidalas parodytas 1.7 pav.

Impulso spektrinis intensyvumas (spektrinis tankis) yra apibrėžiamas formule:

$$G(\Omega) = |S(\Omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(t) e^{-i\Omega t} dt \right|^2, \quad (1.43)$$

čia  $\Omega = w - w_0$ . Žinodami sprendinį (1.36), gauname:

$$G(\Omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t) e^{i(\varphi(t) - \Omega t)} dt \right|^2. \quad (1.44)$$

Čia fazė  $\varphi(t)$  yra gaunama iš (1.36). Jei atstumai yra dideli ( $z \gg L_f$ ), tuomet vykstant FSM, kai  $\varphi_{max} \gg 1$ , galime laikyti, kad  $a_0(t)$  yra lėtai kintanti funkcija, lyginant su  $\varphi(t)$ . Todėl (1.44) galime apytiksliai skaičiuoti naudojantis stacionarios fazės metodu. Integrale (1.44) pilna fazė yra lygi:  $\varphi = \varphi(t) - \Omega t$ . Todėl stacionarios fazės taškus  $t_j$  gauname iš sąlygos  $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ :

$$\partial w(t_j) \equiv \varphi'(t_j) = \Omega. \quad (1.45)$$

Taigi priklausomybę  $y = \partial w(t)$  kirsdami horizontalia linija  $y = \Omega$ , gauname stacionarios fazės taškus (1.6 pav. c)). Kai  $\Omega > 0$ , (1.45) sąlyga yra patenkinama taškuose  $t_1$  ir  $t_2$ , o kai  $\Omega < 0$ , taškuose  $-t_1$  ir  $-t_2$ . Spektrinis tankis  $G(\Omega)$  yra lyginė dažnio funkcija: jeigu pradinis impulsas yra simetrinės formos, t.y.  $a_0(-t) = a_0(t)$  ir atsiradusi fazinė moduliacija irgi yra lyginė  $\varphi(-t) = \varphi(t)$ , tuomet turime:

$$\begin{aligned} G(-\Omega) &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t) e^{i(\varphi(t) + \Omega t)} dt \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_0(-t) e^{i(\varphi(-t) + \Omega t)} dt \right|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} a_0(s) e^{i(\varphi(s) - \Omega s)} ds \right|^2 = G(\Omega). \end{aligned} \quad (1.46)$$

Pasinaudoję (1.40) išraiška ir sąlyga  $\frac{d}{dt} \partial w(t) = 0$ , surandame taškus, kuriuose gaunamos dažnio nuokrypio minimali ir maksimali vertės:  $t_{min} = -\frac{\tau_0}{\sqrt{2}}$ ,  $t_{max} = \frac{\tau_0}{\sqrt{2}}$ . Taigi maksimalus dažnio nuokrypis yra toks:

$$\partial w_{max} = \partial w(t_{max}) = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\varphi_{max}}{\tau_0} \approx 0,43 \varphi_{max} \Delta w_0. \quad (1.47)$$

Čia  $\Delta w_0 = \frac{2}{\tau_0}$  – pradinio Gauso impulso spektro plotis. Kadangi  $\partial w_{min} = -\partial w_{max}$ , tai pagrindinė impulso energijos dalis yra sukoncentruota dažnių intervale:

$$\partial \Omega = 0,86 \varphi_{max} \Delta w_0. \quad (1.48)$$

Paiškinsime FSM metu gaunamo spektro pavidalą (1.7 pav.). Tam tikslui impulso spektro išraiškoje

$$S(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t) \exp(i(\varphi(t) - \Omega t)) dt \quad (1.49)$$

fazę  $\varphi(t)$  išskleiskime Teiloro eilute stacionaraus fazės taško  $t_j$  aplinkoje, palikdami tik pirmuosius nelygius nuliui narius:

$$\begin{aligned} S(\Omega) \approx \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t) \exp \left[ i \left( \varphi(t_j, z) + \varphi'(t_j, z)(t - t_j) + \frac{1}{2} \varphi''(t_j, z)(t - t_j)^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \Omega t \right) \right] dt. \end{aligned} \quad (1.50)$$

Atsižvelgę į (1.45), turime:

$$S(\Omega) \approx \int_{-\infty}^{\infty} a_0(t) \exp \left[ i \left( \varphi(t_j, z) + \frac{1}{2} \varphi''(t_j, z)(t - t_j)^2 - \Omega t \right) \right] dt. \quad (1.51)$$

Kadangi  $a_0(t)$  yra lėtai kintanti funkcija, lyginant ją su  $\exp \left( i \frac{1}{2} \varphi''(t_j, z)(t - t_j)^2 \right)$ , todėl:



$$S(\Omega) \approx a_0(t_j) \exp[i(\varphi(t_j, z) - \Omega t_j)] \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\left(\frac{1}{2}\varphi''(t_j, z)(t - t_j)^2\right)\right] dt. \quad (1.52)$$

Suintegravę,  $\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[i\left(\frac{1}{2}\varphi''(t_j, z)(t - t_j)^2\right)\right] dt = \sqrt{\frac{2\pi i}{\varphi''(t_j, z)}}$ , gauname:

$$S_j(\Omega) = S_{0j} \exp[i(\varphi(t_j, z) - \Omega t_j)], \quad (1.53)$$

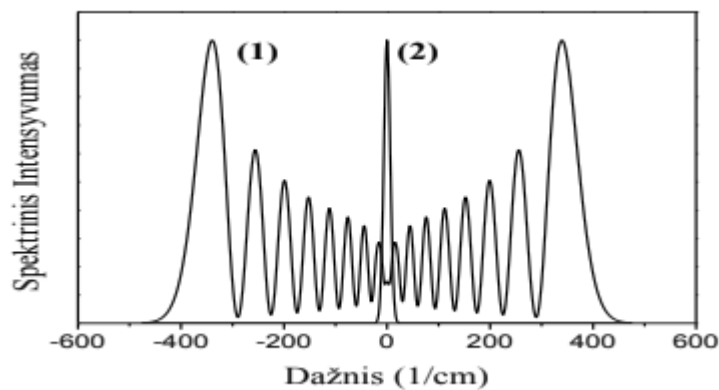
$$S_{0j} = \sqrt{\frac{2\pi i}{\varphi''(t_j, z)}}.$$

Čia indeksas  $j$  žymi stacionaraus taško  $t_j$  indėlį į spektrą. Kadangi tokių taškų yra du ( $t_1$  ir  $t_2$ ), tuomet gauname:

$$G(\Omega) = |S_1(\Omega) + S_2(\Omega)|^2 = \quad (1.54)$$

$$= |S_{01}|^2 + |S_{02}|^2 + 2\text{Re}(S_{01}S_{02}^*) \cos(\varphi(t_2, z) - \varphi(t_1, z) - \Omega(t_2 - t_1)).$$

Į išraišką (1.54) įeinantis interferencinis narys aprašo spektro osciliacijas dažnių skalėje su „dažniu“ ( $t_2 - t_1$ ):  $G(\Omega) \sim \cos(\Omega(t_2 - t_1))$ . Kaip matoma iš paveikslo 1.6(c), didėjant  $\Omega$ , dydis  $(t_2 - t_1)$  mažėja t.y. didėjant dažnio nuokrypiui  $\Omega$  osciliacijų periodas didėja. Tai gerai matyti 1.7 pav. Iš (1.48) matyti, kad impulso spektro plotį nulemia dydis  $\varphi_{max}$ . Maksimalių skaičius spektre yra lygus sveikam dydžio  $\frac{\varphi_{max}}{\pi}$  skaičiui.



**1.7 pav.** Fazinės savimoduliacijos ( $\varphi_{max} = 16\pi$ ) sąlygotas Gauso impulso spektras normuotas į didžiausią vertę (1). Palyginimui pateiktas pradinio Gauso impulso spektras (2) [11].

#### 1.4.2. Normalios grupinių greičių dispersijos įtaka

Praeitame skyrelyje buvo išsiaiškinta, kad impulsas sklisdamas netiesine terpe gali tapti faziškai moduluotu ir dėl to įgauti platų spektrą. Tokiam impulsui dispersija yra labai reikšminga. Dispersija yra reiškinys nusakantis skirtingų bangos ilgių sklidimo greitį arba lūžio rodiklio priklausomybę nuo bangos ilgio. Normalios dispersijos atveju lūžio rodiklis didėja mažėjant bangos ilgiui. Tai įvertinti svarbu, nes ultratrumpas impulsas yra sudarytas iš labai daug skirtingų bangos

ilgio komponentų. Kuo impulsas trumpesnis - tuo platesnis jo spektras ir atitinkamai tokiam impulsui dispersija yra reikšmingesnė. Impulso sklidimo lygtis dispersinėje terpėje yra tokia:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{u_0} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} g_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{h_0}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots \quad (1.55)$$

Apsiriboję pirmuoju artiniu turėsime lygtį pavidalu

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{u_0} \frac{\partial A}{\partial t} \quad (1.56)$$

kurios sprendinys yra

$$A(t, z) = A_0 \left( t - \frac{z}{u_0} \right). \quad (1.57)$$

Dispersinėje terpėje impulsas sklinda grupiniu greičiu  $u_0$ . Šio artinio ribose nevyksta impulso gaubtinės ir fazinės moduliacijos iškraipymai. Tai teisinga, kol nepaisome antrojo lygties nario.

Apsiriboję pirmaisiais dviem artiniais turėsime lygtį pavidalu

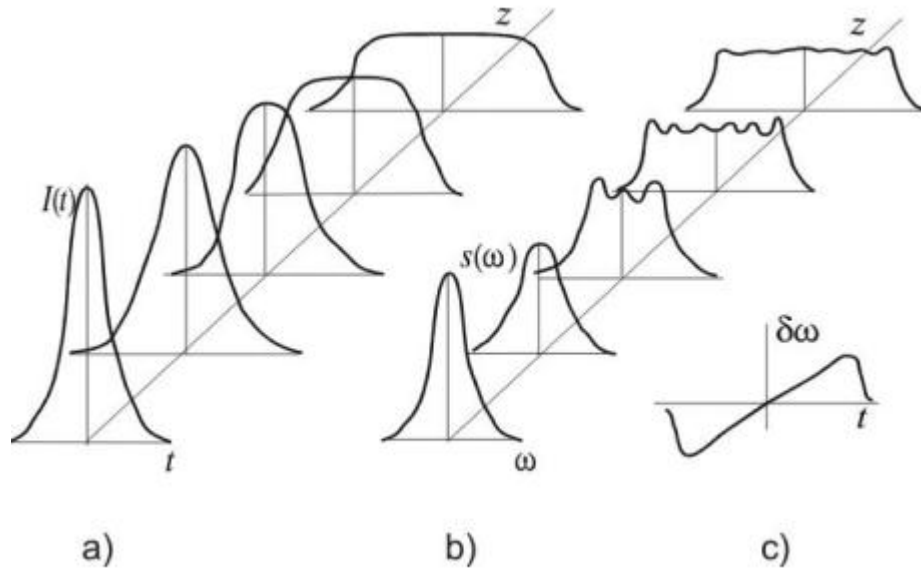
$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{u_0} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} g_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \quad (1.58)$$

Šią lygtį įmanoma supaprastinti pasirinkus atskaitos sistemą, kuri juda kartu su impulsu. Atlikus pakeitimą  $z, t \rightarrow z, t' = t - \frac{z}{u_0}$ , turime  $\frac{\partial A}{\partial z}(t', z) = \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial A}{\partial t'} \frac{1}{u_0}$ ,  $\frac{\partial A}{\partial t'} = \frac{\partial A}{\partial t}$  ir

$$\frac{\partial A}{\partial z}(t', z) = \frac{i}{2} g_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t'^2}. \quad (1.59)$$

Gautoji lygtis (1.59) nusako impulso dispersinį plitimą. Priklausomai nuo bangos ilgio dispersija medžiagoje gali būti normali ir anomali. Normaliu atveju grupinės greičių dispersijos (toliau GGD) koeficiento ženklas yra teigiamas ( $g_0 > 0$ ), anomaliu atveju – neigiamas ( $g_0 < 0$ ). Kai GGD koeficientas yra teigiamas, impulsas sklisdamas netiesine terpe išplis laike. Jei impulsui sklindant pasireišk ne tik GGD, bet ir FSM, tuomet pradinio Gausinio intensyvumo skirstinio impulsas bus transformuojamas į impulsą su plokščia viršūne kaip parodyta 1.8(a) pav. Plokščios viršūnės impulsas formuojasi tuomet, kai pasireiškia abu šie efektai ir sukurtos dažnio moduliacijos yra to paties ženklo bei netiesinės terpės ilgiui  $L$  ir savimoduliacijos nuotoliui  $L_f$  tenkinant sąlygą  $L_f \ll L \approx 18 \sqrt{L_d L_f} < L_d$ . Čia  $L_f$  yra savimoduliacijos nuotolis (1.42), o  $L_d = \frac{\tau_0^2}{2g_0}$  yra taip vadinamas dispersinio plitimo nuotolis.

Sukurta dažnio moduliacija po plokščia viršūne yra tiesinė (žr. 1.8(c) pav.). Impulsui sklindant pradiniam etape spektras yra smarkiai išplėčiamas (žr. 1.8(b) pav.). Reiškiantis FSM ir GGD efektams kartu, kai jų sukurtų dažnio moduliacijų ženklai sutampa, gaunamas papildomas stiprus impulso plitimas. Kita vertus, periferinėse dalyse šių efektų dažnio moduliacijos yra priešingų ženklų ir todėl periferinėje srityje impulsas spaudžiasi. Plokščios viršūnės impulsas susiformuoja atstume  $z \sim 2\sqrt{L_d L_f}$ .



**1.8 pav.** Impulso plokščios viršūnės formavimasis netiesinėje dispersinėje terpėje. Impulso intensyvumas (a), spektras (b) ir dažnio nuokrypis (c) [11].

### 1.4.3. Anomalios grupinių greičių dispersijos įtaka

Anomalios grupinių greičių dispersijos atveju GGD koeficientas turi neigiamą ženklą ( $g_0 < 0$ ). Dažnio moduliacija dėl netiesiškumo yra proporcinga atstumui ir intensyvumo išvestinei nuo laiko. Tačiau dažnio moduliacija dėl GGD yra proporcinga tik atstumui ir nuo intensyvumo nepriklauso (1.60). Impulsui sklindant netiesine tarpe, pradžioje jį veikia tik FSM ir didėjant intensyvumui jos efektas stiprėja. Dėl FSM susidaro impulso spektro plitimas, atsiranda dažnio moduliacija. Atveju, kai GGD kompensuoja FSM susikuria solitoninis impulsas.

Spektriškai ribotas impulsas, praėjęs atstumą  $z$ , įgauna dažnio moduliaciją, kurios dydis  $a_d(z) = \partial w / \partial t$  ir priklauso nuo atstumo pagal

$$a_d(z) = \frac{z}{g_0(L_d^2 + z^2)} \quad (1.60)$$

čia  $L_d = \tau_0^2 / (2g_0)$ . Kadangi  $g_0 < 0$ , tai, atvirkščiai nei normalios grupinių greičių dispersijos atveju, nešantysis dažnis mažėja einant nuo impulso fronto į galą. Kai impulso dispersinio plitimo nuotolis  $L_d$  yra žymiai didesnis nei atstumas  $z$ , galime (1.60) perrašyti į

$$a_d(z) = \frac{z}{g_0(L_d^2)} \quad (1.61)$$

Atvirkščiai nei GGD atveju, FSM sukuria didėjantį dažnių gradientą nuo impulso priekinio fronto į galą. FSM sąlygota dažninės moduliacijos sparta:

$$a_{fsm}(z) = \frac{2zk_0n_2^{(l)}}{g_0(L_d^2)} \quad (1.62)$$

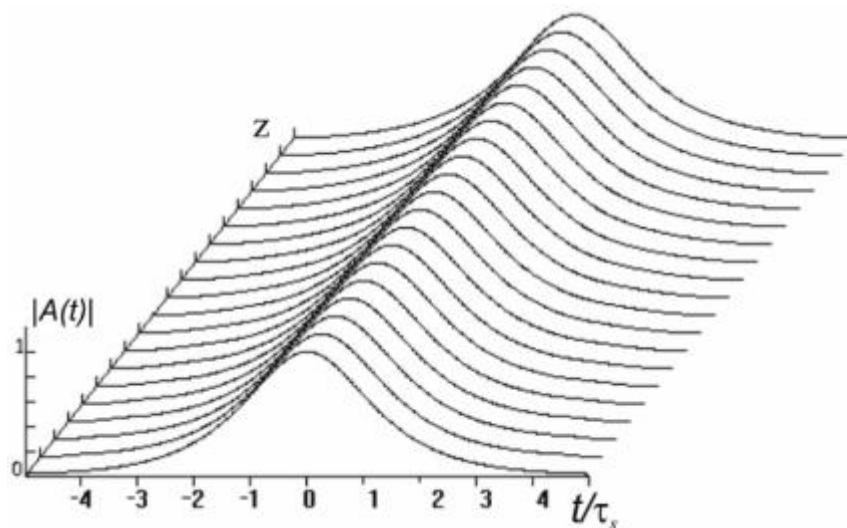
čia  $I_{ef} = P_0/S_{ef}$  ( $P_0$  - impulso smailinė galia,  $S_{ef}$  - efektyvus pluošto skerspjūvis). Dažnio moduliacijos kompensacija pasireiškia tik tada, kai galioja sąlyga  $a_d + a_{fsm} = 0$ . Išskleidus, balanso sąlyga atrodo taip:

$$\frac{k_0 n_2^{(l)} P_0}{S_{ef}} = \frac{2n_0 |g_0|}{\tau_0^2} \quad (1.63)$$

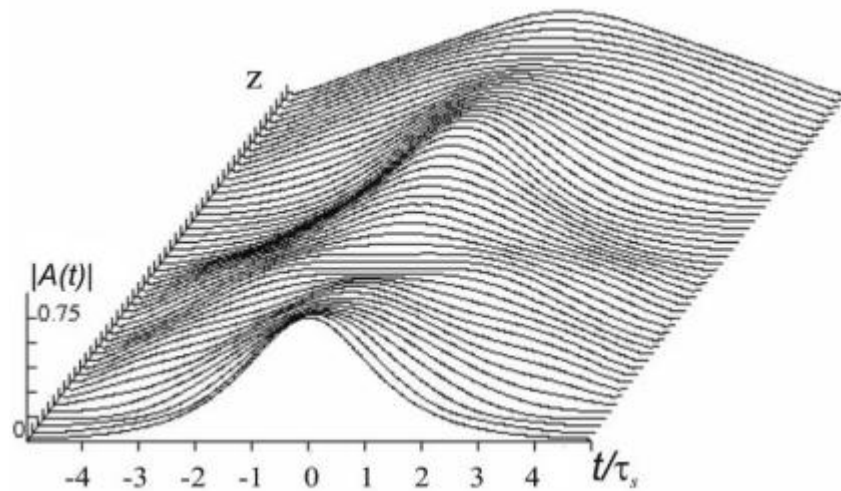
Galiausiai, iš (1.63) išsireiškę  $P_0$ , gauname kritinę galią prie kurios FSM yra kompensuojama GGD

$$P_{kr} = \frac{2n_0 |g_0| S_{ef}}{\tau_0^2 k_0 n_2^{(l)}}. \quad (1.64)$$

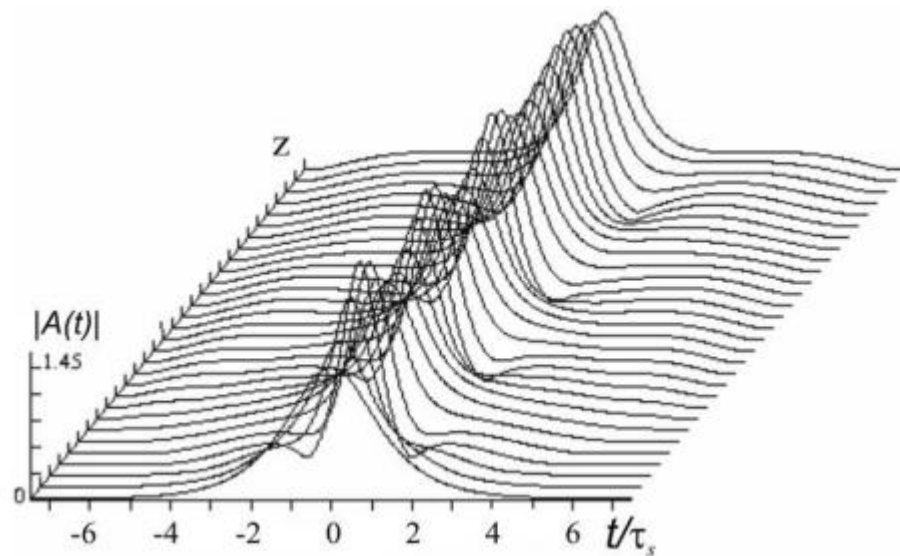
Prie galios  $P_{kr}$  bus tenkinama dažninės moduliacijos sąlyga, GGD kompensuos FSM ir formuosis solitonas – impulsas, kuris nusklidęs didelį atstumą nepakeičia savo formos (žr. 1.9 pav.). Atveju, kai  $P_0 < P_{kr}$  solitonai nesusidarys, nes zonuojantis impulsas išplis (žr. 1.10 pav.). Priešingu atveju, kai  $P_0 > P_{kr}$  formuosis periodiškai pasikartojantis daugiasolitonis impulsas (žr. 1.11 pav.).



**1.9 pav.** Impulso pavidalo kitimas jam sklindant, kai impulso galia  $P_0 = P_{kr}$  [11].



**1.10 pav.** Impulso pavidalo kitimas jam sklindant, kai impulso galia  $P_0 < P_{kr}$  [11].



**1.11 pav.** Impulso pavidalo kitimas jam sklindant, kai impulso galia  $P_0 > P_{kr}$  [11].

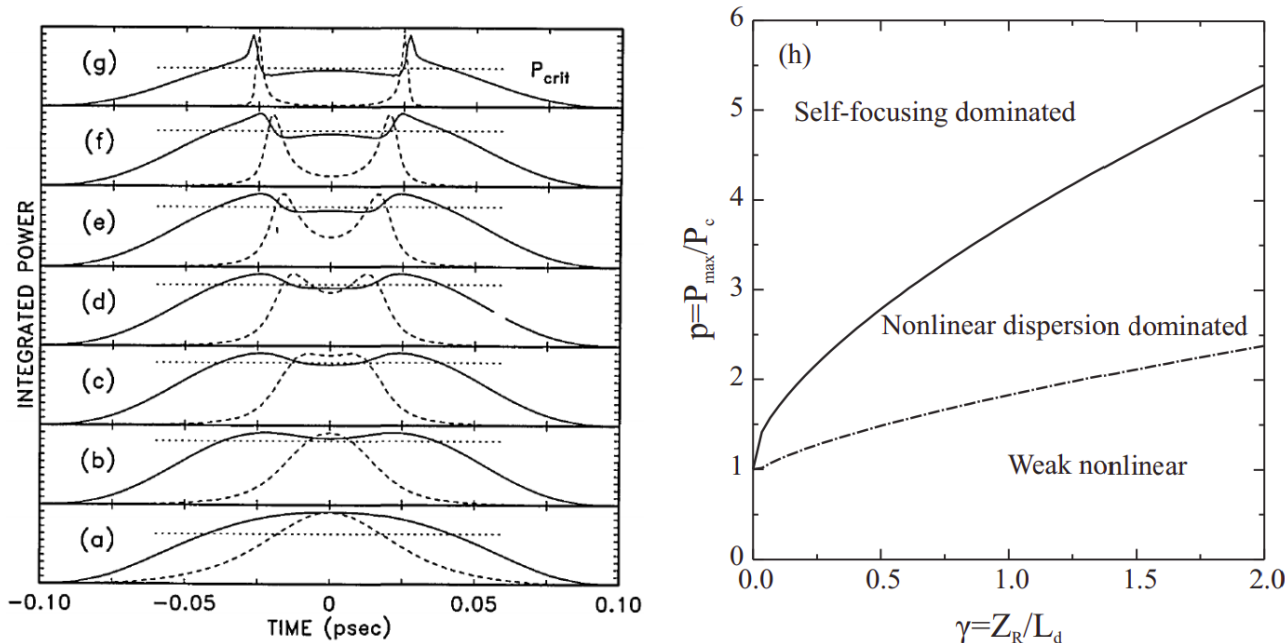
## 1.5. Impulsiniai pluoštai netiesinėje terpėje

Intensyvus impulsas sklindantis netiesinėje terpėje su teigiamu GGD koeficientu ( $g_0 > 0$ ) gali skilti į du sub-impulsus [12]. Impulso skilimas yra vienas iš pagrindinių reiškinių, kuris neleidžia bangų paketui kolapsuoti vykstant filamentacijos reiškiniai. Yra parodyta, kad GGD gali sustabdyti kolapsą, bet tik tam tikrame galių intervale [13]. Kaip jau buvo minėta, fokusavimasis normalios grupinių greičių dispersijos atveju sukuria impulsą, kurio viršūnė yra plokščia. Taigi, jeigu fokusavimasis nulemia pluošto mažėjimą, normali grupinių greičių dispersija, priešingai, sklidimo metu impulsą išplėčia. Kadangi impulso laikinis plėtimasis vyksta vienoje koordinatėje, t.y. laike, bet pluošto mažėjimas dėl fokusavimosi vyksta dviejose erdvinėse skersinėse koordinatėse – impulso smailinis intensyvumas laike auga, o impulso trukmė mažėja nepaisant pastovios energijos tėkmės iš impulso centro į periferiją, kurią sukelia normali GGD. Dėl šių dinamikų (žr. 1.12 pav.)

galia centrinėje impulso dalyje (apie  $t = 0$ ) patampa mažesnė nei kritinė ( $P(t = 0) < P_{kr}$ ) ir fokusavimasis ties impulso smaile patampa nebeįmanomas. Tačiau impulso periferinėje dalyje (žr. 1.12 pav.) pluošto galia dėl energijos, kuri atitekėjo iš centro (normalios GGD dėka) patampa didesnė už kritinę ( $P > P_{kr}$ ). Taigi, dėl fokusavimosi pradeda formuotis du intensyvūs pikai. Toliau vyksta impulso skilimas (žr. 1.12(g) pav.). Abiejų impulsų, susidariusių dėl šio reiškinio, grupiniai greičiai šiek tiek skiriasi lyginant su pradiniu impulsu.

Šis impulso kolapso stabdymas yra įmanomas tik tam tikrame galių intervale. Aukštesnės galios impulsas kolapsuos dėl nepakankamos dispersijos, o žemesnės galios pluoštui galimai neužteks netiesiškumo įtakos.

Verta pažymėti, kad impulso kolapsas gali būti sustabdytas ne tik dėl GGD, bet taip pat ir dėl plazmos, kuri susigeneruoja filamentacijos proceso metu. Dėl susidariusios plazmos impulso galinė dalis yra defokusuojama ir paslenka likusią, trumpesnę impulso dalį link priekinės daliės, kuri toliau fokusuojasi. Šios dinamikos lemia impulso sklidimą superluminaliu greičiu. Kolapsas nebeįmanomas dėl susidariusios pusiausvyros tarp fokusavimosi reiškinio ir plazmos indukuoto defokusavimosi. Plazmos indukuotas defokusavimasis nėra sklaidantis, tačiau netiesiniai nuostoliai, kuriuos sukelia daugiafotonė sugertis yra vienas iš pagrindinių faktorių stabdančių impulso kolapsą. Kaip jau buvo minėta 1.2.1 skyrelyje, intensyviausia impulso dalis išsisklaido ir išsotina ties tam tikru intensyvumo lygiu (žr. 1.3 pav.).



**1.12 pav.** Impulso skilimo dinamikos (a-g) pavaizduotos kaip impulso intensyvumo ant ašies profiliai (punktyrinė linija) ir momentinės galios (vientisa linija) evoliucija. Taškinė linija vaizduoja kritinės galios lygį ( $P_{kr}$ ). (h) vaizduoja impulso skilimo galių intervalo priklausomybę nuo medžiagos parametro  $\gamma$ .  $\gamma = Z_R/L_d$  yra santykis tarp difrakcijos ir medžiagos dispersijos stiprumo. Čia  $Z_R$  ir  $L_d$  yra atitinkamai Relėjaus ir dispersijos ilgis.  $P_{max}$  yra smailinė pradinio Gausinio impulso galia [14].

## 2. Metodika

### 2.1. Sklidimo modelis elektriniam laukui

Vienakryptį elektrinio lauko modelį neparaksialiniam sklidimui aprašanti formulė (2.1) yra skaidoma į du narius [15]. 1-asis narys aprašo dispersiją ir difrakciją neparaksialiniam artiniui, o 2-ąjį netiesinį narį dar papildomai galima skaidyti į dvi lygtis: pirmoji (2.2) aprašo Kero netiesiškumą ir pluošto fokusavimąsi, o antroji (2.3) aprašo visus netiesinius nuostolius.

Šį modelį aprašanti formulė:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = i \left( \sqrt{k^2(\omega) - k_{\perp}^2} - \frac{\omega}{v_g} \right) E + \frac{i\omega}{2\varepsilon_0 c^2 k(\omega)} [\omega P + iJ], \quad (2.1)$$

čia  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  – dispersinis sąryšis,  $v_g = (\partial k / \partial \omega)_{\omega_0}$  – žadinančiojo impulso grupinis greitis, o  $P$  ir  $J$  yra netiesinė poliarizacija ir srovės tankis, kurie yra išreiškiami formulėmis, atitinkamai:

$$P = 2\varepsilon_0 n_0 n_2 |E|^2 E, \quad (2.2)$$

bei

$$J = c\sigma\varepsilon_0(1 + i\omega\tau_c)\rho E + cn_0\varepsilon_0 \frac{W(I)U_i}{I} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{nt}}\right) E, \quad (2.3)$$

čia  $n_0$  yra tiesinis lūžio rodiklis,  $n_2$  yra netiesinis lūžio rodiklis,  $\rho_{nt}$  yra neutralių atomų tankis,  $\sigma$  yra išorinio stabdomojo spinduliavimo (literatūroje dažnai vadinamas „inverse Bremsstrahlung“) skerspjūvis,  $\tau_c$  yra laikas tarp elektronų susidūrimų,  $W(I)$  yra Keldišo jonizacijos sparta, o  $U_i$  yra atomo jonizacijos potencialas.

Laisvųjų elektronų generacija gali būti modeliuojama įvertinant (2.4) lygtį, kuri aprašo plazmos tankio evoliuciją nuo laiko:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(\rho_{nt} - N_e) + \frac{\sigma}{U_i} \rho I - \frac{N_e}{\tau_{rec}}, \quad (2.4)$$

čia  $\tau_{rec}$  yra elektronų rekombinacijos trukmė. Pirmasis narys dešinėje lygties (2.4) pusėje aprašo fotojonizaciją, antrasis narys - griūtinę jonizaciją, o trečiasis narys – rekombinaciją.

### 3. Rezultatai

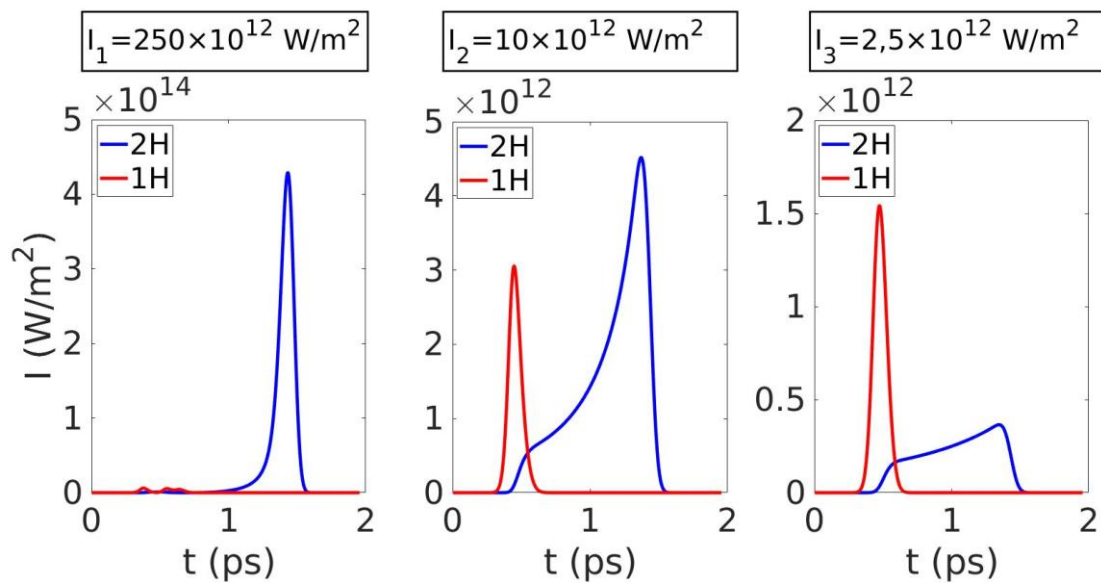
Skaitmeniniam modeliavimui atlikti buvo naudojama dr. Vytauto Juknos parašyta programa sprendžiant (2.1) lygtį. Skaitmeninio modeliavimo pagalba buvo analizuojamas intensyvaus impulsinio pluošto sklidimas ličio strončio aliuminio fluorida (toliau LiSAF) ir ličio kalcio aliuminio fluorida (toliau LiCAF) kristaluose, kurių ilgis  $L = 5 \text{ mm}$ . Pasirinkti impulsų centriniai bangos ilgiai  $\lambda = 2000 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 1200 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 1030 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 515 \text{ nm}$  ir  $\lambda = 400 \text{ nm}$ .

Norint atlikti skaitmeninį modeliavimą iš pradžių reikėjo išsiaiškinti kokios yra LiSAF ir LiCAF kristalų charakteristikos. LiSAF kristalo netiesinis lūžio rodiklis  $n_2$  ties 800 nm rastas [16] straipsnyje, kuriame jam išmatuoti buvo panaudotas Z-scan metodas. Ties 1030 nm ir 515 nm netiesinės lūžio rodiklio vertės buvo rastos abiem kristalams [17] straipsnyje, kur jas taipogi išmatavo Z-scan metodu. Daugiau išmatuotų  $n_2$  verčių rasti nepavyko, todėl ties kitais bangos ilgiais jos buvo apskaičiuotos pagal (1.12) formulę. Visos (surastos ir apskaičiuotos)  $n_2$  vertės abiem kristalams yra pateiktos 1-oje ir 2-oje lentelėse. Draustinės juostos pločių vertės abiem kristalams buvo rastos [18] straipsnyje, kuriame jos nustatytos iš tiesinės sugerties krašto. Selmejerio lygties koeficientai LiSAF kristalui buvo rasti [19] šaltinyje (3.1) išraiškai

$$n^2(\lambda) = Y_0 + \frac{B_1}{\lambda^2 - C_1} - B_2\lambda^2, \quad (3.1)$$

čia  $Y_0 = 1,98448$ ,  $B_1 = 0,00235$ ,  $C_1 = 0,010936$ ,  $B_2 = -0,01057$ . LiCAF kristalo selmejerio išraiška buvo rasta [20] šaltinyje analogiška (3.1) išraiškai, kurioje  $Y_0 = 1,92552$ ,  $B_1 = 0,00492$ ,  $C_1 = 0,00569$  ir  $B_2 = -0,00421$ . Visais atvejais naudota elektronų susidūrimo trukmė  $\tau_c = 3 \text{ fs}$ , o elektronų rekombinacijos trukmė  $\tau_{rec} = 150 \text{ fs}$ . Kaupinimo impulsų trukmės  $\tau$  LiSAF ir LiCAF kristalams buvo pasirinktos pagal eksperimento duomenis ir yra pateiktos 1-oje bei 2-oje lentelėse, išskyrus 400 nm bangos ilgio impulsą, nes ties šiuo bangos ilgiu buvo pasiektos detektoriaus ribos. Tam, kad įsivertinti apytiksliai 800 nm impulso antros harmonikos trukmę buvo atliktas antros harmonikos generacijos modeliavimas SNLO programa. 3.1 pav. pavaizduoti trys atvejai prie skirtingų intensyvumų. Iš grafiko matyti, kad mažėjant intensyvumui antros harmonikos intensyvumas taipogi mažėja, o trukmė didėja. Pirmu atveju, kai intensyvumas didžiausias, beveik visa energija konvertuojama iš pirmos harmonikos į antrąją. Atitinkamai, antros harmonikos impulso trukmė gaunama labai panaši. Tarus, kad eksperimento metu gautas pirmas atvejis, t.y. gautas didelis keitimo efektyvumas - 400 nm bangos ilgio impulso trukmė nebuvo keičiama.





**3.1 pav.** SNLO programa sumodeliuota antros harmonikos generacija prie skirtingų intensyvumų. Čia spinduliuotės intensyvumas mažėja iš kairės į dešinę. Mažėjant intensyvumui atitinkamai mažėja ir energijos keitimo efektyvumas bei didėja antrosios harmonikos trukmė.

Darbo eigoje preliminariai eksperimentiškai pabandyta sugeneruoti SC LiSAF kristale žadinant 400 nm, 515 nm, 800 nm ir 1030 nm impulsais bei LiCAF kristale žadinant 400 nm, 515 nm ir 800 nm impulsais, tad kai kuriuos skaitmeninio modeliavimo rezultatus buvo galima palyginti. Atitinkamai, atliekant skaitmeninį modeliavimą buvo naudojamos panašios į eksperimentą energijos  $E$ , kaupinimo impulsų FWHM trukmės  $\tau$  ir pluoštų FWHM diametro  $w$  vertės. Pagrindiniai skaitmeniniam modeliavimui atlikti naudoti dydžiai apibendrinti lentelėse žemiau (žr. 1 ir 2 lent.).

**1 lentelė.** Pagrindiniai kaupinimo impulsų ir LiSAF kristalo parametrai.

Kristalas	LiSAF					
	400	515	800	1030	1200	2000
Bangos ilgis $\lambda$ (nm)	400	515	800	1030	1200	2000
Impulso trukmė $\tau$ FWHM (fs)	117	200	117	270	85	95
Energija $E$ ( $\mu\text{J}$ )	0,7	2	1,8	9,6	4	15
Pluošto diameteras $w$ FWHM ( $\mu\text{m}$ )	35	35	35	20	21,2	32
Daugiafotonė sugerties eilė	4	6	8	11	12	20
Daugiafotonės sugerties koeficientas ( $\text{cm}^{2K-3}/\text{W}^{K-1}$ )	9,27 $\cdot 10^{-38}$	1,77 $\cdot 10^{-64}$	4,19 $\cdot 10^{-92}$	1,73 $\cdot 10^{-134}$	5,09 $\cdot 10^{-146}$	2,6 $\cdot 10^{-248}$
Skaidos skerspjūvis ( $\text{m}^2$ )	1,1 $\cdot 10^{-22}$	1,8 $\cdot 10^{-22}$	4,4 $\cdot 10^{-22}$	7,3 $\cdot 10^{-22}$	$9,8 \cdot 10^{-22}$	2,5 $\cdot 10^{-21}$
Netiesinis lūžio rodiklis $n_2$ ( $\text{m}^2/\text{W}$ )	15	10,5	8	4	4,28	2,6

2 lentelė. Pagrindiniai kaupinimo impulsų ir LiCAF kristalo parametrai.

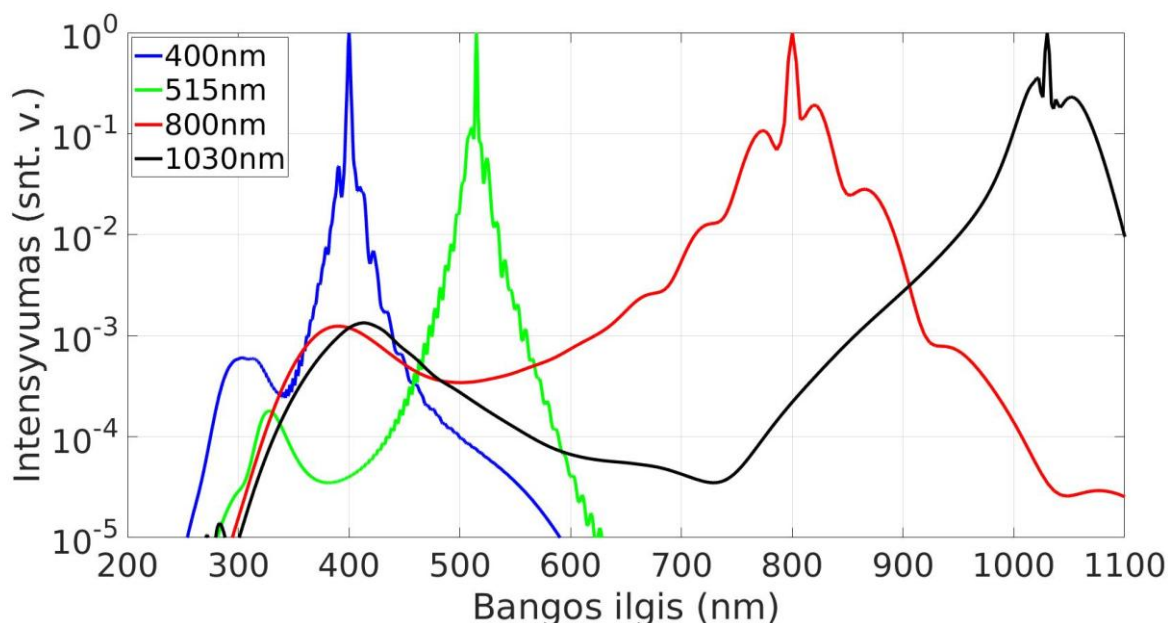
Kristalas	LiCAF					
Bangos ilgis $\lambda$ (nm)	400	515	800	1030	1200	2000
Impulso trukmė $\tau$ FWHM (fs)	117	220	117	220	85	95
Energija $E$ ( $\mu$ J)	0,7	2,2	1,8	11	4	15
Pluošto diametras $w$ FWHM ( $\mu$ m)	35	35	30	20	21,2	32
Daugiafotonė sugerties eilė	4	6	8	11	12	20
Daugiafotonės sugerties koeficientas ( $\text{cm}^{2K-3} / \text{W}^{K-1}$ )	2,45 $\cdot 10^{-37}$	1,81 $\cdot 10^{-66}$	2,7 $\cdot 10^{-94}$	1,81 $\cdot 10^{-133}$	3,46 $\cdot 10^{-146}$	1,86 $\cdot 10^{-248}$
Skaidos skerspjūvis ( $\text{m}^2$ )	1,1 $\cdot 10^{-22}$	1,8 $\cdot 10^{-22}$	4,4 $\cdot 10^{-22}$	7,3 $\cdot 10^{-22}$	9,8 $\cdot 10^{-22}$	2,5 $\cdot 10^{-21}$
Netiesinis lūžio rodiklis $n_2$ ( $\text{m}^2/\text{W}$ )	15	10,5	8	4	4,28	2,6

3.2 pav., 3.3 pav., 3.4 pav. ir 3.5 pav. pavaizduoti skaitmeniškai sumodeliuoti SC spektrai LiSAF ir LiCAF kristaluose, geriausiai atitinkantys eksperimentinius rezultatus bei SC spektrai gauti eksperimento metu. Iš grafikų matyti, kad eksperimentiniai rezultatai beveik sutampa su rezultatais gautais atliekant skaitmeninį modeliavimą. LiSAF atveju, spektro išplitimas į mėlynąją sritį žadinant 1030 nm impulsu stebimas iki 300 nm, 800 nm impulsu iki 295 nm, 515 nm impulsu iki 281 nm ir 400 nm impulsu iki 254 nm pasirinkus nupjovimo kraštą  $10^{-5}$  spektrinio intensyvumo aukštyje. Analogiškai, LiCAF atveju, žadinant 1030 nm impulsu spektro išplitimas į mėlynąją sritį stebimas iki 360 nm, 800 nm impulsu iki 288 nm, o žadinant su 515 nm ir 400 nm impulsais spektras išplinta iki 263 nm. Taip pat iš rezultatų nesunku pastebėti charakteringą mėlynąjį piką būdingą visiems keturiems atvejams, kuris susidaro skilusio impulso fronto statėjimo metu.

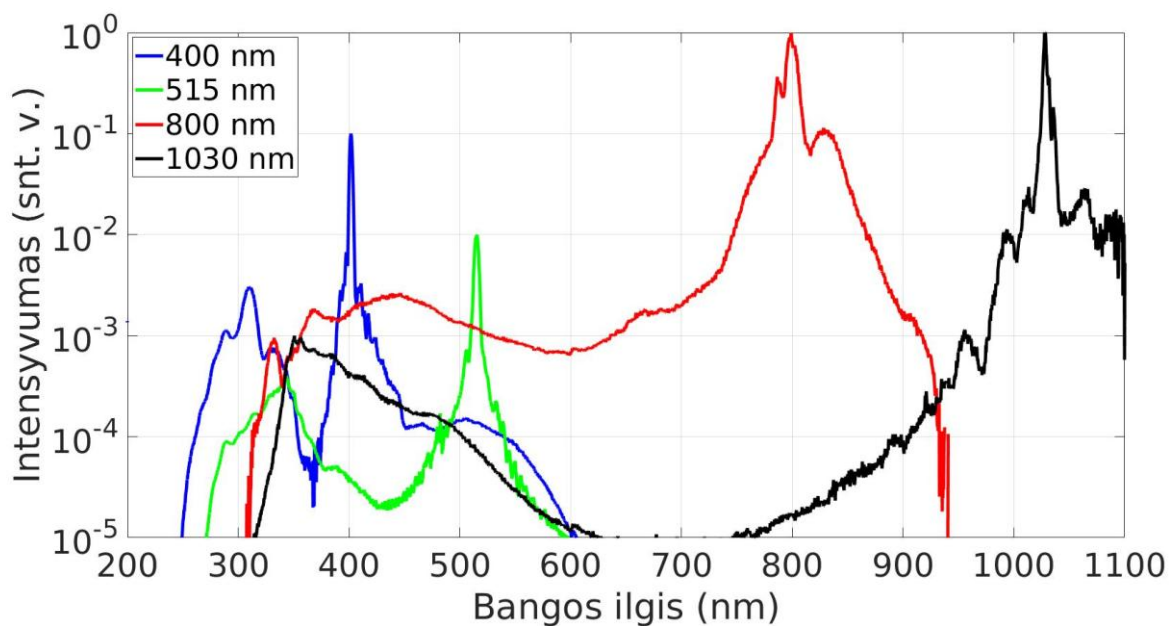
LiCAF eksperimentiškai gautas SC spektras žadinant 1030 nm impulsu 3.5 pav. nėra pavaizduotas, nes šiuo atveju kristalas greitai degraduoja. Optinio kristalo degradacija ties didesniais bangos ilgiais gali būti aiškinama remiantis daugiafotonės sugerties ir griūtinės jonizacijos procesais, kurie vyksta plazmos generacijos metu. Ties mažesniais bangos ilgiais didžioji dalis plazmos yra sukuriama dėl daugiafotonės sugerties. Tačiau prie didesnių bangos ilgių daugiafotonės sugerties įtaka mažėja ir griūtinė jonizacija pradeda dominuoti. Svarbu pažymėti, kad plazma, sugeneruota griūtinės jonizacijos metu turės kitokį efektą nei plazma sugeneruota dėl daugiafotonės sugerties. Norint elektronui sukurti laisvąjį krūvininką smūginės jonizacijos metu, jo energija privalo būti lygi arba didesnė už vieną su puse medžiagos draustinės juostos pločio. Dėl

šios priežasties smūginės jonizacijos metu sukurti laisvieji krūvininkai turės aukštesnes energijos vertes nei daugiafotonės sugerties metu sukurti elektronai ir rekombinacijos metu pažeis medžiagą smarkiau atiduodant didesnius šilumos kiekius gardelei.

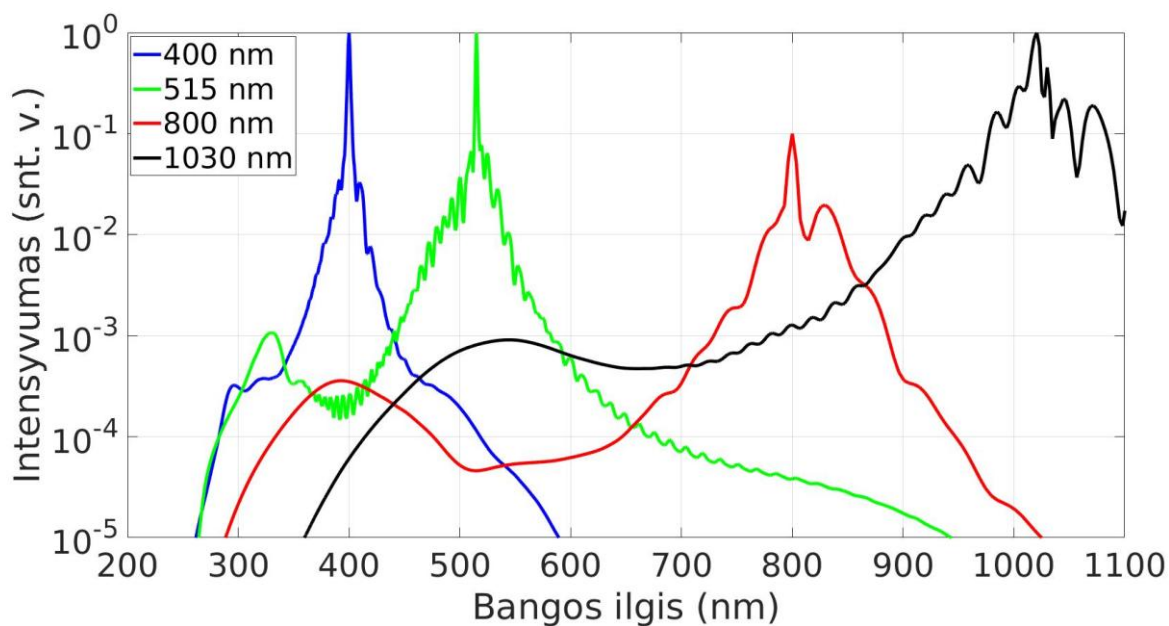
Reikia pažymėti, kad LiSAF atveju ties 400 nm ir 515 nm eksperimentiniai spektrai buvo nuleisti žemyn dviem ir viena eile atitinkama, o LiCAF atveju 400 nm ir 515 nm spektrai nuleisti dvejomis eilėmis. Tai padaryta todėl, kad eksperimento metu buvo naudojamas didelį atspindžio koeficientą (~99,9...%) turintis dielektrinis veidrodys kaip filtras tam, kad neišotinti detektoriaus žadinančiąja spinduliuote atspindint dalį spektro. Keičiant šviesos kritimo kampą veidrodžio atspindžio koeficientas gali dešimtąja ar bent šimtąja skaičiaus dalimi pakisti, o tokio veidrodžio pralaidumo vertė atitinkamai pasikeis keliomis eilėmis. Kadangi žadinant šiais impulsais mus domino tik mėlynoji spektro dalis, kurią šis veidrodys įtakojo minimaliai, tai pagal ją ir buvo orientuoti skaitmeniškai sumodeliuoti SC spektrai. Eksperimento schema pavaizduota 3.6 pav.



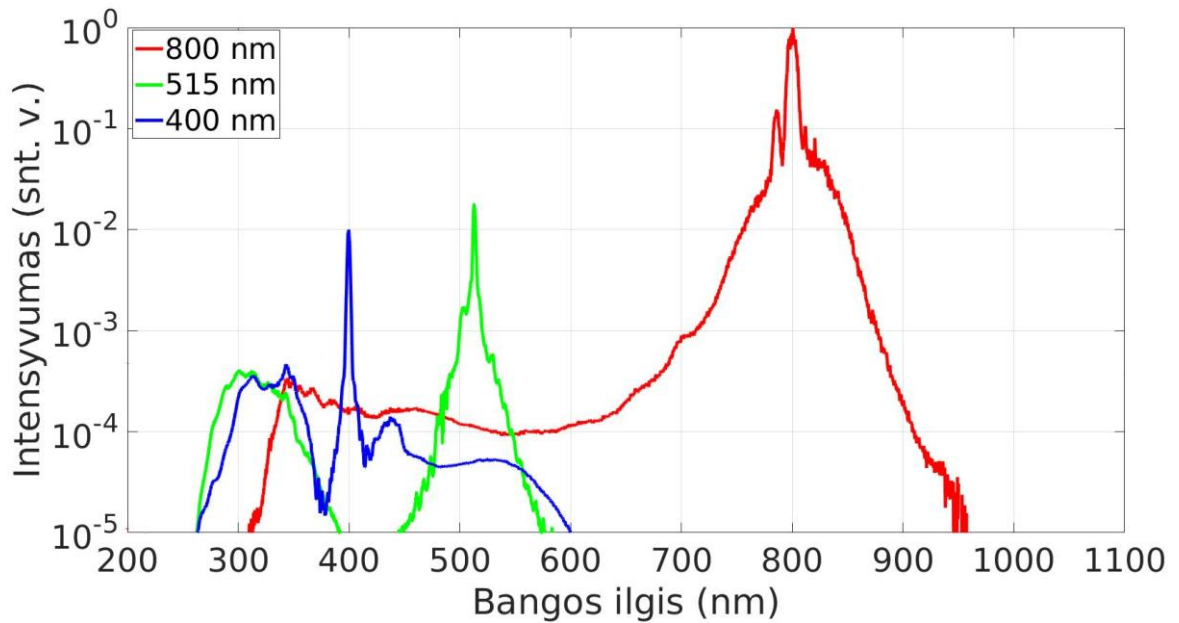
**3.2 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale skaitmeniškai sumodeliuoti spektrai, kai žadinama 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.



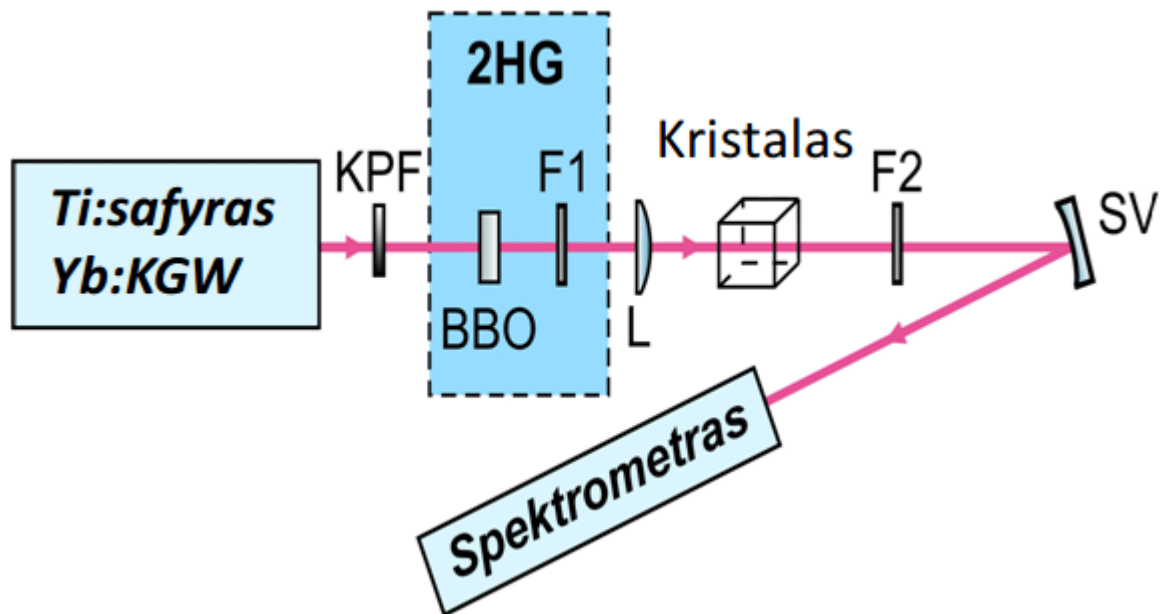
**3.3 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiSAF kristale eksperimentiniai spektrai, kai žadinama 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.



**3.4 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale skaitmeniškai sumodeliuoti spektrai, kai žadinama 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.

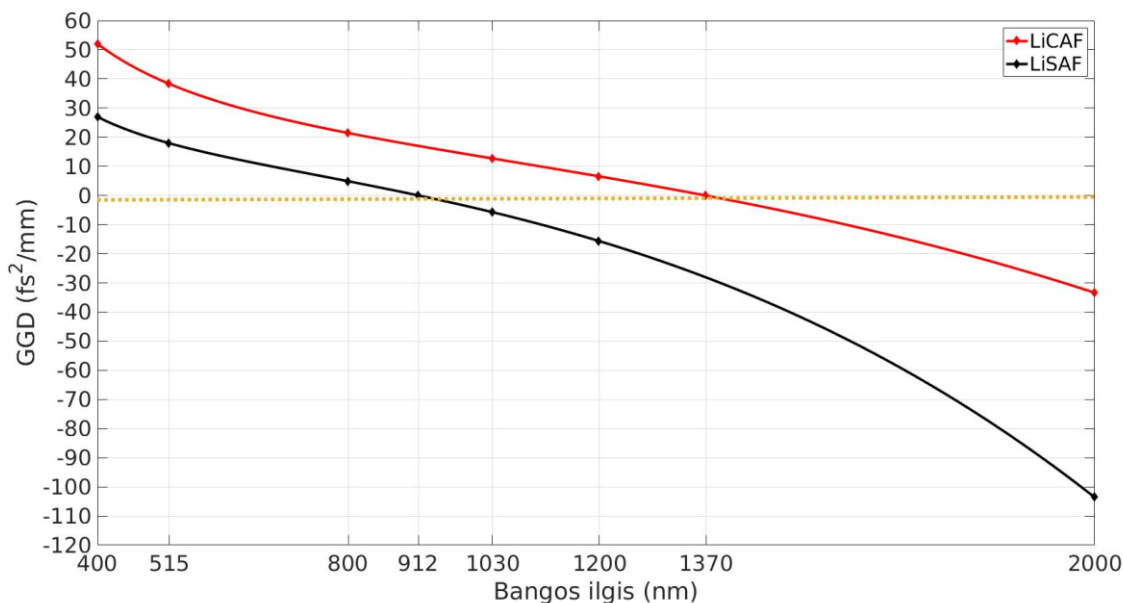


**3.5 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale eksperimentiniai spektrai, kai žadinama 800 nm, 515 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.



**3.6 pav.** Eksperimento schema. Čia KPF – kintamo pralaidumo filtras, F1, F2 – filtrai ir/ar veidrodžiai, L –  $f = +250$  mm FS lęšis ir SV- sferinis veidrodis.

Reikia pažymėti, kad LiSAF atveju 1030 nm bangos ilgio kaupinimo impulsas jau patenka į anomalios dispersijos sritį. Nubrėžta LiSAF ir LiCAF grupinių greičių dispersijos priklausomybė nuo bangos ilgio pavaizduota 3.7 pav., o apskaičiuotos tikslios vertės bei dispersijos nuliai pateikti 3-ioje lentelėje. Matyti, kad LiSAF atveju į anomalią dispersiją patenka 1030 nm, 1200 nm ir 2000 nm, o LiCAF atveju tik 2000 nm impulsas.

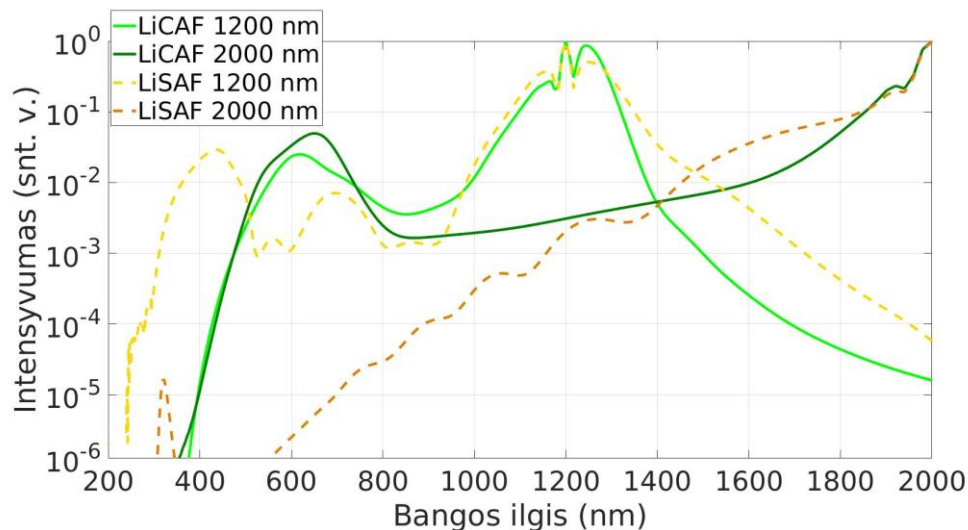


**3.7 pav.** LiSAF ir LiCAF kristalų grupinių greičių dispersijos priklausomybė nuo bangos ilgio.

**3 lentelė.** LiSAF ir LiCAF kristalų grupinių greičių dispersija ties kaupinimo impulsų bangos ilgiais bei dispersijos nuliai.

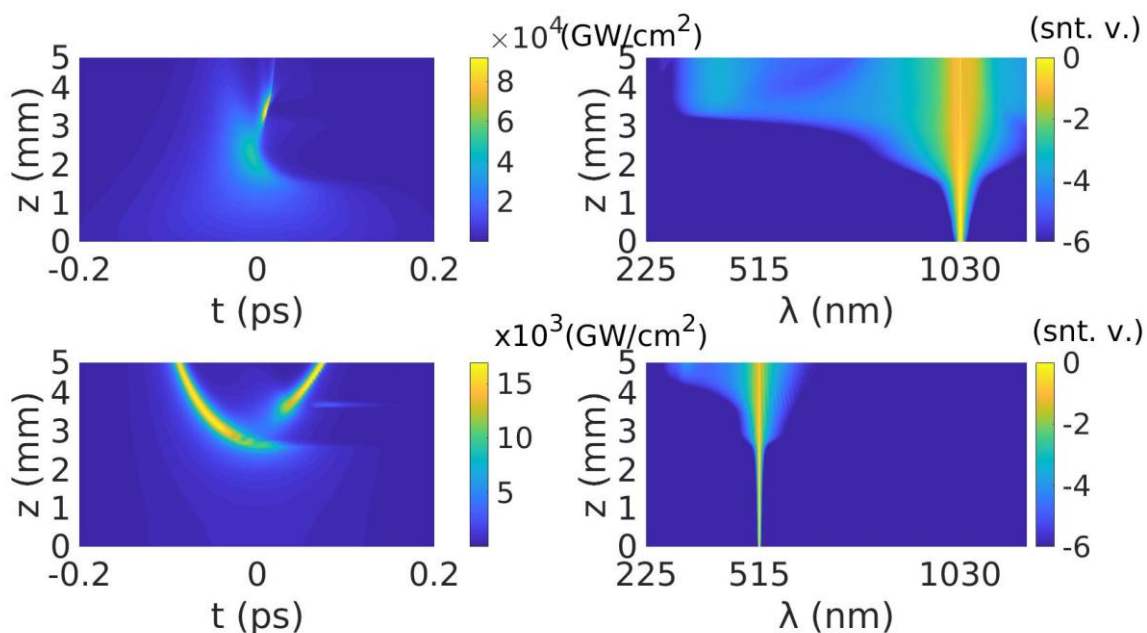
Bangos ilgis (nm)	GGD LiSAF (fs <sup>2</sup> /mm)	GGD LiCAF (fs <sup>2</sup> /mm)
400	27	52
515	18	38.25
800	4.8	21.5
912	0	17
1030	-5.75	12.5
1200	-15.65	6.55
1370	-28	0
2000	-103.5	-33.4

Ties 1200 nm ir 2000 nm bangos ilgiais LiSAF ir LiCAF kristaluose eksperimentiniai bandymai sugeneruoti SC nebuvo atlikti, tad 3.8 pav. palyginti tik skaitmeniniai spektrai. Iš skaitmeninio modeliavimo rezultatų matyti, kad žadinant LiSAF kristalą su 1200 nm ir 2000 nm impulsais SC spektras išplinta iki 243 nm ir 307 nm atitinkamai. Žadinant LiCAF kristalą, abiem atvejais stebimas spektro išplitimas iki 376 nm.

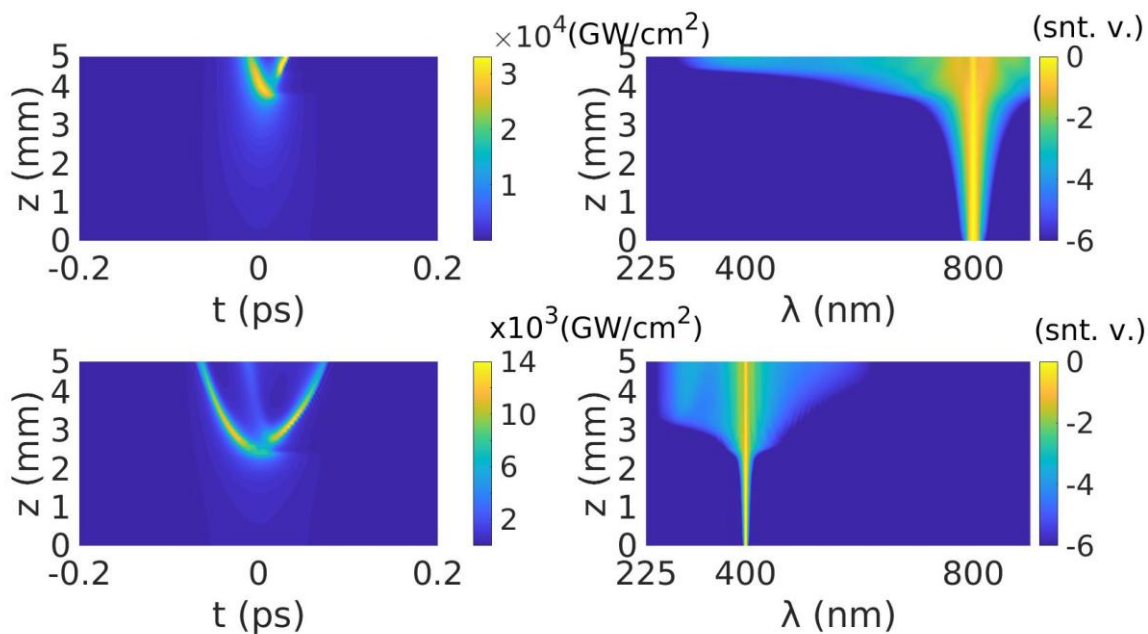


**3.8 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiSAF ir LiCAF kristaluose skaitmeniniai spektrai, kai žadinama 1200 nm ir 2000 nm bangos ilgio impulsais.

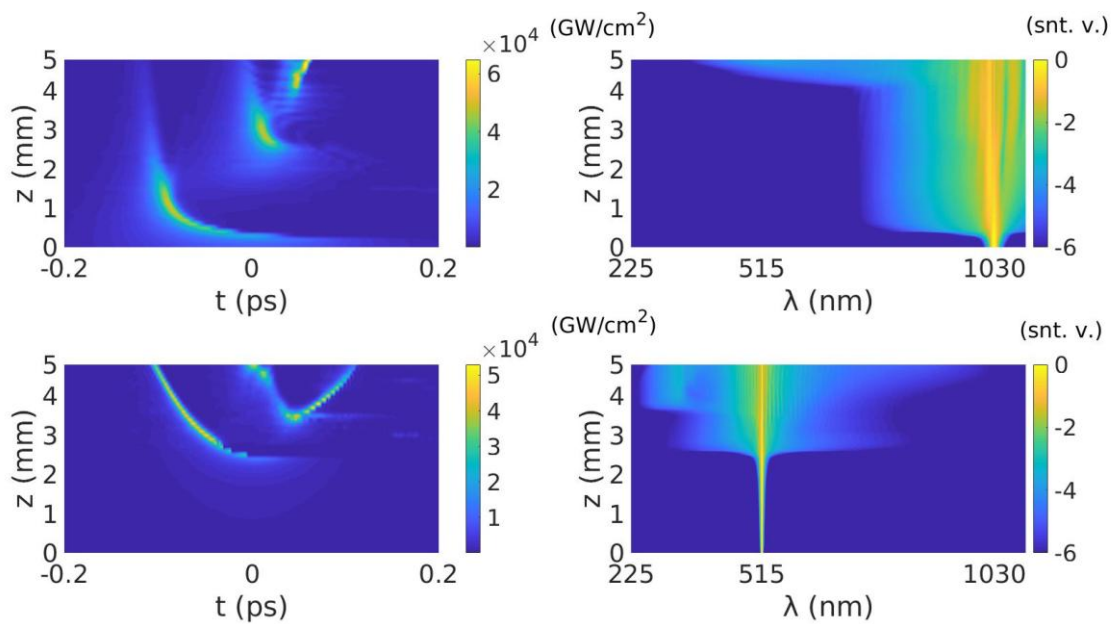
3.9 pav., 3.10 pav., 3.11 pav. ir 3.12 pav. pavaizduotos superkontinuumo sugeneruoto LiSAF kristale laikinės (kairėje) ir spektrinės (dešinėje) evoliucijos. Visais šiais atvejais iš grafikų matyti, kad impulsų laikinis pavidalas (forma ir amplitudė) iš pradžių stipriai kinta, o spektras lėtai plečiasi. Ties tam tikru sklidimo atstumu yra pastebima plazmos sukelta impulso galo sugertis ir defokusavimas, vėliau refokusavęsis impulsas skyla ir ties kristalo išėjimu stebima SC generacija bei ryškus spektro išplitimas.



**3.9 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiSAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 1030 nm ir 515 nm bangos ilgio impulsais.

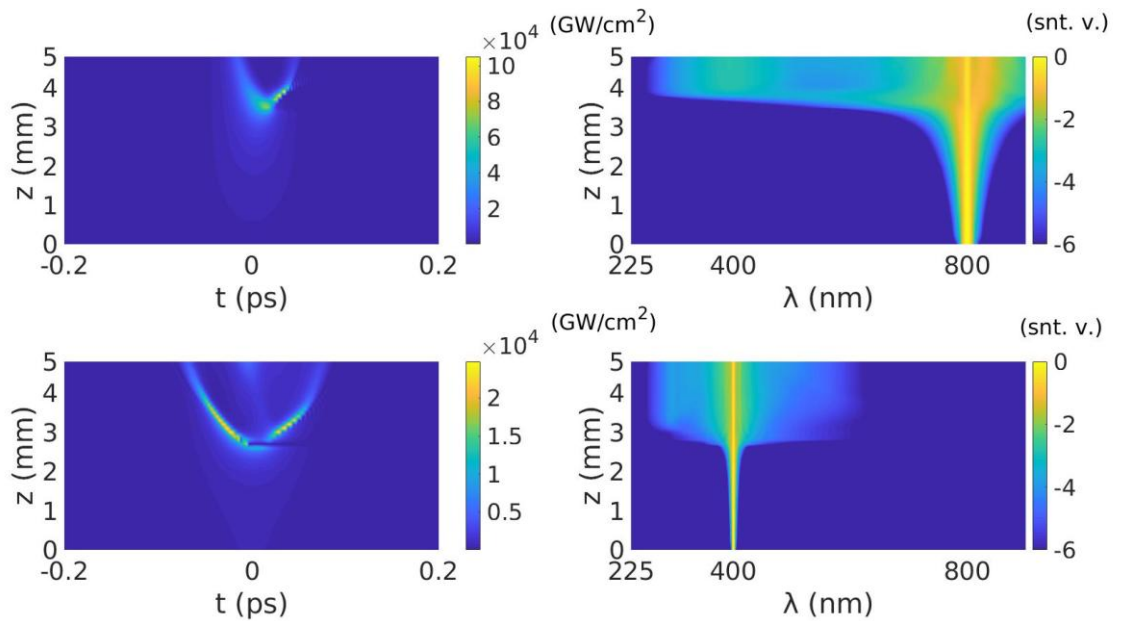


**3.10 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiSAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.



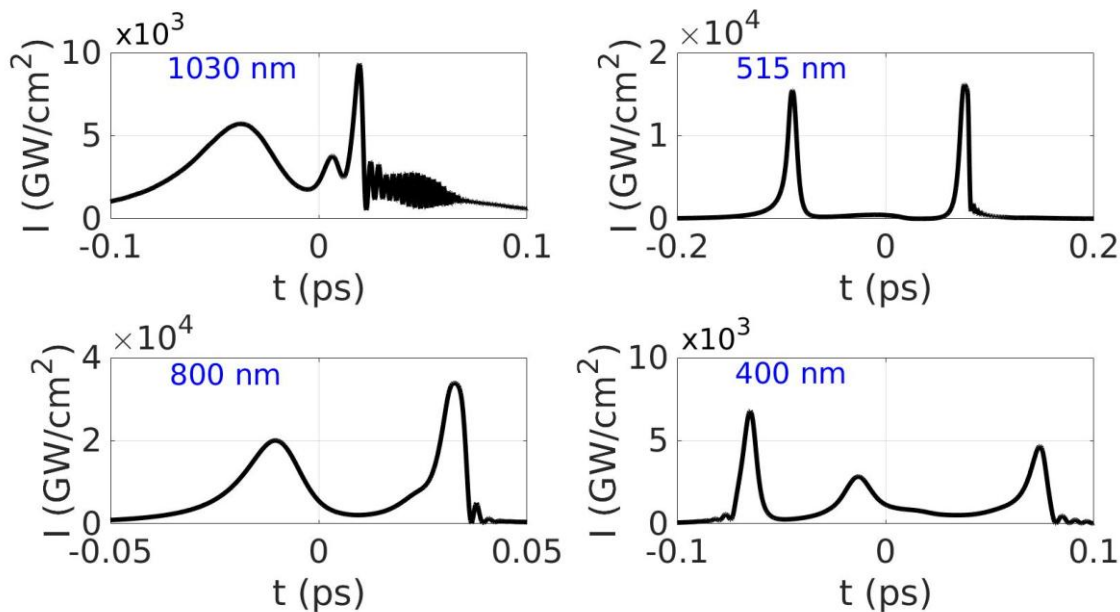
**3.11 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 1030 nm ir 515 nm bangos ilgio impulsais.



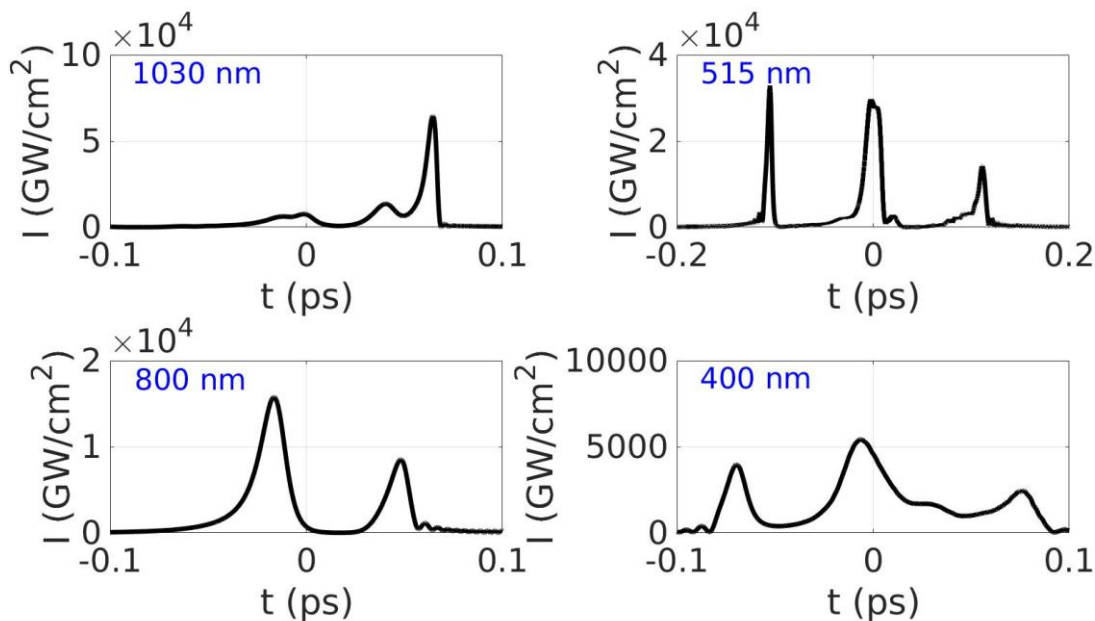


**3.12 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsais.

Impulso skilimo reiškinys stebimas dėl to, kad LiSAF kristalo grupinės dispersijos koeficientas ties pasirinktais bangos ilgiais yra teigiamas. Dėl FSM susidaręs dažnių gradientas išilgai impulso lemia tai, kad raudonos komponentės esančios impulso priekyje tolsta nuo mėlynųjų esančių impulso gale. Mėlynesnis sub-impulsas yra intensyvesnis už raudoną dėl to, kad jis patiria kur kas stipresnį impulso statėjimo efektą. Impulso statėjimas vyksta dėl Kero efekto, t.y. impulso grupinis greitis atvirkščiai priklauso nuo intensyvumo. Impulso viršūnė turinti didesnę intensyvumą dėl Kero efekto keliauja lėčiau ir dėl to impulsas pasidaro status. Galima manyti, kad mėlynasis pikas spektrinėje erdvėje susiformuoja dėl šio reiškinio. Aitinkamai, 3.13 pav. ir 3.14 pav. pavaizduotos išėjusių iš LiSAF ir LiCAF kristalų impulsų laikinės intensyvumo gaubtinės. Iš šių grafikų aiškiai matyti, kad visais atvejais sklidimo metu iš vieno impulso susidarė dviejų arba trijų impulsų ansamblis, kurie laiko atžvilgiu yra šiek tiek pasislinkę į vieną ar kitą pusę pradinio impulso atžvilgiu ir skiriasi intensyvumu, gaubtinės forma bei trukme.



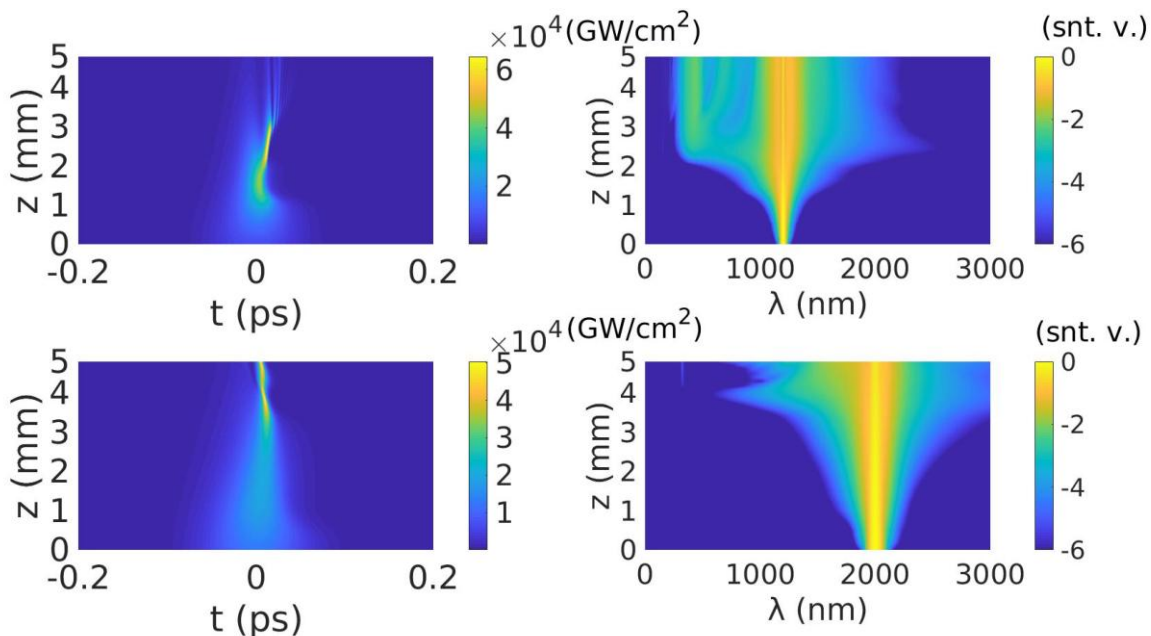
**3.13 pav.** Laikinės 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm impulsų intensyvumo gaubtinės ties LiSAF kristalo išėjimu.



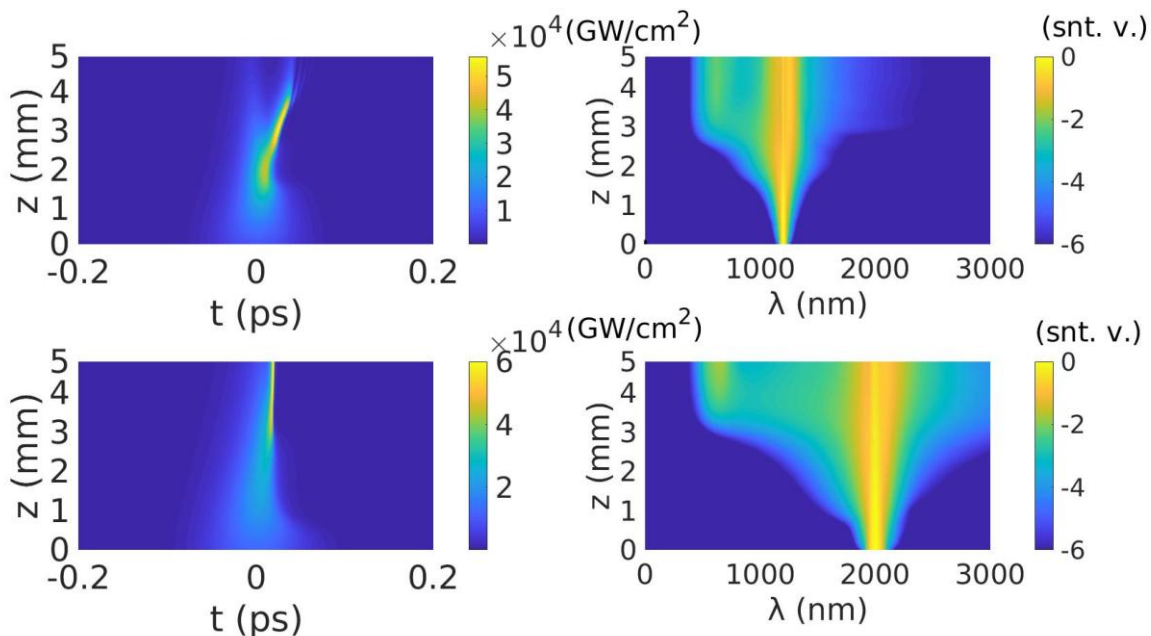
**3.14 pav.** Laikinės 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm impulsų intensyvumo gaubtinės ties LiCAF kristalo išėjimu.

Žadinant LiSAF ir LiCAF kristalus 1200 nm ir 2000 nm bangos ilgio impulsais kai kur yra stebima šiek tiek kitokia dinamika (žr. 3.15 pav. ir 3.16 pav.). LiCAF atveju, žadinant kristalą 1200 nm impulsu matyti jau anksčiau minėtas impulsų skilimas dėl dispersijos nulinio, kuris lyginant su LiSAF kristalu yra daug labiau pasislinkęs į raudoną pusę. LiSAF atveju, žadinant 1200 nm impulsu taipogi yra matomas impulsų skilimas, tačiau taip pat stebimas kelių gijų formavimasis dėl to, kad nemaža dalis išplitusio spektro patenka į anomalios dispersijos sritį. Atitinkamai, žadinant

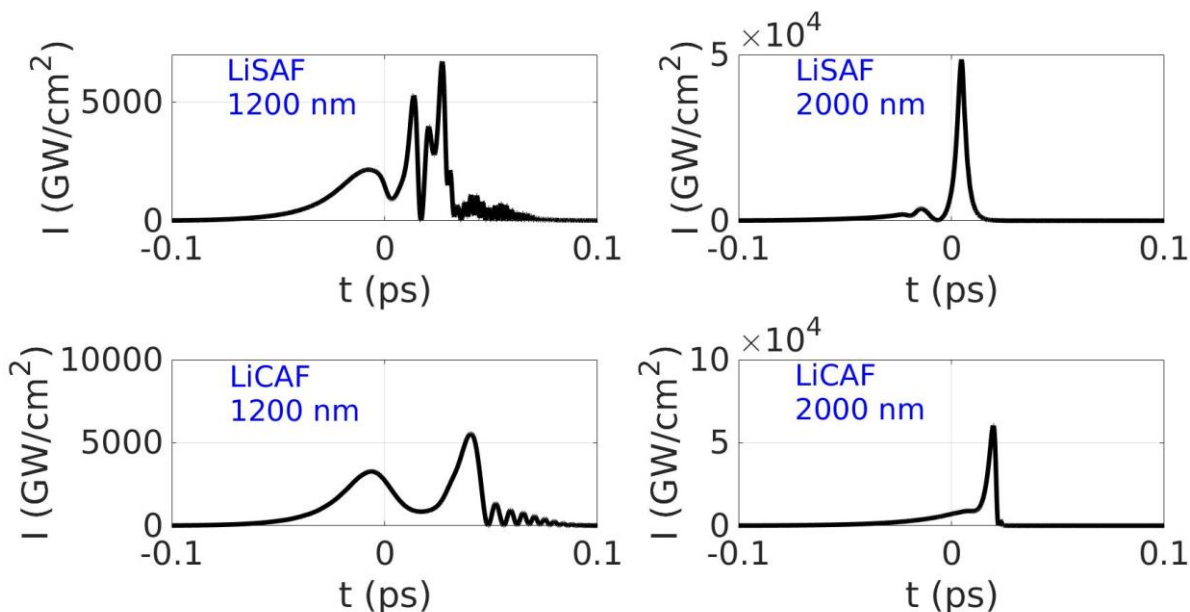
LiSAF ir LiCAF kristalus 2000 nm impulsais susiformuoja tik vienas stacionariai sklindantis solitoninis impulsas. Tokia dinamika stebima todėl, kad šiais atvejais didelė dalis išplitusio spektro priklauso anomalios dispersijos sričiai ir yra toli nuo dispersijos nulio, kuri kompensuoja impulso defokusavimąsi dėl galios nepakankamumo. Impulsų laikiniai profiliai ties kristalo išėjimu pavaizduoti 3.17 pav.



**3.15 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 1200 nm ir 2000 nm bangos ilgio impulsais.

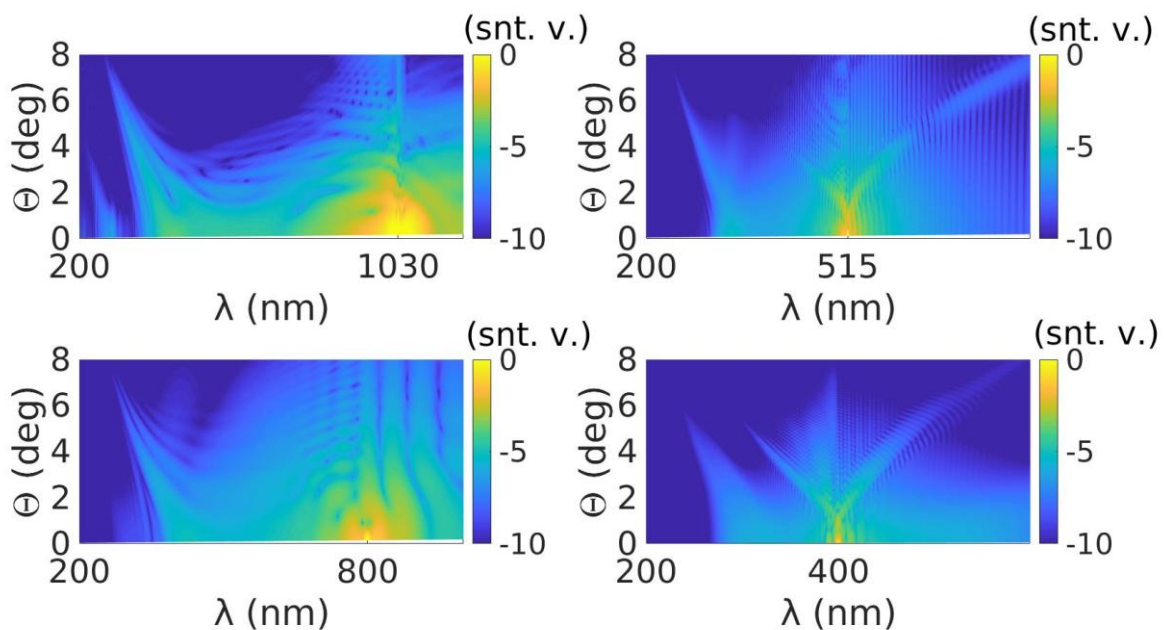


**3.16 pav.** Superkontinuumo sugeneruoto LiCAF kristale, laikinė (kairėje) ir spektrinė (dešinėje) evoliucija, kai žadinama 1200 nm ir 2000 nm bangos ilgio impulsais.

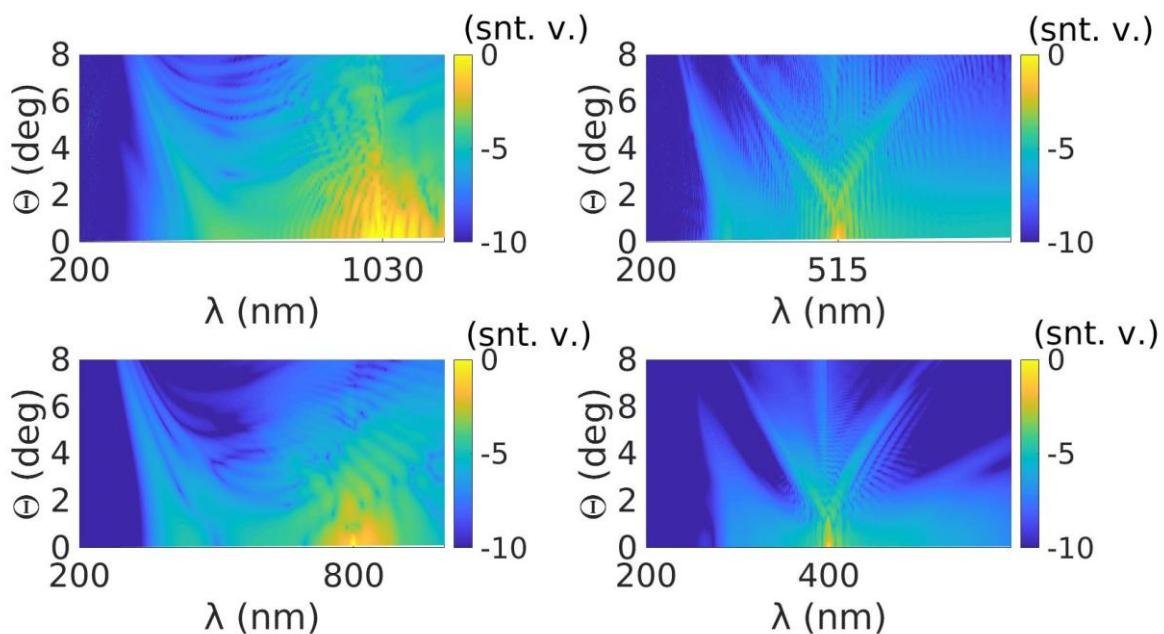


**3.17 pav.** Laikinės 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm impulsų intensyvumo gaubtinės ties LiCAF kristalo išėjimu.

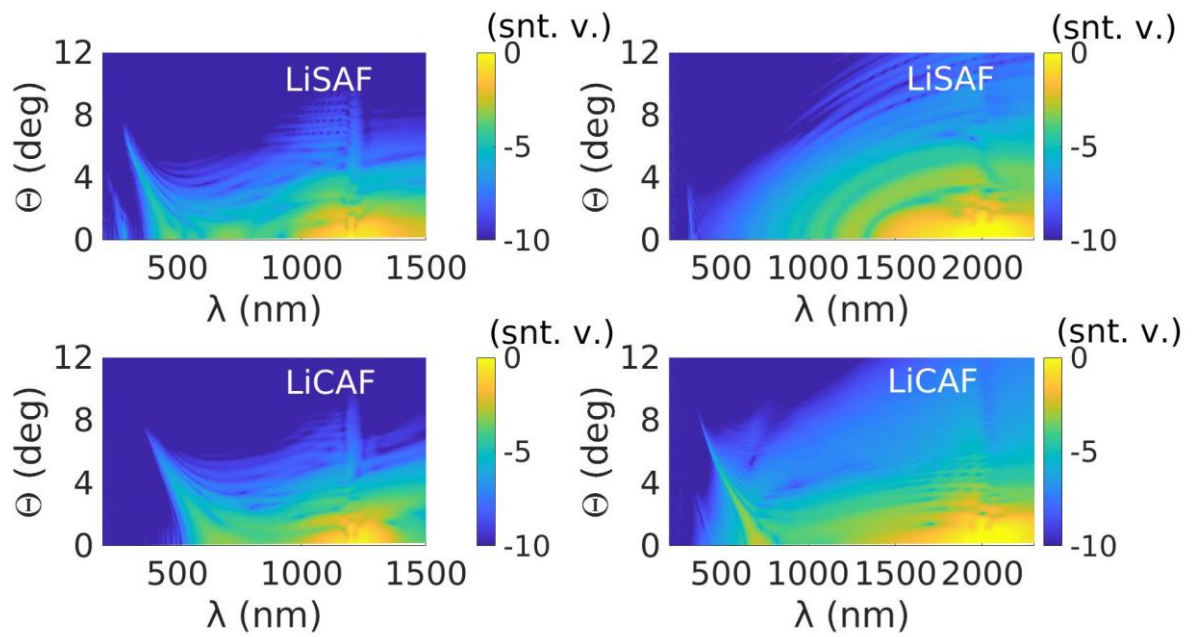
3.18 pav., 3.19 pav. ir 3.20 pav. pavaizduoti spektriškai išplitusių impulsų kampinio-spektrinio intensyvumo skirstiniai ties LiSAF ir LiCAF kristalų išėjimais. Yra žinoma, kad tam tikri kampiniai spektro pasiskirstymai atitinka tam tikrus medžiagos dispersijos režimus [5]. Normalios dispersijos atveju stebimos „X“ pavidalo bangos, anomalios dispersijos atveju – „O“ bangos, o esant arti dispersijos nulio stebima banga turi ir „X“ ir „O“ bangų charakteristiką („fish“ bangos). Iš grafikų matyti, kad impulsai turi sau būdingą kampinę dispersiją mėlynojoje srityje bei tam tikrą kampinę dispersiją kaupinimo srityje. 515 nm ir 400 nm impulsų atvejais aiškiai matomos „X“ formos bangos, o žadinant kristalus 1030 nm ir 800 nm bangos ilgio impulsais skirstiniai įgauna „fish“ formos pavidalą. „Fish“ formos bangos LiSAF ir LiCAF kristaluose taip pat stebimos ir tuomet, kai kristalai yra žadinami 1200 nm bangos ilgio impulsais. Tačiau žadinant kristalus 2000 nm bangos ilgio impulsais – kampinio-spektrinio intensyvumo skirstinys įgauna „O“ formos pavidalą, kuris lemia solitoninio impulso formavimąsi. Lyginant šiuos du atvejus matyti, kad „O“ formos banga 3.20 pav. aiškiau stebima LiSAF atveju, nes šio kristalo dispersijos nulis yra ties 912 nm (LiCAF ties 1370 nm) ir didesnė sugeneruoto SC spektro dalis patenka į anomalios dispersijos sritį.



**3.18 pav.** 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsų kampinio-spektrinio intensyvumo skirstiniai LiSAF kristale.



**3.19 pav.** 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsų kampinio-spektrinio intensyvumo skirstiniai LiCAF kristale.



**3.20 pav.** 1030 nm, 515 nm, 800 nm ir 400 nm bangos ilgio impulsų spektrinių komponentių kampiniai intensyvumo skirstiniai.

## Išvados

1. Lyginant skaitmeninio modeliavimo rezultatus su eksperimentu matyti, kad sugeneruoti SC spektrai yra gana panašūs. Tai rodo, kad pasirinktas modelis aprašyti medžiagoje vykstančius reiškinius yra teisingas.
2. Palyginus LiSAF ir LiCAF kristalus tarpusavyje buvo pastebėta, kad LiSAF kristale daugeliu atveju gaunamas šiek tiek platesnis SC spektro išplitimas į UV sritį. Labiausiai į mėlynąją sritį LiSAF kristale išplito 400 nm ir 1200 nm impulsai, bet 1200 nm rezultatas dėl kristalo degradacijos ties didesniais bangos ilgiais nėra patvirtintas eksperimentiškai.
3. Iš laikinės evoliucijos matyti, kad žadinant LiSAF ir LiCAF kristalus impulsais, kurie yra normalios dispersijos srityje arba arti dispersijos nulio - sklidimo metu dėl netiesinių reiškinių susiformavo keli impulsai. Žadinant kristalus 2000 nm impulsu abiem atvejais buvo gautas vienas stacionariai sklindantis solitoninis impulsas, kuris susiformavo dėl Kero indukuoto pozityvaus čirpo ir anomalios dispersijos balanso.

## Literatūros sąrašas

- [1] R.R. Alfano, S.L. Shapiro, Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass, *Physical Review Letters* **24**, 584-587 (1970).
- [2] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, W.J. Tomlinson, Femtosecond white-light continuum pulses, *Optics Letters* **8**, 1-3 (1983).
- [3] R.W. Boyd, Nonlinear Optics, 3rd ed., *Academic Press*, (2008).
- [4] R.W. Boyd, Order-of magnitude estimates of the nonlinear optical susceptibility, *Journal of Modern Optics* **46**, 367-378 (1999).
- [5] D. Faccio, A. Couairon, P. Di Trapani, Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics, *Aracne*, (2007).
- [6] R. DeSalvo, A. A. Said, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, M. Sheik-Bahae, Infrared to Ultraviolet Measurements of Two-Photon Absorption and  $n_2$  in Wide Bandgap Solids, *IEEE J. Quantum Electron* **32**, 1324-1333 (1996).
- [7] M. Sheik-Bahae, D. C. Hutchings, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, Dispersion of Bound Electronic Nonlinear Refraction in Solids, *IEEE J. Quantum Electron* **27**, 1296-1309 (1991).
- [8] A. Dubietis, Netiesinė optika, *Vilniaus Universitetas*, (2011).
- [9] J.H. Marburger. Self-focusing: theory, *Prog. Quantum Electron* **4**, 35-110 (1975).
- [10] G. Fibich, A.L. Gaeta, Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides, *Optics Letters* **25**, 335-337 (2000).
- [11] A.P. Stabinis, G. Valiulis, Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika, *Vilniaus Universitetas*, (2008).
- [12] J.E. Rothenberg, Pulse-splitting during self-focusing in normally dispersive media, *Optics Letters* **17**, 583-585 (1992).
- [13] G.G. Luther, J.V. Moloney, A.C. Newell, E.M. Wright, Self-focusing threshold in normally dispersive media, *Optics Letters* **19**, 862-864 (1994).
- [14] V. Jukna, Conical Wave Triggered Transient Spatio-Temporal Effects in Kerr Media, *Vilniaus Universitetas*, (2012).
- [15] A. Couairon, E. Brambilla, T. Corti, D. Majus, O. De J. Ramirez-Gongora, M. Kolesik, Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation. Numerical implementation and practical usage of modern pulse propagation models, *Eur. Phys. J. Special Topics* **199**, 5-76 (2011).
- [16] E. Sorokin, Few Cycle Laser Pulses Generation and Its Applications, *Applied Physics*, (2004).



- [17] A. J. Glass, A. H. Guenther, Laser Induced Damage in Optical Materials, *The University of Michigan Engineering Library*, (1984).
- [18] M.V. Luong, M.J.F. Empizo, M. Cadatal-Raduban, R. Arita, Y. Minami, T. Shimizu, N. Sarukura, H. Azechi, M.H. Pham, H.D. Nguyen, Y. Kawazoe, K.G. Steenbergen, P. Schwerdtfeger, First-principles calculations of electronic and optical properties of LiCaAlF<sub>6</sub> and LiSrAlF<sub>6</sub> crystals as VUV to UV solid-state laser materials, *Optical Materials* **65**, 15-20 (2017).
- [19] Internetinė prieiga: <http://www.castech.com/productsinfo.aspx?id=100&selectIndex=0> [žiūrėta 2019-01-30].
- [20] Internetinė prieiga: <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=LiCaAlF6&page=Woods-o> [žiūrėta 2020-01-30].

Darius Pundzius

## SUPERKONTINUUMO SPEKTRO PLĖTIMOSI Į MĒLYNAJĄ PUSĘ TYRIMAS

### Santrauka

Superkontinuumo (SC) generacija yra sudėtingas netiesinis reiškinys, kuriam yra būdingas reikšmingas spektro išplitimas intensyviems ir labai trumpiems impulsams sklindant netiesine medžiaga. Pirmas femtosekundinis SC buvo sugeneruotas 1983-aisiais, kai Forkas su savo kolegomis paskelbė apie spektrinę išplitimą nuo gilios ultravioletinės iki artimos infraraudonos fokusuojant intensyvius 80 fs trukmės impulsus ties 627 nm bangos ilgiu iš dažų lazerio į etinolio glikolį. Nuo tada femtosekundinė superkontinuumo generacija naudojant dažų lazerius buvo pademonstruota įvairiose kondensuotose biriosiose medžiagose.

Skaitmeninis SC generacijos modeliavimas gali būti atliktas sprendžiant netiesinę Šredingerio lygtį (NLS). NLS modelis nuspėja nesimetrinį impulsų skilimo reiškinį, kuris buvo patvirtintas pasinaudojus FROG technika. Tam, kad paaiškinti nesimetrinį impulsų skilimo reiškinį skaitmeninis modelis turi atsižvelgti į tokius reiškinius kaip daugiafotonė sugertis, erdvėlaikinis fokusavimas, Ramano netiesiškumas, frontų statėjimas ir plazmos generacija.

Šiame darbe buvo ištirtas intensyvaus 2000 nm, 1200 nm, 1030 nm, 800 nm, 515 nm ir 400 nm lazerinių impulsų netiesinis sklidimas ličio strončio aliuminio fluorida (LiSAF) ir ličio kalcio aliuminio fluorida (LiCAF) kristaluose bei išnagrinėtas sugeneruotas SC spektras. Žadinant LiSAF kristalą 400 nm, 515 nm, 800 nm, 1030 nm, 1200 m ir 2000 nm impulsais skaitmeniškai sumodeliuoti SC spektrai atitinkamai išplito iki 254 nm, 281 nm, 295 nm, 300 nm, 243 nm ir 307 nm. Analogiškai, LiCAF SC spektrai išplito iki 263 nm, 263 nm, 288 nm, 360 nm, 376 nm ir 376 nm. Be to, nagrinėjant pradinio impulso erdvėlaikinę evoliuciją, spektrinė plėtra buvo susieta su laikinėmis impulso formos kitimo dinamikomis. Žadinant kristalus 400 nm, 515 nm, 800 nm 1030 nm ir 1200 nm impulsais, ties kristalo išėjimu buvo stebimi keli impulsai, kiekvienas turintis savitą intensyvumo profilį, centrinį dažnį ir trukmę, o žadinant kristalus 2000 nm impulsu susiformavo tik vienas stacionariai sklindantis solitoninis impulsas.

Darius Pundzius

## INVESTIGATION OF SUPERCONTINUUM EXPANSION TO THE BLUE SIDE OF THE SPECTRUM

### Summary

Supercontinuum (SC) generation is a complex nonlinear phenomenon that is accompanied by a significant spectral broadening induced by intense ultra-short laser pulses passing through a nonlinear material. The first femtosecond SC was generated in 1983 when Fork and co-authors reported spectral broadening from the deep-ultraviolet to the near-infrared range by focusing intense 80-fs pulses at 627 nm from the dye laser into an ethylene glycol jet. Since then femtosecond supercontinuum generation using dye lasers was demonstrated in various condensed bulk media.

Numerical modeling of SC generation in condensed bulk media can be done by solving the nonlinear Schrödinger (NLS) equation. The NLS model predicts the nonsymmetric pulse-splitting phenomenon which was confirmed by a sophisticated Frequency-Resolved Optic Gating (FROG) technique. In order to explain a nonsymmetric pulse-splitting phenomenon the numerical model must account for the effects, such as, multiphoton absorption (MPA), space-time focusing, Raman nonlinearity, self-steepening and plasma generation.

In this work, intense 2000 nm, 1200 nm, 1030 nm, 800 nm, 515 nm and 400 nm femtosecond laser pulses nonlinear propagation in lithium strontium aluminium fluoride (LiSAF) and lithium calcium aluminium fluoride (LiCAF) crystals were investigated and generated SC was studied. SC generated in LiSAF crystal by 400 nm, 515 nm, 800 nm, 1030 nm and 1200 nm pulses correspondingly extended up to 254 nm, 281 nm, 295 nm, 300 nm, 243 nm and 307 nm to the blue side of the spectrum. Analogically, SC generated in LiCAF crystal extended up to 263 nm, 263 nm, 288 nm, 360 nm, 376 nm and 376 nm. Moreover, by studying the spatiotemporal evolution of the input pulse propagation it was possible to couple spectral expansion to temporal pulse reshaping dynamics. By exciting the crystals with 400 nm, 515 nm, 800 nm, 1030 and 1200 nm pulses - up to three pulses at the output of the crystal were observed, each having a different intensity profile, central frequency and duration while exciting the crystals with a 2000 nm pulse – only one stationary propagating soliton pulse had formed.