

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Miglė Kuliešaitė

NETIESINIO LŪŽIO RODIKLIO MATAVIMAS FOTONINIŲ KRISTALŲ ŠVIESOLAIDYJE

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Miglė Kuliešaitė

Darbo vadovas

dr. Julius Vengelis

Centro direktorius

doc. dr. Aidas Matijošius

Vilnius 2020

Turinys

Santrumpų sąrašas	3
Įvadas.....	5
1. Teorinis įvadas.....	6
1.1 Netiesinė optika	6
1.1.1 Netiesinis lūžio rodiklis	6
1.1.2 Pagrindiniai netiesiniai reiškiniai, vykstantys superkontinuumo generacijos fotoninių kristalų šviesolaidžiuose metu	7
1.2 FROG ir XFROG metodai.....	11
1.2.1 Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodo principas.....	11
1.2.2 Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas ir jo taikymas superkontinuumo generacijos tyrimams.....	13
1.3 Fotoninių kristalų šviesolaidžiai	15
1.3.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžių tipai.....	15
1.3.2 Fotoninių kristalų šviesolaidžių pagrindinės savybės	17
1.4 Klasikiniai FKŠ dispersijos matavimo metodai	19
1.4.1 Lėkio laiko metodas	20
1.4.2 Fazės poslinkio metodas	20
1.4.3 Interferometrinis metodas.....	21
1.4.4 Spektrinės moduliacijos metodas	21
1.4.5 Geometrinė FKŠ mikrostruktūrų analizė.....	22
1.5 Netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai	23
1.5.1 Z-skenavimo metodas.....	23
1.5.2 n_2 nustatymas naudojantis keturbangiu dažnių maišymosi reiškiniu	24
1.5.3 n_2 nustatymas naudojantis fazės moduliavimosi reiškiniu	26
1.5.4 n_2 nustatymas naudojantis kryžminės fazės moduliacijos reiškiniu.....	28
2. Eksperimentinė dalis	29
2.1 FKŠ dispersijos matavimas	29
2.1.1 FKŠ dispersijos matavimo eksperimento schema	29
2.1.1 FKŠ dispersijos matavimo rezultatai ir jų aptarimas.....	31
2.2 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimas	40
2.2.1 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimo eksperimento schema	40
2.2.2 Teorinis modelis spektro plitimui modeliuoti ir įvertinti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį.....	43
2.2.2 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimo rezultatai ir jų aptarimas.....	45
Pagrindiniai rezultatai ir išvados	50
Literatūros sąrašas	51
Santrauka	54
Summary.....	55

Paděka.....	56
Aprobacija	57

Santrumpų sąrašas

BBO – β -bario borato kristalas.

FKŠ – fotoninių kristalų šviesolaidis.

FROG – dažninės skyros optinės sklendės metodas.

FWHM – pusės intensyvumo aukštyje.

GGD – grupinių greičių dispersija.

SEM – skenuojantis elektronų pluošto mikroskopas.

XFROG – kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas.

A_0 – solitono amplitudė.

a_0 – Boro spindulys.

a_{eff} – efektinis modos plotas.

B – dejopalaužiškumo parametras.

b – koeficientas priklausantis nuo zonduojančio ir kaupinimo pluoštų poliarizacijos.

c – šviesos greitis.

D – FKŠ šerdies diametras.

D_λ – FKŠ dispersijos parametras įskaitantis medžiagos dispersiją ir dispersiją pasireiškiančią dėl FKŠ geometrijos.

d – FKŠ mikrostruktūros diametras.

d_m – modos diametras.

E – elektrinio lauko stipris.

E_{at} – atraminio signalo amplitudė.

E_s – spėjamo signalo amplitudė.

E_T – eksperimentiškai išmatuoto signalo amplitudė.

f_R – Ramano įnašo faktorius terpei.

I – spinduliuotės intensyvumas.

k – bangos vektorius.

L – FKŠ ilgis.

n – fazinis lūžio rodiklis.

n_0 – tiesinis lūžio rodiklis.

n_2 – netiesinis lūžio rodiklis.

n_{eff} – efektinis lūžio rodiklis.

n_g – grupinis lūžio rodiklis.

n_p – efektyvus lūžio rodiklis pagrindinei modai.

n_s – šerdies lūžio rodiklis.

P – poliarizuotumas.
 P_0 – impulso smailinė galia.
 P_k – kaupinimo pluošto vidutinė galia.
 P_{kr} – kritinė galia.
 P_s – solitono smailinė galia.
 P_z – zonduojančio pluošto vidutinė galia.
 S_{eff} – efektyvus pluošto skerspjūvis.
 t_p – impulso trukmė.
 t_s – solitoninio impulso trukmė.
 v_f – fazinis greitis.
 v_g – grupinis greitis.
 z_{eff} – efektinis ilgis
 α – šviesolaidžio nuostolių koeficientas.
 β – netiesiškumo koeficientas.
 γ – FKŠ netiesiškumo parametras.
 Δn – lūžio rodiklio pokytis.
 Δt – laikas per kurį impulsas nusklinda per visą FKŠ ilgį.
 $\Delta \nu$ – spektro plotis.
 $\Delta \nu_0$ – pradinis spektro plotis.
 $\delta \varphi$ – impulso fazės pokytis.
 $\delta \omega$ – impulso nešančiojo dažnio pokytis.
 ε_0 – elektrinė konstanta.
 κ – sugerties koeficientas.
 Λ – atstumas tarp mikrostruktūrų.
 λ – bangos ilgis.
 λ_{at} – atraminio impulslo bangos ilgis.
 λ_s – suminio dažnio bangos ilgis.
 τ – vėlinimas.
 φ – fazė.
 $\chi^{(1)}$; $\chi^{(2)}$; $\chi^{(3)}$ – tiesinis, kvadratinis ir kubinis dielektriniai jautriai.
 ω – kampinis dažnis.
 ω_0 – centrinis dažnis.
 ω_{at} – atraminis dažnis.
 ω_s – suminis dažnis.

Įvadas

Fotoninių kristalų šviesolaidžiai (FKŠ) nuo paprastų šviesolaidžių skiriasi tuo, kad išilgai jų yra sudaryta periodinių mikrostruktūrų sritis, kurios centre ir sklinda šviesa. Pirmo tipo FKŠ yra puiki netiesinė terpė, kurioje gali vykti kubinio netiesiškumo sąlygojami netiesiniai procesai [1 - 4]. Kadangi netiesinis lūžio rodiklis yra reikšmingas parametras, apibūdinantis $\chi^{(3)}$ netiesiškumo sąlygojamų reiškinių efektyvumą, yra labai svarbu tiksliai žinoti jo vertes. Siekiant pamatuoti n_2 , buvo sukurta keletas eksperimentinių matavimo metodų, kurie remiasi pluošto iškraipymo matavimais (pvz. Z – skenavimas) ar keturbangio dažnių maišymosi, fazės moduliavimosi ir kryžminės fazės moduliacijos reiškiniais. Deja, Z – skenavimu galima įvertinti netiesinį lūžio rodiklį tik medžiagai, iš kurios pagamintas šviesolaidis, nes FKŠ nepasireiškia erdviniai efektai [5 - 8]. Netiesinio lūžio rodiklio nustatymas iš keturbangio maišymosi nėra tinkamas ultratrumpiems impulsams, kuriems dėl trumpo sąveikos ilgio yra sunku patenkinti keturbangiui dažnių maišymuisi reikalingą fazinio sinchronizmo sąlygą [9]. Iki šiol netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai, kurie remiasi fazės moduliavimosi reiškiniu, kryžmine fazės moduliacija buvo pritaikyti pakankamai siaurą spektrą turintiems pikosekundiniams impulsams. Esminis jų trūkumas yra tai, kad šie metodai buvo pritaikyti atvejams, kai į šviesolaidį įleidžiama šviesa, kurios bangos ilgis atitinka šviesolaidžio grupinių greičių dispersijos nulinę bangos ilgį [10 - 13]. Iki šiol netiesinis lūžio rodiklis šviesolaidžiuose buvo matuojamas tik paprastuose šviesolaidžiuose.

Šio darbo tikslas yra nustatyti netiesinį lūžio rodiklį FKŠ, ties bangos ilgiu, kuriam grupinių greičių dispersija nėra lygi nuliui, pasitelkiant naują matavimo metodiką, kurioje kombinuojama spektrų, plintančių dėl fazės moduliavimosi, naudojant femtosekundinius impulsus matavimai ir teorinis modeliavimas.

Užduotys:

1. Surinkti optinę matavimo schemą, skirtą pamatuoti FKŠ grupinių greičių dispersiją (GGD) pasitelkiant superkontinuumo generaciją ir XFROG matavimo metodą ir atlikti matavimus.
2. Surinkti optinę matavimo schemą, skirtą atlikti dėl fazės moduliavimosi FKŠ plintančių spektrų matavimus ir atlikti matavimus esant skirtingoms kaupinimo impulsų galioms.
3. Naudojantis MATLAB kodo programa, atlikti skaitmeninį modeliavimą ir rasti parametrus, kuriems esant teoriniai rezultatai geriausiai sutampa su eksperimentiniais rezultatais.
4. Išanalizuoti gautus rezultatus ir nustatyti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį.

1. Teorinis įvadas

1.1 Netiesinė optika

Netiesinės optikos reiškiniai pasireiškia medžiaga veikiant stipriam šviesos elektriniam laukui. Tokiu atveju medžiagos poliarizacinis atsakas yra netiesinis. Taip yra, nes atsiranda įelektrintų medžiagos dalelių poslinkis, kuris yra netiesiškai susijęs su elektromagnetiniu lauku. Taigi, šviesai sklindant pirmo tipo FKŠ ji yra apribota šerdyje ir pasiekia didelį intensyvumą, todėl šviesolaidžiu sklindančio didelio intensyvumo impulso elektrinio lauko stiprumas gali tapti panašus į terpėje esančių atomų Kuloninio elektrinio lauko stiprumą ir tai sukelia netiesinį optinį terpės atsaką. Stipraus elektrinio lauko lemiamas netiesinio poliarizuotumo priedas yra mažas, todėl poliarizuotumą galima skleisti elektrinio lauko stiprio laipsnių eilute:

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

Čia $\chi^{(1)}$ – tiesinis optinis jautris, $\chi^{(2)}$ – antros eilės netiesinis jautris, $\chi^{(3)}$ – trečios eilės netiesinis optinis jautris. Pirmas eilutės narys aprašo tiesinius reiškinius, antras – aprašo reiškinius lemiamus kvadratinio poliarizuotumo, kurie vyksta tik dielektriniuose kristaluose, neturinčiuose simetrijos centro, o trečiais – reiškinius, lemiamus kubinio netiesinio poliarizuotumo, kurie gali vykti visuose medžiagose. Kadangi pirmo tipo FKŠ yra izotropinė terpė, tai joje kvadratinio netiesiškumo narys yra lygus 0, o vykstantys netiesiai reiškiniai yra sąlygojami kubinio netiesiškumo. FKŠ vykstantys netiesiniai procesai, tokie kaip impulso fazės ir kryžminė fazės moduliacija, priverstinė Ramano sklaida ir solitonų formavimasis, dispersinės bangos, keturbangis dažnių maišymasis, lemia superkontinuumo generaciją – netiesinės optikos reiškinį, kai siauros dažnių juostos pločio didelio intensyvumo trumpo impulso spektras sklisdamas netiesine terpe išplinta šimtus ar kelis tūkstančius kartų [14 - 16]. Taigi, šiame skyriuje ir bus aprašyta didelio intensyvumo lazerio spinduliuotės sąveika su medžiaga bei superkontinuumo generacijos principas ir ją lemiantys pagrindiniai netiesiniai reiškiniai.

1.1.1 Netiesinis lūžio rodiklis

Veikiant stipriam šviesos elektriniam laukui, dėl netiesinio optinio terpės atsako, medžiagos lūžio rodiklis tampa priklausomas nuo intensyvumo:

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

čia I – smailinis impulso intensyvumas, n_0 – tiesinis lūžio rodiklis ir n_2 – netiesinis lūžio rodiklis:

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

čia c – šviesos greitis vakuume, ϵ_0 – elektrinė konstanta. Netiesinis lūžio rodiklis n_2 yra išreiškiamas m^2/W . Lūžio rodiklio priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio yra vadinama optiniu Kero (Kerr) efektu. FKŠ netiesiškumas yra įvertinamas netiesiškumo parametru $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda a_{eff}}$. Iš (2) formulės seka, kad didelio intensyvumo impulsai keičia fazinį šviesos greitį medžiagoje $v_f = \frac{c}{\text{Re}[n(\omega, I)]}$ ir sugerties koeficientą $\kappa = \frac{\omega \text{Im}[n(\omega, I)]}{c}$. Taigi, terpe sklindamas didelio intensyvumo impulsas keičia medžiagos savybes, tokias kaip fazinį greitį, taip kurdamas netiesinę dispersiją ar sugerties koeficientą, kurie savo ruožtu keičia terpe sklindančios šviesos savybes, todėl sakoma, kad vyksta šviesos saviveika [14 - 16].

Visoms skaidrioms dielektrinėms medžiagoms, nepriklausomai nuo jų fizinės būsenos ar simetrijos savybių netiesinis lūžio rodiklis yra sąlygojamas nerezonansinio elektroninio netiesiškumas, kurį lemia molekulės ar atomo išorinių elektroninio debesėlio elektronų netiesinis atsakas į šviesos elektrinį lauką. Nerezonansinis elektroninis netiesiškumas yra labai greitas, nes jį lemia tik virtualūs procesai. Šių procesų charakteringa atsako trukmė yra laikas per kurį elektronų debesėlis tampa iškreiptas kaip atsakas į taikoma šviesos elektrinį lauką. Atsako trukmė yra išreiškiamas:

$$\tau = 2\pi a_0 / v, \quad (4)$$

kur $a_0 = 0.5 \times 10^{-8}$ cm yra Boro spindulys, o $v \approx c/137$ yra elektrono orbitinis greitis. Taip randama atsako trukmė yra $\tau \approx 10^{-16}$ s. Nerezonansinio elektroninio netiesiškumo atsiradimą galima paaiškinti klasikiniu anharmonio osciliatoriaus modeliu, kurio esmė yra ta, kad elektroną veikiant dėl intensyvaus spinduliuotės lauko atsiradusia didele išorine jėga, jo judėjimas nebeaprašomas parabolinio potencialo funkcija. Nuokrypis nuo parabolinio potencialo funkcijos ir sąlygoja netiesiškumo atsiradimą [14 - 15].

1.1.2 Pagrindiniai netiesiniai reiškiniai, vykstantys superkontinuumo generacijos fotoninių kristalų šviesolaidžiuose metu

Superkontinuumo generaciją lemia tokie procesai, kaip impulso fazės moduliavimasis ir kryžminė fazės moduliacija, Solitonų formavimasis, dispersinės bangos priverstinė Ramano sklaida ir dėl jos pasireiškiantis solitono savaiminis dažnio poslinkis, keturbangis dažnių maišymasis. Šiame skyriuje jie ir bus aprašyti.

FKŠ sklindančio didelio intensyvumo impulso fazę galima išreikšti taip:

$$\varphi(t, z) = \omega_0 t - kz. \quad (5)$$

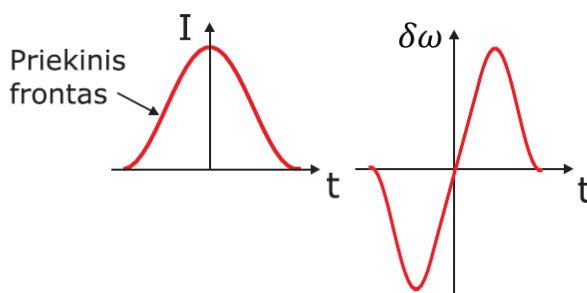
$k = \omega_0 n / c$, o pagal (2) formulę Kero efektas sukelia lūžio rodiklio pokytį $\Delta n = n_2 I(t)$, todėl atsiranda ir impulso fazės pokytis:

$$\delta\varphi(t, z) = -\frac{\omega_0 z}{c} n_2 I(t), \quad (6)$$

kur z – yra sklidimo atstumas. Kadangi momentinis dažnis yra fazės laikinė išvestinė, tai atsiranda ir impulso nešančiojo dažnio pokytis:

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

Taigi, lūžio rodiklio priklausomybė nuo intensyvumo sąlygoja impulso fazinę moduliaciją, kurios metu impulso nešantysis dažnis tampa priklausomas nuo laiko ir atsiranda jo moduliacija. Fazinės moduliacijos metu impulso priekinis frontas ($-t$) įgauna neigiamą dažnio poslinkį ir tampa raudonesnis, o galinis frontas ($+t$) įgauna teigiamą dažnio poslinkį ir tampa mėlynesnis 1 pav. Fazinės moduliacijos metu impulso spektras išsiplečia, bet jo laikinė gaubtinė nekinta. Faziškai moduluoto impulso spektras plinta simetriškai į abi puses nešančiojo dažnio atžvilgiu, kai netiesinės terpės atsako trukmė yra mažesnė už impulso trukmę [15 - 16].



1 pav. Kairėje – šviesos impulso laikinė gaubtinė, dešinėje – dažnio moduliacija. Adaptuota iš [15].

Tačiau jei impulsas bus trumpesnis už netiesinės terpės atsako trukmę, jo fazės pokytis laiko atžvilgiu bus nesimetrinis ir spektras plis tik į vieną pusę, nes spartesnis fazės kitimas atsiras priekiniame impulso fronte, todėl spektre atsiranda tik mažesnio dažnio spektriniai komponentai. Kuo lėtesnis netiesinės terpės atsakas, tuo didesne spektro plitimo asimetrija [15].

Kryžminė fazės moduliacija pasireiškia, kai netiesine terpe sklinda kelios skirtingo intensyvumo bangos. Tuomet silpnoji banga įgyja fazės moduliaciją dėl terpės lūžio rodiklio moduliacijos, kurią sukuria stiprioji banga. Kiekviena banga įgauna fazės poslinkį kurį galima užrašyti:

$$\varphi_1 = \frac{\omega_1 n_2}{c} (I_1 + 2I_2)z \quad (8)$$

$$\varphi_2 = \frac{\omega_2 n_2}{c} (I_2 + 2I_1)z. \quad (9)$$

Jeigu $I_1 \gg I_2$ lygtyse galima atmesti I_2 , tuomet pirmosios bangos fazė slinksis tik dėl fazės moduliavimosi, o antrosios bangos – dėl kryžminės fazės moduliacijos. Šiuo atveju lūžio rodiklio pokytis stipriajai bangai yra $n_2 I_1$, o silpnajai – $2n_2 I_1$, todėl vykstant kryžminės fazės moduliacijai stiprioji banga labiau išplečia silpnosios bangos impulso spektrą, nei išplėstų savo [15].

Kai FKŠ sklindančio impulso bangos ilgis yra anomalioje dispersijos srityje, kai fazės moduliavimasis dėl netiesiškumo yra kompensuojama grupinių greičių sąlygotos fazines moduliacijos, šviesolaidžiu sklindančio impulso gaubtinės pavidalas nebekinta. Ši pusiausvyra yra pasiekama esant tam tikrai kritinei galios vertei:

$$P_{kr} = \frac{2n_0|GGD|S_{eff}}{t_p^2 k_0 n_2}, \quad (10)$$

čia t_p – impulso trukmė, S_{eff} – efektyvus pluošto skerspjūvis. Solitonas yra tokia pavienė banga, kuri sklisdama netiesine terpe ne tik nekeičia savo pavidalo, bet ir gali tampriai sąveikauti su kitomis tokiomis bangomis ir po sąveikos išlaiko savo pavidalą. Solitoninis impulsas įgauna hiperbolinio sekanto formą, o jo trukmė t_s ir amplitudė yra susieti sąryšiu:

$$\frac{|GGD|}{t_s^2} = \beta A_0^2, \quad (11)$$

kur $\beta = n_2 \frac{c\varepsilon_0 k_0}{2}$ yra netiesiškumo koeficientas. Iš šio sąryšio matyti, kad kuo didesnė solitono amplitudė, tuo mažesnė jo trukmė. Jeigu impulso smailinė galia yra mažesnė už kritinę $P_0 < P_{kr}$, tuomet impulsas sklisdamas išplinta ir solitonas nesusiformuoja. Jeigu impulso smailinė galia yra didesnė už kritinę galia $P_0 > P_{kr}$, tada impulsas pradžioje spausis, o po to išplis arba skils ir vėl spausis o impulso pavidalas periodiškai atsikartos. Tokie solitonai yra vadinami aukštesniųjų eilių solitonais [15 - 16].

Didelės energijos femtosekundiniam impulsui sklindant šviesolaidžiu, kai impulso plitimas dėl pasireiškiančios fazės moduliavimasis nėra kompensuojamas impulso spaudimo dėl anomalios grupinių greičių dispersijos įvyksta N-tosios eilės solitono skilimas į N skirtingo pločio ir smailinės galios pagrindinius solitonus. Tuo metu formuojasi dispersinės bangos arba vyksta solitono savaiminio dažnio poslinkis dėl Ramano sklaidos [16], [17]. Solitono skilimo ilgis yra proporcingas solitono eilės numeriui ir dispersiniam ilgiui $L_{skil.} \sim L_D/N$ [18]. Solitonų skilimas yra labai svarbus superkontinuumo generacijai, nes poveikis, kurį sukelia solitonų skilimas, taip pat veikia naujai atsiradusius solitonus, kurie plečia superkontinuumo spektrą [19].

Tuo metu, kai skyla aukštesnės eilės solitonai, esant bangos ilgiu artimam FKŠ grupinių greičių dispersijos nuliniam bangos ilgiui, dalis solitonų energijos gali būti perduota dispersinių bangų formavimuisi. Dispersinė banga nėra kompensuojama šviesolaidžio netiesiškumo, nes jos intensyvumas yra mažas ir ji sklinda dėl grupinių greičių dispersijos [20]. Dispersinės bangos dažnis gali būti rastas iš fazinio sinchronizmo sąlygos: ω_s dažnio solitoniui, sklindančiam grupiniu greičiu v_{gs} dispersinė ω_{DW} dažnio banga gali būti generuojama, kai tenkinama sąlyga:

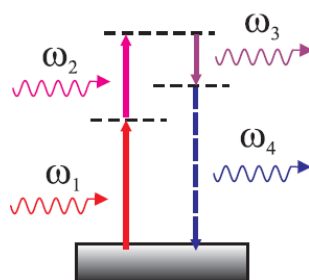
$$\beta(\omega_s) - \frac{\omega_s}{v_{gs}} + (1 - f_R)\gamma P_s = \beta(\omega_{DW}) - \frac{\omega_{DW}}{v_{gs}}, \quad (12)$$

čia P_s – solitono smailinė galia, f_R – Ramano įnašo faktorius terpei. Iš šios lygties matyti, kad aukštesnės eilės dispersija yra būtina, norint pasiekti fazinį sinchronizmą dispersinių bangų

generacijai. PKŠ su vienu bangos ilgiu, kuriam dispersija yra lygi nuliui, dispersinių bangų generacija yra atsakinga už spektro plitimą į trumpesnių bangų sritį [21].

Dar vienas svarbus superkontinuumo generacijos metu vykstantis procesas yra Ramano sklaida. Ši sklaida yra netampri, nes yra išspinduliuojamas kito dažnio fotonas nei sugertas, todėl medžiaga lieka pakitusios energinės būsenos. Ramano sklaidos metu sugėrus krintanti ω_L dažnio fotoną yra išspinduliuojamas mažesnio dažnio fotonas su Stoksiniu poslinkiu ω_S . Dažnių skirtumas tarp kritusio fotono ir išspinduliuoto su Stoksiniu poslinkiu fotono dažnių $\omega_p = \omega_L - \omega_S$ apibūdina virpesinio lygmens padėtį, į kurią įvyksta šuolis, kai yra išspinduliuojamas fotonas Ramano sklaidos metu. Kai krintančios šviesos intensyvumas yra labai didelis, vyksta spinduliuotė su Stoksiniu dažnio poslinkiu stiprinimas, toks procesas yra vadinamas priverstine Ramano sklaida. Taip pat gali būti generuojama Ramano sklaida su antistoksiniu poslinkiu $\omega_a = \omega_L - \omega_p$. Ramano sklaida su antistoskiniu dažnio poslinkiu pasireiškia, kai prieš sugerdamą fotoną medžiaga jau buvo sužadintoje būsenoje, todėl išspinduliuotas fotonas yra didesnio dažno nei kritęs. Esant pakankamai efektyviai priverstinei Ramano sklaidai, gali vykti ir aukštesnės eilės Stokso komponentų generacija. Ji pasireiškia, kai pirmoji Stokso komponentė yra stiprinama kaupinimu, kol įsisotina, ir kaupinimas yra nuskurdinamas. Tuomet pirmoji Stokso komponentė tampa nauju kaupinimu ir procesas kartojasi iš naujo stiprindamas antrąją Stokso komponentę [15].

Vienas iš Ramano sklaidos atvejų yra vadinamas solitono savaiminio dažnio slinkimusi (angl. k. soliton self-frequency shift), kurio metu FKŠ sklindantis solitono impulsas dėl šios sklaidos gali patirti dažnio poslinkį. Vykstant šiam netiesiniam reiškiniiui ilgabangės srities kraštas patiria Ramano stiprinimą naudojant trumpabangės srities krašto galą, todėl įvyksta bendras solitono spektro poslinkis į ilgesnių bangos ilgių sritį. Solitono savaiminio dažnio poslinkio stiprumas labai priklauso nuo impulso trukmės: trumpesnio solitono smailinė galia yra didesnė, todėl jo spektras yra platesnis. Tai yra labai svarbu, nes Ramano stiprinimo koeficientas yra nedidelis, kai kritusios ir spinduliuotės su Stoksiniu dažnio poslinkiu dažnių skirtumas yra mažas. Kadangi impulsų trukmė didėja o energija mažėja, tai vykstant šiam reiškiniiui solitono dažnių poslinkis lėtėja [20], [21].



2 pav. Energijos lygmenų diagrama, vaizduojanti keturbangį dažnių maišymąsi. Adaptuota iš [15].

Kai bangos ilgis yra normalioje dispersijos srityje, solitonai nesiformuoja, o superkontinuumo spektro plitimas vyksta dėl fazės moduliavimosi ir netiesinio proceso vadinamo keturbangiu dažnių maišymusi. Tai yra trečio laipsnio netiesinis reiškinys, kai sąveikaujant dviejų dažnių ω_1 ir ω_2 bangoms yra generuojamos papildomas dažnių komponentės kurių dažniai yra $\omega_3 = \omega_1 - (\omega_2 - \omega_1)$ ir $\omega_4 = \omega_2 + (\omega_2 - \omega_1)$. Keturbangio dažnių maišymosi energijos lygmenų schema yra vaizduojama 2 pav. Norint, kad vyktų šis reiškinys turi būti tenkinama fazinio sinchronizmo sąlyga. Femtosekundiniams impulsams keturbangio dažnio maišymosi sąveikos ilgis įvairiems superkontinuumo spektro komponentams nėra didelis, nes impulsai yra labai trumpi, todėl šis netiesinis reiškinys yra daug silpnesnis nei kiti netiesiniai procesai, kurie vyksta superkontinuumo generacijos metu [20].

Taigi, vykstant superkontinuumo generacijai FKŠ pasireiškus impulsų fazės moduliavimuisi spektras simetriškai plečiasi tiek į ilgabangę, tiek į trumpabangę sritis. Anomaliame dispersijos srityje, kai fazės moduliavimasis dėl netiesiškumo yra kompensuojamas grupinių greičių sąlygotos fazinės moduliacijos, pasireiškia solitonų ir aukštesnės eilės solitonų formavimasis. Įvykus N-tosios eilės solitono skilimui į N skirtingo pločio ir smailinės galios solitonus formuojasi dispersinės bangos arba vyksta solitono savaiminio dažnio poslinkis dėl Ramano sklaidos. Dispersinės bangos, kurios per kryžminę fazės moduliaciją gali sąveikauti su solitonais, yra atsakingos už spektro plitimą į trumpabangę sritį. Solitono savaiminio dažnio poslinkis dėl Ramano sklaidos tam tikromis sąlygomis gali lemti spektro plitimą į ilgabangę sritį [15 - 22].

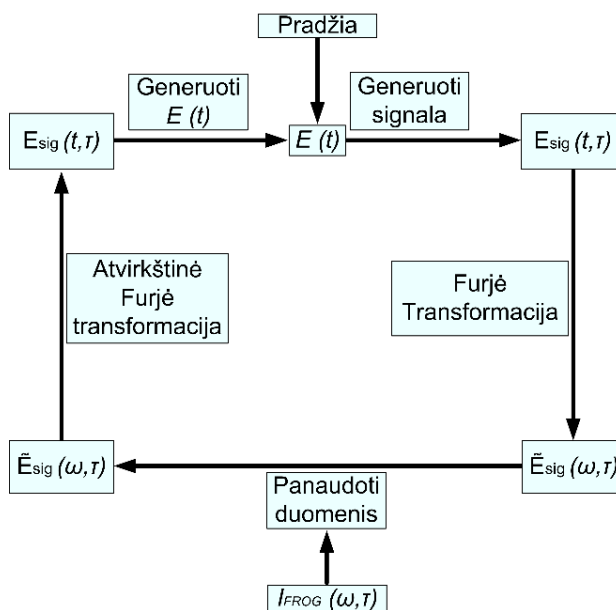
1.2 FROG ir XFROG metodai

Superkontinuumo generacijos metu vykstantys netiesiniai reiškiniai plečia ne tik impulso spektrą, bet keičia ir laikines charakteristikas, todėl yra labai svarbu išmatuoti ne tik tokius parametrus, kaip impulso spektrą, energiją ar trukmę, bet ir nuo laiko priklausantį intensyvumą ar nuo laiko priklausantį dažnį. Laikines impulso charakteristikas ultratrumpiems impulsams galima įvertinti pasitelkiant įvairius dažninės skyros optinės sklendės metodus (FROG) [23]. Šiame skyriuje ir bus aptarta FROG metodo principas, pagrindiniai jo variantai bei kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodo principas (XFROG) ir jo taikymas superkontinuumo generacijos tyrime.

1.2.1 Dažninės skyros optinės sklendės (FROG) metodo principas

Dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. k frequency-resolved optical gating (FROG)) yra skirtas pilnai charakterizuoti optinį impulsą. Jis buvo išrastas R. Trebino ir D. Kane

1991 m. ir pristatytas publikacijose 1993 m. [24 - 25]. FROG metodas suteikia galimybę įvertinti tiek spektrines charakteristikas, tokias kaip spektrą ir spektrinę fazę, tiek laikines charakteristikas, tokias kaip impulso trukmę nuo laiko priklausančią fazę ir intensyvumą [23]. FROG metodo matavimo schema yra panaši į autokoreliatoriaus matavimo schemą, tik detektorius yra pakeičiamas spektrometru. Šio metodo matavimo metu yra matuojami spektrai, gauti netiesinėje terpėje suvedus du impulsus, kurių vienas yra kito impulso replika, keičiant tarp jų vėlinimą. Išmatuotas FROG signalas yra spektrograma: spektrų priklausomybė nuo laiko [23 - 24].



3 pav. FROG algoritmo principinė schema.

Gauti rezultatai yra apdorojami FROG algoritmu, kurio principinė schema pavaizduota 3 pav. Šiame algoritme yra skaitmeniškai sugeneruojamas pradinis spėjamas signalas, kuriam atliekama Furjė transformacija. Gautas signalas yra lyginamas su išmatuotu signalu dažnių skalėje. Esant neatitikimui su išmatuotu signalu, skaitmeniškai gautas signalas yra modifikuojamas ir jam atlikus atvirkštinę Furjė transformaciją veiksmas vėl kartojamas iš naujo. Šiuo veiksmu yra mažinama paklaida o pats algoritmo procesas yra kartojamas tol, kol skaitmeniškai sugeneruotas signalas beveik nebesiskiria nuo išmatuoto signalo [23].

FROG metodas turi skirtingus variantus, kuriuose matuojamas skirtingas principais gaunamas signalas. Šie metodai gali būti antros harmonikos generacijos, poliarizacinės sklendės, difrakcijos nuo savęs, pralaidumo gardelės ir trečios harmonikos metodas.

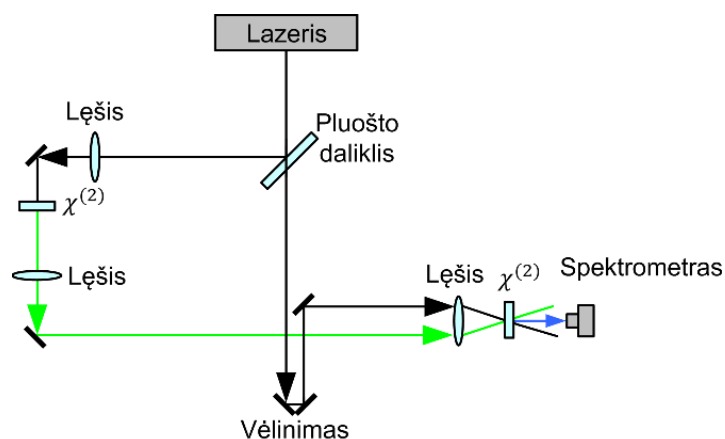
Populiariausias FROG metodas yra antros harmonikos generacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. k. second harmonic generation frequency – resolved optical gating (SHG FROG)). Šio metodo eksperimento schema yra panaši į autokoreliatoriaus, tik signalas yra registruojamas spektrometru. Šis metodas yra labai jautrus nes naudojamas kvadratinio jautrio $\chi^{(2)}$

netiesinis kristalas. SHG FROG metode yra reikalingas sąveikaujančių impulsų fazinis sinchronizmas ir tikslus laikinis suderinimas [23, 25].

Yra ir daugiau FROG matavimo metodo variantų. Vienas iš jų yra kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas. Šis matavimo metodas ir buvo taikomas šiame eksperimente, todėl toliau jis bus aptartas plačiau.

1.2.2 Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas ir jo taikymas superkontinuumo generacijos tyrimams.

Kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodas (angl. k. Cross-correlation frequency-resolved optical gating (XFROG)) yra labai jautrus ir leidžia charakterizuoti labai silpnus impulsus. Šis metodas pirma kartą buvo pristatytas S. Linden ir jo kolegų 1998 m. [26]. XFROG eksperimento schema yra pavaizduota 4 pav.

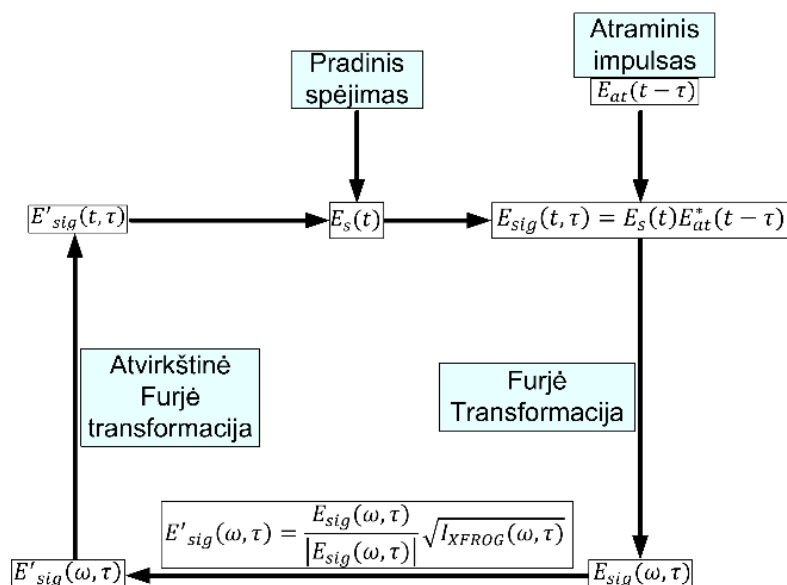


4 pav. Principinė XFROG matavimo schema.

XFROG metode yra naudojami du impulsai, kurių vienas yra žinomas ir jis yra vadinamas atraminiu impulsu, o kitas yra nežinomas, kurį reikia iširti. Šie abu impulsai yra suvedami į kvadratinio jautrio $\chi^{(2)}$ netiesinį kristalą, kuriame yra generuojamas suminis dažnis ir keičiant atraminio impulso vėlinimą matuojamas suminio dažnio laikinis pasiskirstymas. Gauti rezultatai yra apdorojami XFROG algoritmu, kurio principinė schema pavaizduota 5 paveikslėlyje. Šiame algoritme yra kompiuteriu skaitmeniškai sumodeliuotas tiriamas signalas į kurį įvedamas eksperimentiškai išmatuotas ir žinomas atraminis signalai $E_{at}(t, -\tau)$ ir atliekama gauto signalo Furjė transformacija. Spėjamas signalas $E_s(\omega, \tau)$ yra lyginamas su gautu eksperimentiška ir modifikuojamas pakeičiant jo amplitudinę vertę kvadratine šaknimi iš intensyvumo $I_{XFROG}(\omega, \tau)$. Šis intensyvumas yra gaunamas eksperimentiškai ir yra lygus XFROG suminio dažnio signalo elektrinio lauko stiprio amplitudės kvadratui, kaip funkcija nuo laikinio vėlinimo τ tarp atraminio ir tiriamo impulsų:

$$I_{XFROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_T(t) E_{at}(t - \tau) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (13)$$

Čia $E_T(t)$ – tiriamo impulso elektrinio lauko stipris. Naujai gautam signalui yra atliekama atvirkštinė Furjė transformacija. Atliekant XFROG algoritmą yra mažinamas skirtumas tarp skaitmeniškai sugeneruoto ir eksperimentiškai gauto signalų. Šis veiksmas kartojamas cikliškai, kol skirtumas tarp skaitmeniškai sugeneruoto ir eksperimentiškai gauto signalų tampa labai mažas [23, 26].



5 pav. XFROG algoritmo principinė schema.

XFROG metodas turi keletą privalumų prieš kitas FROG technikas. Pirmiausia stiprus atraminis impulsas sustiprina silpną tiriamą impulsą, todėl šiuo metodu galima charakterizuoti labai silpnus impulsus ir jis yra daug jautresnis už SHG FROG metodą. Taip pat jis nereikalauja tiriamo ir atraminio impulsų spektro persiklojimo, todėl yra daug intuityvesnis nei SHG FROG metodas. Dėl šių privalumų XFROG metodas yra puikiai pritaikomas analizuojant superkontinuumo generaciją [23]. Pirmą superkontinuumo tyrimą naudojant XFROG metodą pristatė L. Xu ir jo kolegos 2001 m. Naudodami paprastą šviesolaidį ir 600 fs trukmės impulsus išėjusius iš čirpuotų impulsų erbiu legiruoto šviesolaidinio stiprintuvo, jie generavo superkontinuumą 800 nm – 2400 nm spektro srityje ir atliko jo tyrimą suminių dažnių generacijos XFROG metodu [27]. Vėlesnė J. Dudley publikacija parodė, kad analizuojant XFROG metodu superkontinuumą, generuotą FKŠ naudojant femtosekundinius impulsus iš Ti:safyro lazerio, pėdsakus, gauti pėdsakai padeda intuityviai atskleisti dispersijos bangų ir Ramano solitonų komponentus [28]. Q. Cao straipsnis pabrėžiama, kad XFROG analizė gerai atskleidžia laikinę superkontinuumo struktūrą, kuri gerai sutampa su skaitiniais modeliais, kurie yra pagrįsti superkontinuumo generacijos FKŠ teorija [29]. Kitame straipsnyje A. Efimow su kolegomis XFROG analize patvirtino, kad dėl solitonų ir

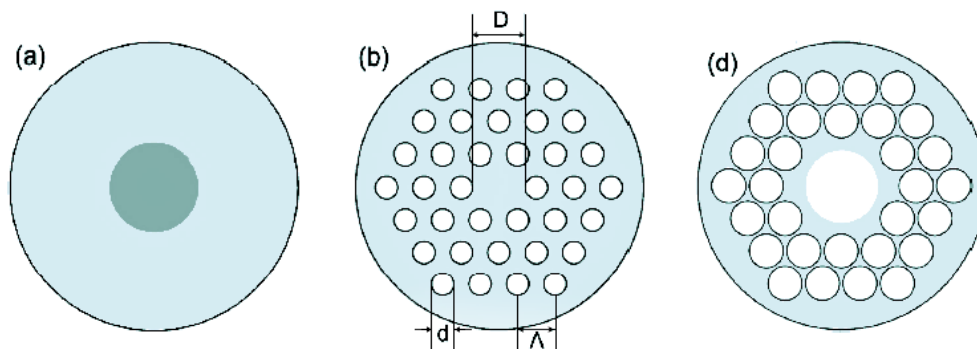
dispersinių bangų sąveikos yra stebimas papildomas superkontinuumo spektro plitimas [30]. Panašias išvadas savo straipsnyje padarė ir B. Tsermaa su savo kolegomis [31]. Dėl XFROG matavimo jautrumo, galimybės juo matuoti labai silpnus impulsus bei kitų išvardintų privalumų šis metodas buvo taikomas ir šiame darbe atliktame eksperimente.

1.3 Fotoninių kristalų šviesolaidžiai

Įprastuose šviesolaidžiuose, sudarytuose iš centre esančios didesnio lūžio rodiklio šerdies ir ją supančio mažesnio lūžio rodiklio apvalkalo, šviesa sklinda dėl visiškojo vidaus atspindžio. Tokie šviesolaidžiai yra labai paplitę optiniai elementai telekomunikacijoje, pramonėje, medicinoje ir daugelyje kitų sričių. Tačiau šie šviesolaidžiai turi tam tikrų apribojimų: kadangi apvalkalo ir šerdies terminės savybės turi būti vienodos, yra ribotas pasirinkimas medžiagų iš kurių gali būti gaminamas šviesolaidis, griežta bangos ilgių riba ir ribotas šerdies diametras, kai gali būti pasiektas vienmodis režimas bei maža šviesolaidžio dispersijos kitimo sritis [1]. Kaip alternatyva įprastiems šviesolaidžiams P. Russell ir jo kolegos sukūrė fotoninių kristalų šviesolaidžius (angl. k. photonic crystal fiber), kurie pirma kartą buvo pademonstruoti 1996 m. Šie šviesolaidžiai nuo tradicinių šviesolaidžių skiriasi tuo, kad stiklo skaiduloje jie turi periodines mikrostruktūras, kurių centre sklinda šviesa [2, 32]. Šiame skyriuje bus aptarta kokių tipų yra fotoninių kristalų šviesolaidžiai, kokios jų savybės bei pagrindinės charakteristikos.

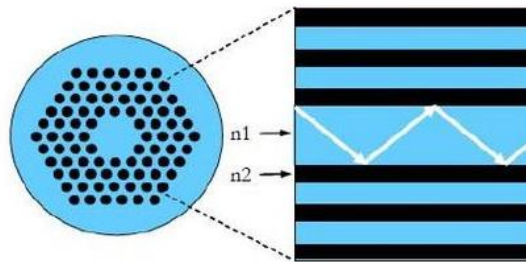
1.3.1 Fotoninių kristalų šviesolaidžių tipai

Fotoninių kristalų šviesolaidžiai (FKŠ) yra skirstomi į du tipus: pirmo tipo FKŠ (angl. k. solid core photonic crystal fiber) ir antro tipo FKŠ (angl. k. hollow core photonic crystal fiber). Pirmo tipo FKŠ šviesa sklinda dėl modifikuoto visiškojo atspindžio efekto. Antro tipo FKŠ šviesa sklinda dėl fotoninių draustinių juostų efekto [32].



6 pav. Skirtingų tipų šviesolaidžių skerspjūvių principinės iliustracijos: (a) – paprastas šviesolaidis, (b) – pirmo tipo FKŠ, (c) – antro tipo FKŠ. d – mikrostruktūros diametras, Λ – atstumas tarp mikrostruktūrų, D – šerdies diametras. Adaptuota iš [33].

Pirmo tipo FKŠ yra sudaryti iš vientisos stiklo šerdies ir ją supančių periodinių mikrostruktūrų, dažniausia sudarytų iš oro kapiliarų (6 pav.). Šiuose šviesolaidžiuose šviesos sklaidimas šerdyje yra aiškinamas modifikuotu visiškojo atspindžio efektu, kuris pasireiškia, nes šerdies lūžio rodiklis yra didesnis už mikrostruktūrų apvalkalo efektyvų lūžio rodiklį. Šviesos sklaidimas dėl modifikuoto visiškojo atspindžio yra pavaizduotas 7 pav.

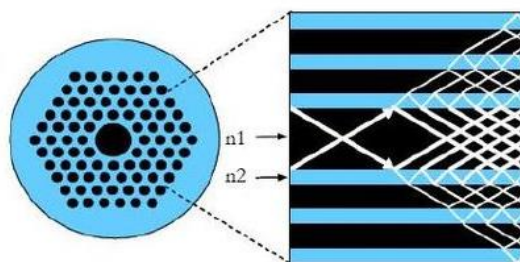


7 pav. Principinė schema vaizduojanti šviesos sklaidimą pirmo tipo FKŠ dėl modifikuoto visiškojo atspindžio. Adaptuota iš [34].

FKŠ mikrostruktūrų srities periodiškumas yra labai svarbus parametras suteikiantis galimybę šviesos sklaidimą šviesolaidyje aprašyti naudojant modifikuoto lūžio rodiklio modelį. Tuomet FKŠ galima charakterizuoti efektyviu parametru V :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_s^2 - n_p^2} \quad (14)$$

Kur a_{eff} yra efektyvus modos diametras sklindančios FKŠ, n_s – šerdies lūžio rodiklis, n_p – efektyvus lūžio rodiklis pagrindinei modai [1, 33]. Pirmo tipo FKŠ vienas iš svarbiausių taikymų yra superkontinuumo generacija, kurio spinduliuotė yra pritaikoma spektroskopijoje, dažnių metrologijoje, kompiuterinėje optinėje tomografijoje [3, 4].



8 pav. Principinė schema vaizduojanti šviesos sklaidimą antro tipo FKŠ dėl modifikuoto visiškojo atspindžio. Adaptuota iš [34].

Antro tipo FKŠ yra sudaryti iš šerdies centre esančios tuščios ertmės ir ją supančio periodinių mikrostruktūrų apvalkalo. Šiose šviesolaidžiuose centre esančios tuščios ertmės, kuri dažniausia yra užpildyta oru, lūžio rodiklis yra mažesnis nei ją supančių periodinių mikrostruktūrų

apvaskalo. Šviesos sklidimas antro tipo FKŠ šerdies centre esančia tuščia ertme yra aiškinamas fotoninių draustinių juostų efektu. Šiuose šviesolaidžiuose apvaskalo periodinės mikrostruktūros sudaro fotonines draustines juostas, dėl kurių šviesa negali sklisti apvaskalo zonoje ir yra lokalizuota šerdies centre esančioje tuščiavidurėje ertmėje. Tačiau tokiu šviesolaidžiu gali sklisti tik tie šviesos dažniai, kuriems apvaskale yra bent viena draustinė fotoninė juosta. Toks šviesos sklidimas paprastai yra pasiekiamas, kai šerdyje esančios ertmės diametras yra didesnis nei apvaskale esančių periodinių mikrostruktūrų diametras. Antro tipo FKŠ šviesos sklidimas, kuris yra nulemtas fotoninių draustinių juostų efekto yra pavaizduotas 8 pav. Kadangi šiuose šviesolaidžiuose šviesa sklinda tuščiavidure šerdimi, kurios lūžio rodiklis yra mažesnis nei apvaskalo, tai jie pasižymi mažu netiesiškumu ir gali būti panaudoti didelės galios impulsų pernešimui jiems nepatiriant didelių nuostolių. Šie šviesolaidžiai taip pat gali būti panaudoti ir netiesinės optikos eksperimentuose, tik šiuo atveju šerdies centre esanti tuščia ertmė yra pripildoma skysčiu arba inertinėmis dujomis [32, 35 - 36].

Kadangi eksperimente buvo naudojamas pirmo tipo FKŠ, toliau teoriniame įvade bus aptartos būtent šio tipo FKŠ pagrindinės savybės.

1.3.2 Fotoninių kristalų šviesolaidžių pagrindinės savybės

Dėl FKŠ gamybos ypatumų, galima parinkti FKŠ mikrostruktūrų parametrus tokius kaip oro tarpų diametrą, atstumą tarp jų, mikrostruktūrų srities didį ar šerdies diametrą. Tai suteikia galimybę pagaminti FKŠ pasižymintįs unikaliomis savybės, kuriomis nepasižymi įprasti šviesolaidžiai. Šiame skyrelyje bus aptartos pagrindines FKŠ savybės [1, 3, 37 - 41].

Medžiagoje šviesos dispersija yra išreiškiama bangos skaičiaus priklausomybe nuo dažnio. Kai šviesa yra kvazichromatinė o centrinės bangos dažnis yra ω_0 , bangos skaičių galima aprašyti Teiloro eilutės pavidalu:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 \Omega + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_0 \Omega^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{d^3k}{d\omega^3}\right)_0 \Omega^3 + \dots \quad (15)$$

kur $k(\omega_0)$ – bangos skaičius centriniam dažniui ir yra išreiškiamas: $k(\omega_0) = \frac{\omega_0}{c} n(\omega_0)$, $n(\omega_0)$ – fazinis bangos lūžio rodiklis; $\Omega = \omega - \omega_0$; $\left[\left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0\right]^{-1} = v_g$ – impulso grupinis sklidimo greitis; $\left(\frac{d^2k}{d\omega^2}\right)_0$ – grupinių greičių dispersijos parametras ir t.t. Dažnai patogiau šalia impulso grupinio greičio naudoti grupinio lūžio rodiklio sąvoką:

$$n_g = \frac{c}{v_g}. \quad (16)$$

Grupinis lūžio rodiklis su faziniu lūžio rodikliu yra susietas išraiška:

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (17)$$

Šie išvardinti parametrai yra naudojami aprašyti šviesos skidimą įvairiose terpėse, nors pats skleidimas Teiloro eilute bendru atveju ne visada turi prasmę [38].

Grupinių greičių dispersija (GGD) yra vadinama šviesos sklindančios skaidria terpe grupinio greičio priklausomybė nuo bangos dažnio (bangos ilgio). GGD gali būti apibrėžiama, kaip:

$$GGD = \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{1}{v_g} = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}, \quad (18)$$

kur ω – sklindančios bangos dažnis, β – sklidimo konstanta, kuri aprašoma:

$$\beta = kn_{eff}, \quad (19)$$

čia k – bangos skaičius vakuume o n_{eff} – PKŠ efektinis lūžio rodiklis. Praktikoje FKŠ dispersijai aprašyti yra naudojamas dispersijos parametras D_λ :

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \cdot GGD. \quad (20)$$

Šioje dispersijos parametro išraiškoje yra įskaitoma tiek medžiagos dispersija, tiek dispersija pasireiškianti dėl FKŠ geometrinės struktūros. Dispersija yra skirstoma į normalią ir anomalią. Kai $\frac{dn}{d\omega} > 0$ pasireiškia normali fazinio lūžio rodiklio dispersija, o kai $\frac{dn}{d\omega} < 0$ fazinio lūžio rodiklio dispersija yra anomali. Analogiškai galima apibrėžti ir grupinio lūžio rodikli dispersiją. Normalios dispersijos atveju ilgesnių bangos ilgių šviesos lūžio rodiklis yra mažesnis nei trumpų bangos ilgių, todėl trumpesnio bangos ilgio šviesa lūžta labiau nei ilgesnio ir tokiu atveju dispersijos parametras yra neigiamas $D_\lambda < 0$. Anomalios dispersijos atveju, ilgesnių bangos ilgių šviesos lūžio rodiklis yra didesnis už trumpų bangos ilgių šviesos, todėl šiuo atveju ilgesnių bangos ilgių šviesa lūžta labiau, o dispersijos parametras yra teigiamas $D_\lambda > 0$ [33, 35 - 39, 42].

Keičiant FKŠ mikrostruktūrų geometrines savybes, tokias, kaip oro tarpų diametrą ar atstumą tarp jų, galima valdyti šviesolaidžio dispersiją. Jeigu FKŠ mikrostruktūrų apvaskalės esančių oro skylių diametras yra mažas, tai jų įtaka yra maža ir šviesolaidžio dispersija yra artima medžiagos dispersijai, tačiau didinant oro skylių diametrą šviesolaidžio dispersija irgi didėja. Taip pat, keičiant FKŠ geometrinės struktūros parametrus galima paslinkti bangos ilgį, kuriam GGD parametras yra lygus nuliui į trumpesnių ar ilgesnių bangų ilgių sritį. Pavyzdžiui, jeigu FKŠ mikrostruktūrų sritis yra labai maža, tai GGD nulį atitinkantis bangos ilgis gali būti nustumtas į regimąją bangos ilgių sritį [36].

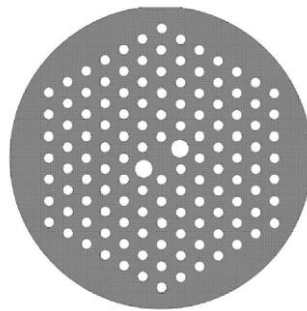
Labai svarbi FKŠ savybė yra galimybė sukurti šviesolaidžius, kurie yra vienmodžiai plačioje bangos ilgių srityje: jie gali būti vienmodžiai nuo labai ilgų bangos ilgių srities, kurioje šviesos bangos ilgis neviršija FKŠ šerdies matmenų, iki ultravioletinės bangos ilgių srities, kurios dar nesugeria stiklas iš kurio pagamintas šviesolaidis. Pagrindinės vienos modos sklindimas FKŠ šerdyje yra pasiekiamas keičiant mikrostruktūrų diametro d bei atstumo tarp jų Λ santykį. Šiuo atveju FKŠ

šerdis yra labai maža ir aukštesnės eilės modos netelpa į ją, todėl jos išeina lauk iš šviesolaidžio ir jame gali sklisti tik pagrindinė moda. FKŠ vienos modos sklidimas yra pasiekiamas, kai $d/\Lambda < 0,4$ [3].

Dar viena labai svarbi FKŠ savybė yra netiesiškumas, kuris įvertinamas netiesiškumo parametru:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda a_{eff}}, \quad (21)$$

čia n_2 – netiesinis lūžio rodiklis, o a_{eff} – efektinis modos plotas. Netiesiškumo parametro matavimo vienetai yra $[W \cdot m]^{-1}$. Dideliu netiesiškumu pasižymi FKŠ, kurių šerdis yra labai maža (gali būti 1 mμ eilės). Sklisdama labai mažoje FKŠ šerdyje šviesa pasiekia labai didelį intensyvumą, dėl kurio šviesolaidis ir pasižymi dideliu netiesiniu atsaku [40].



9 pav. Dvejopalaūžio FKŠ principinė schema. Adaptuota iš [1].

Dvejopalaūžiai FKŠ pasižymi lūžio rodiklio priklausomybės nuo šviesolaidžiu sklindančios šviesos poliarizacijos krypties savybe. Taigi, šie šviesolaidžiai sugeba išlaikyti jais sklindančios šviesos poliarizaciją, o pats FKŠ yra vadinamas poliarizacija išlaikančiu šviesolaidžiu. Tokie šviesolaidžiai yra gaunami mikrostruktūrų srityje padarant asimetrinę: joje įvedant asimetrinį defektą, ar pakeičiant kelių oro gijų esančių mikrostruktūrų srityje aplink šerdį dydį ir formą [37, 39 - 41]. Principinė dvejopalaūžio šviesolaidžio schema pavaizduota 9 pav. FKŠ dvejopalaūžiškumas yra apibūdinamas parametru:

$$B = \frac{\lambda(\beta_x - \beta_y)}{2\pi} = |n_{effx} - n_{effy}|, \quad (22)$$

kur β_x, β_y ir n_{effx}, n_{effy} atitinkamai yra sklidimo konstantos ir efektyvieji lūžio rodikliai viena kitai statmenoms modoms [1].

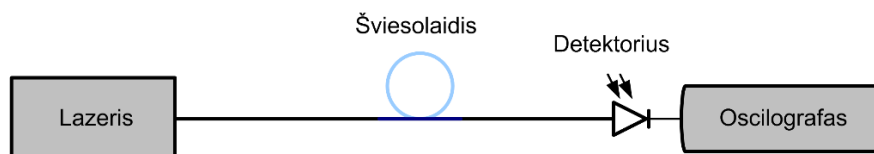
1.4. Klasikiniai FKŠ dispersijos matavimo metodai

Impulsui sklindant FKŠ už jo laikinius pakitimus yra atsakinga dispersija, nes priklausomai nuo to, ar normalioje ar anomalioje dispersijos srityje sklinda impulsas, jis gali plėstis ar būti spaudžiamas. FKŠ dispersija yra labai svarbi ir superkontinuumo generacijoje, nes skirtingoje jos

sirtyje skirtingi netiesinės optikos reiškiniai yra atsakingi už spektro plitimą. Taigi, yra labai svarbu, kaip galima tiksliau nustatyti FKŠ dispersija, todėl tam buvo sukurta keletas skirtingų eksperimentinių jos matavimo metodų: Lėkio laiko, fazės poslinkio, interferometrinis ir spektrinės analizės metodai. Šiuose metoduose dispersijos parametras yra randamas matuojant grupinį vėlinimą ar fazę kaip priklausomybę nuo bangos ilgio ir gautus dydžius diferencijuojant [43 - 46]. Be šių eksperimentinių metodų yra dar ir skaitmeninis metodas: geometrinė FKŠ mikrostruktūrų analizė [47].

1.4.1 Lėkio laiko metodas

Lėkio laiko metode yra matuojama trumpų šviesos impulsų, sklindančių išilgai šviesolaidžio lėkio laiko skirtumas, kaip funkcija nuo bangos ilgio. Šviesolaidžio grupinį vėlinimą aproksimavus aukštesnės eilės polinomu ir išdiferencijavus polinomo kreivę yra gaunama šviesolaidžio dispersija. Laiko lėkio metodo matavimo principinė schema yra pavaizduota 10 pav. Šio metodo pagrindinis trūkumas yra tas, kad jam reikia pakankamai ilgo šviesolaidžio, kad lėkio laiko skirtumas būtų pakankamas, jog išeitų jį išmatuoti [43].



10 pav. Lėkio laiko metodo principinė matavimo schema.

1.4.2 Fazės poslinkio metodas

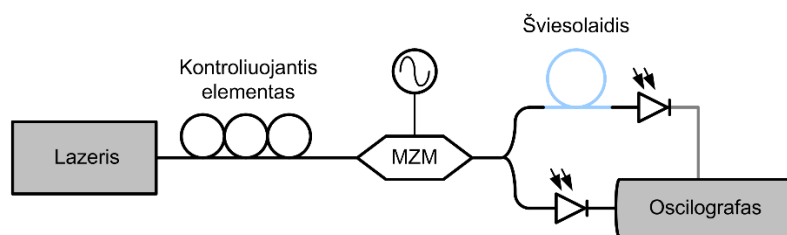
Fazės poslinkio metode iš lazerio išėjusios nuolatinės veikos spinduliuotės intensyvumas yra harmoniškai moduluojamas, todėl spektro srityje aplink nešantįjį dažnį turi šonines juostas. Šviesai praėjus išilgai šviesolaidžio šoninės juostos patiria fazės poslinkį kuris proporcingas šviesolaidžio grupiniam vėlinimui [44, 48]:

$$\varphi(\lambda) = 2\pi f T_g(\lambda) = 2\pi f \frac{L}{v_g(\lambda)}. \quad (23)$$

Čia f – moduliacijos dažnis, $T_g(\lambda)$ – nuo bangos ilgio priklausantis grupinis vėlinimas, L – šviesolaidžio ilgis. Taigi, šviesolaidžio grupinį vėlinimą ir grupinio vėlinimo dispersiją (GVD) galima suskaičiuoti iš išmatuoto fazės poslinkio:

$$GVD = \frac{\partial T_g(\lambda)}{\partial \lambda} = \frac{1}{2\pi f} \frac{\partial \varphi(\lambda)}{\partial \lambda}. \quad (24)$$

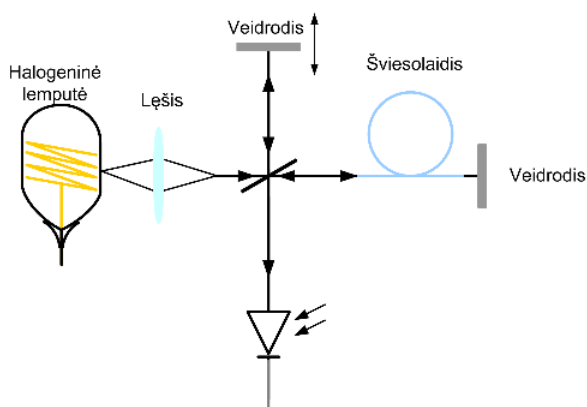
Fazės poslinkio metodo principinė schema pateikta 11 pav. Šio metodo skiriamoji geba priklauso nuo naudojamo sinusoidinės moduliacijos dažnio ir nuo fazės matavimo jautrumo [44].



11 pav. Fazės poslinkio metodo matavimo principinė schema.

1.4.3 Interferometrinis metodas

Interferometrinio metodo schemą sudaro Mach-Zehnder arba Michelson tipo interferometras. Šiame metode atliekant dispersijos matavimus yra pasinaudojama trumpu, dalinai koherentinės šviesos, koherentiškumo laiku. Šviesa sklindanti iš plataus spektro šaltinio yra padalijama tarp dviejų interferometro šakų, kurių vienoje sklinda atraminė spinduliuotė, o kitoje yra įstatytas šviesolaidis. Iš interferometro išėjusios šviesos interferencinis vaizdas yra gaunamas keičiant atraminės dalies kelią ir taip sulyginant abiejų interferometro šakų optinius kelius. Šviesos praėjusios pro šviesolaidį fazės pokytis randamas atlikus gautos interferogramos Furjė transformaciją ir kreivės aproksimacijos. Nors šis metodas suteikia galimybę labai tiksliai pamatuoti šviesolaidžio dispersiją, jis turi kelis trūkumus. Kadangi interferometras yra surinktas laisvoje erdvėje, jis yra labai jautrus aplinkos pokyčiams, tokiems kaip temperatūra, vibracijos ir t.t. Šie aplinkos pokyčiai gali iškraipyti matavimo rezultatus. Taip pat, tik riboto ilgio šviesolaidžio dispersijos matavimai gali būti atlikti. Interferometrinio metodo matavimo schema pavaizduota 12 pav. [45].



12 pav. Interferometrinio metodo matavimo schema.

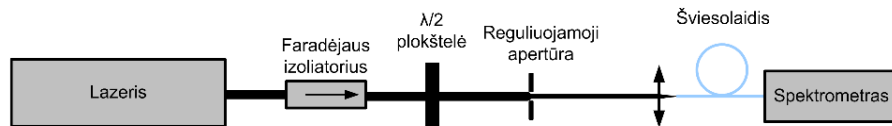
1.4.4 Spektrinės moduliacijos metodas

Spektrinės moduliacijos metodas buvo sukurtas specialiai FKŠ ir priešingai nei kiti prieš tai minėti metodai, suteikia galimybę tiesiogiai pamatuoti FKŠ dispersiją. Šiame metode į FKŠ iš

lazerio yra įleidžiamas ultratrumpasis impulsas, kurio centrinis bangos ilgis yra anomalioje FKŠ grupinių greičių dispersijos srityje. Esant pakankamai impulso energijai, FKŠ formuojasi solitonas, kuris nusklidus nedidelį atstumą skyla į pagrindinius solitonus. Šiuo metu formuojasi ir dispersinės bangos, kurios interferuoja su pagrindiniais solitonais, taigi tai lemia optinio spektro moduliaciją. Į FKŠ įeinančio impulso galia yra didinama tol, kol iš šviesolaidžio išeinančiam spektre yra matomos osciliacijos. Tuomet dispersiją galima suskaičiuoti pagal šią formulę:

$$D(\omega_0) = -\frac{\omega_0^2}{2\pi c} GGD(\omega_0) \approx \frac{2}{cL} \cdot \frac{10^6}{\left(\frac{\omega_2}{\omega_0} - 1\right)^2 - \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} - 1\right)^2}. \quad (25)$$

Čia ω_1 ir ω_2 yra pirmo ir antro maksimumo dažniai, o ω_0 – centrinis spektro dažnis. Spektrinės moduliacijos metodo matavimo schema pateikta 13 pav. Šiame metode yra svarbu, kad į šviesolaidį įeinančio impulso galia negali būti per didelė, kad nepasireikštų kiti netiesiniai procesai, kurie sugadintų spektro osciliacijų simetriją ir sukeltų sunkumų nustatant osciliacijų smailių bangos ilgį [46].



13 pav. Spektrinės moduliacijos metodo matavimo principinė schema.

1.4.5 Geometrinė FKŠ mikrostruktūrų analizė

Populiariausias FKŠ dispersijos metodas, kuris leidžia įvertinti dispersiją tiek normalioje, tiek anomalioje dispersijos srityse yra skaitmeninis metodas, kuris vadinasi geometrinė FKŠ mikrostruktūrų analizė. Šiame metode yra analizuojama FKŠ skerspjūvio nuotrauka, kuri dažniausia būna padaryta skenuojančiuoju elektronų pluošto mikroskopu (SEM). FKŠ mikrostruktūrų nuotrauka yra įkeliami į skaitmeninės analizės programą, tuomet programoje yra brėžiamas FKŠ geometrinės struktūros principinis modelis ir įvertinami geometriniai parametrai tokie kaip atstumas tarp mikrostruktūrų Λ , jų diametras d , bei šerdies diametras D . Tuomet FKŠ modelis yra padengiamas tankiu tinkleliu ir įvedamos kraštinės sąlygos, kurios apibrėžia, kad šviesa negali sklisti už mikrostruktūrų ribų. Sprendžiant Zelmajerio lygtį yra randamas FKŠ medžiagos lūžio rodiklis, kurį žinant galima suskaičiuoti modos fazinį lūžio rodiklį kiekvienam bangos ilgiui. Tuomet dispersiją galima suskaičiuoti atliekant skaičiavimus pvz. skaliariniu metodu [47]. Taigi, apskaičiavus modos lūžio rodiklį įvairiems bangos ilgiams, kiti parametrai, tokie kaip FKŠ GGD gali būti randami taip pat gerai. Deja, šiuo metodu analizuojamos geometrinės struktūros yra tik vienoje vietoje, o per visą šviesolaidžio ilgį jų matmenys gali truputį skirtis. Taip pat, norint padaryti FKŠ mikrostruktūrų nuotrauką, iš kurios įvertinami geometriniai parametrai, reikia atkirpti šviesolaidžio gabaliuką, todėl kirpimo vietoje mikrostruktūros gali šiek tiek deformuotis. FKŠ

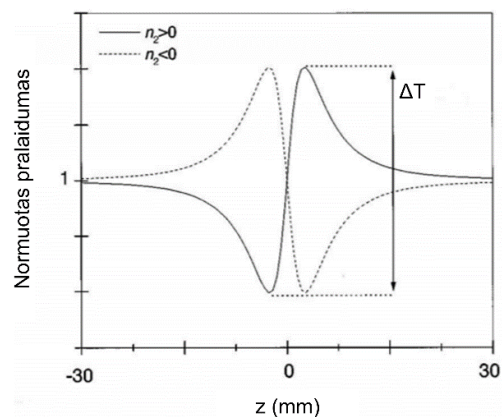
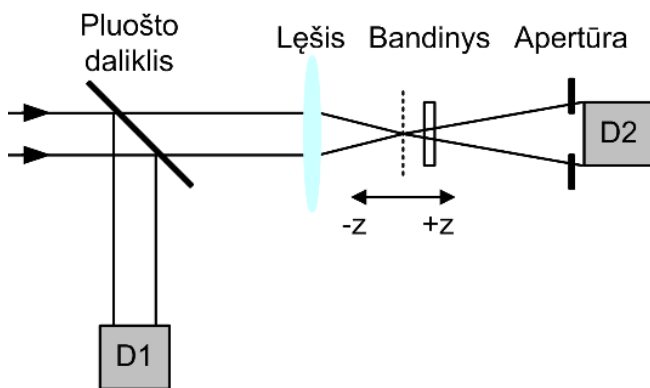
medžiagos lūžio rodiklis nuo teoriškai suskaičiuoto gali skirtis ir dėl atsiradusių stiklo tankio pokyčių, kuriuos lemia gamybos ypatumai.

1.5 Netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai

Tiksliai žinoti netiesinio lūžio rodiklio vertes yra svarbu, nes tai yra labai svarbus parametras, apibūdinantis $\chi^{(3)}$ netiesiškumo sąlygojamų reiškinių efektyvumą. Siekiant pamatuoti n_2 , buvo sukurta keletas eksperimentinių matavimo metodų, kurie remiasi pluošto iškraipymo matavimais (pvz. Z-skenavimas) ar keturbangio dažnių maišymosi, fazės moduliavimosi ir kryžminės fazės moduliacijos reiškiniais. Šiame skyriuje ir bus aptarti įvairūs netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai.

1.5.1 Z-skenavimo metodas

Z-skenavimo metodas buvo pasiūlytas 1989 metais ir yra vienas iš paprasčiausių ir plačiausiai taikomų metodų. Šiame metode dėl netiesiškumo atsirandantys intensyvaus šviesos pluošto fazės iškraipymai yra transformuojami į lengvai registruojamus amplitudės iškraipymus. Z-skenavimo metu pradinis Gauso pluoštas yra fokusuojamas į ploną bandinį. Atliekant matavimus, bandinys yra judinamas išilgai pluošto sklidimo krypties. Principinė matavimo schema yra pavaizduota 14 pav. Detektorius D2 registruoja per apertūrą praėjusio iškraipyto pluošto signalą, kuris yra normuojamas į atraminio detektoriaus D1 signalą. Signalų santykis leidžia nustatyti pralaidumo vertę, normuojamą į pralaidumo vertę, kuri išmatuojama kai bandinys yra židinio plokštumoje ($z = 0$). Matavimas pradedamas, kai plonas bandinys (plonesnis už pluošto sąsmaukos matmenis) yra prieš židinio plokštumą ($-z$ pozicijoje). Kadangi šioje pozicijoje šviesos intensyvumas yra per mažas, kad indukuotųsi netiesinis lęšis, tai pralaidumas yra pastovus. Bandinys yra judinamas link pozicijos z ir artėjant link židinio plokštumos intensyvumas didėja, todėl indukuojasi netiesinis lęšis. Praėjus židinio plokštuma netiesinis lęšis indukuosis, kol bus pakankamas šviesos pluošto intensyvumas. Kai bandinyje pasireiškia fokusavimasis, ant detektoriaus D2 krintantis besiskečiantis pluoštas kolimuojasi, todėl registruojamas didesnis, pro diafragmą praėjusios spinduliuotės kiekis. Kai pasireiškia defokusavimas, pluoštas prie diafragmos tampa platesnis, todėl detektorius pasiekia mažesnis praėjusios spinduliuotės kiekis. Matavimas baigiasi, kai pluošto intensyvumas tampa per mažas, kad indukuotųsi netiesinis lęšis ir pralaidumas tampa pastovus[6 - 7, 15].



14 pav. Kairėje pusėje Z-skenavimo matavimo principinė schema: D1, D2 – detektoriai. Dešinėje pusėje pralaidumo kreivės: kai $n_2 > 0$ (vientisa kreivė) ir kai $n_2 < 0$ (punktyrinė linija) Adaptuota iš [5].

Pagal tai, kaip keičiasi pralaidumo kreivė, yra nustatomas ar netiesinis lūžio rodiklis yra teigiamas ar neigiamas (10 pav.), o netiesinio lūžio vertė nustatoma iš pralaidumo skirtumo tarp minimumo ir maksimumo verčių:

$$\Delta T \cong 0.406(1 - S)^{0.25} |\Delta\phi_0|. \quad (36)$$

Čia $\Delta\phi_0$ – ašinis fazės pokytis židinio plokštumoje, kuris yra apibrėžiamas $\Delta\phi_0 = kn_2 I_0(t) z_{eff}$, S – apertūros tiesinis pralaidumas [15, 5 - 8]. Nors Z-skenavimas yra jautrus ir paprastas metodas, leidžiantis įvertinti ne tik lūžio rodiklio vertę bet ir tai, ar jis teigiamas ar neigiamas, tačiau šis metodas turi keletą trūkumų. Pavyzdžiui, Z-skenavimas yra labai jautrus galios svyravimams, bet kokiems mažiems spindulio krypties pokyčiams, kurie gali atsirasti dėl bandinio pakrypimų jam slenkant nuo $-z$ iki z pozicijų. Pagrindinis šio metodo trūkumas yra tas, kad reikia labai aukštos kokybės Gauso pluošto, tačiau tokį pluoštą turėti yra sunku [8]. Taip pat, dėl to, kad šviesa šviesolaidyje yra apribota šerdies ir vyksta tiesiog šviesos sklidimas modos pavidalu juose nepasireiškia erdviųjų efektų, todėl netiesinio lūžio rodiklio negalima pamatuoti tiesiogiai šiuo metodu. Z – skenavimu galima įvertinti tik medžiagos, iš kurios pagamintas šviesolaidis netiesinį lūžio rodiklį.

1.5.2 n_2 nustatymas naudojantis keturbangiu dažnių maišymosi reiškiniu

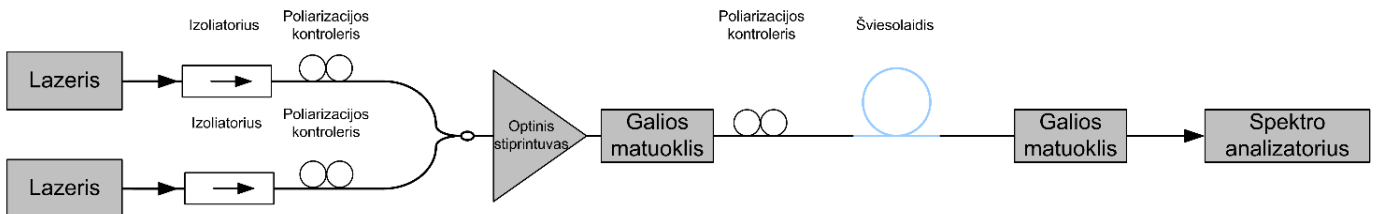
Netiesinio lūžio rodiklio matavimai gali būti atlikti, remiantis keturbangiu dažnių maišymosi reiškiniu, kurio metu į šviesolaidį įleidus nuolatinės veikos lazerių ω_1 ir ω_2 dažnių spinduliuotę yra gaunama naujų $(2\omega_2 - \omega_1)$ ir $(2\omega_1 - \omega_2)$ dažnių komponentų spinduliuotė. Eksperimente yra naudojami poliarizacijos kontrolieriai, kurie užtikrina, kad į šviesolaidį įeinančios abejos šviesos bangos būtų lygiagrečios tiesinės poliarizacijos ir keturbangio dažnių maišymosi efektyvumas būtų didžiausias. Atliekant eksperimentą skirtingų spektro komponentų galios matavimai, tiek įvedant, tiek išvedant šviesą iš šviesolaidžio, yra atliekami dviem žingsniais. Pirmiausia galios matavimai

yra išmatuojama galia, o paskui naudojant spektro analizatorių yra įvertinamas galios pasiskirstymas tarp spektro komponentių. Atlikus eksperimentinius matavimus yra atliekamas skaitmeninis modeliavimas, kuriame šviesos sklidimas šviesolaidyje yra aprašomas spendžiant dvi susietąsias netiesines Šredingerio lygtis:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -k_1 \frac{\partial u}{\partial t} - i \frac{k_2 \partial^2 u}{2 \partial t^2} + \frac{k_3 \partial^3 u}{6 \partial t^3} - \frac{\alpha}{2} u + i \gamma \left(|u|^2 + \frac{2}{3} |v|^2 \right) \cdot u + i \frac{\gamma}{3} v^2 u^* \cdot e^{-2i \Delta k_{xy} z}, \quad (27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = +k_1 \frac{\partial v}{\partial t} - i \frac{k_2 \partial^2 v}{2 \partial t^2} + \frac{k_3 \partial^3 v}{6 \partial t^3} - \frac{\alpha}{2} v + i \gamma \left(|v|^2 + \frac{2}{3} |u|^2 \right) \cdot v + i \frac{\gamma}{3} u^2 v^* \cdot e^{+2i \Delta k_{xy} z}. \quad (28)$$

Šiose lygtyse u ir v yra lauko komponentės, $2\Delta k_{xy}$ – bangos skaičiaus skirtumas tarp šių dviejų komponentių ir $2k_1$ atitinka atvirkštinio grupinio greičio skirtumą, atsirandantį dėl dvejetainio dispersijos. Šios lygtys įskaito šviesolaidžio nuostolius (α), chromatinę dispersiją ir jos krypties koeficientą išreiškiant jį per k_2 ir k_3 , bei šviesolaidžio netiesiškumą išreikštą per parametą γ . Iš eksperimento duomenų paėmus galias, lygias į šviesolaidį įvedamų ω_1 ir ω_2 dažnių spinduliuotės galioms, kaip pradinės galios skaitmeniniame modeliavime yra keičiamas netiesiškumo parametras $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda a_{eff}}$ esantis koeficientas $\left(\frac{n_2}{a_{eff}} \right)$ tol, kol suskaičiuoti rezultatai atitinka eksperimentiškai, dėl keturbangio dažnių maišymosi, gautus rezultatus [9]. Tokio eksperimento principinė schema yra pavaizduota 15 pav.

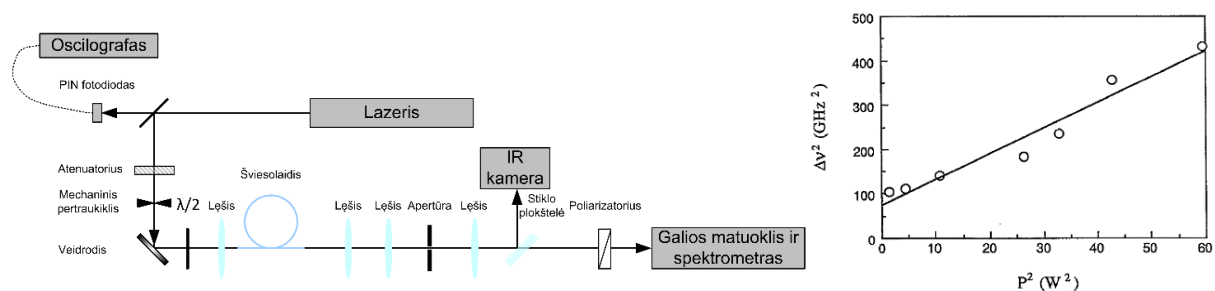


15 pav. n_2 nustatymo iš keturbangio dažnių maišymosi reiškinio principinė matavimo schema

Ši matavimo metodika yra naudojama, kai į šviesolaidį įvedama siauro spektro spinduliuotė, taigi šis metodas nėra tinkamas ultratrumpiems impulsams, kuriems dėl trumpo sąveikos ilgio yra sunku patenkinti keturbangio dažnių maišymuisi reikalingą fazinio sinchronizmo sąlygą.

1.5.3 n_2 nustatymas naudojantis fazės moduliavimosi reiškiniu

Netiesinį lūžio rodiklį galima įvertinti iš impulso spektro pokyčių, kuriuos lemia fazės moduliavimosi [34–36]. Eksperimento principinė matavimo schema pavyzdys, kai netiesinis lūžio rodiklis nustatomas matuojant spektro išplitimą dėl fazės moduliavimosi, pavaizduota 16 pav. Šio eksperimento metu yra matuojami iš šviesolaidžio išeinančios spinduliuotės spektrai, keičiant į šviesolaidį įeinančio impulso galią. Į šviesolaidį įeinančio impulso laikinį profilį galima įvertinti PIN fotodiodu ir osciloskopu. Iš šviesolaidžio išeinanti apvalkalo šviesa yra eliminuojama kolimuota pluoštą fokusuojant į keičiamo diametro apertūrą, kurios diametras atitinka šviesolaidžio šerdies diametrą. Modos profilį galima stebėti kamera [12].



16 pav. Kairėje pusėje – n_2 nustatymo naudojantis fazės moduliavimosi reiškiniu principinė matavimo schema. Dešinėje – tiesė aproksimuota spektro pločio kvadrato priklausomybė nuo į šviesolaidį įeinančio impulso galios kvadrato. Adaptuota iš [12].

Išmatuotose spektruose yra matomas spektro plitimas atsirandantis dėl fazės moduliavimosi. Spektro pločio kvadratas yra lygus:

$$\Delta\nu^2 = \Delta\nu_0^2 \left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \gamma^2 P_0^2 \right), \quad (29)$$

kur $\Delta\nu_0$ – pradinis spektro plotis, $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda a_{eff}} z_{eff}$ – netiesiškumo parametras. Čia $a_{eff} = \pi \left(\frac{d_m}{2} \right)^2$ – efektinis modos plotas, kur d_m – modos diametras, o z_{eff} – efektinis ilgis, kuris išreiškiamas:

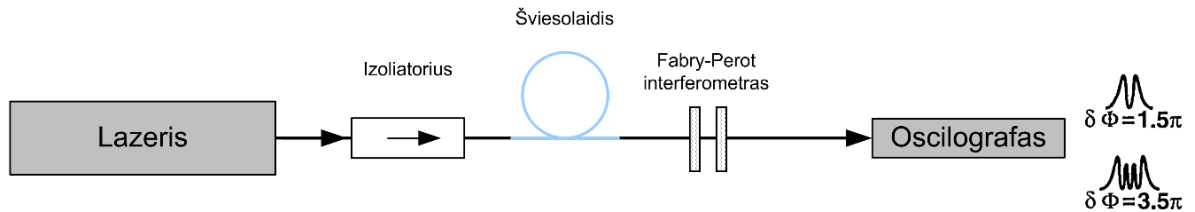
$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)]. \quad (30)$$

Čia α – šviesolaidžio nuostolių koeficientas, L – šviesolaidžio ilgis. Nubrėžus spektro pločio kvadrato priklausomybę, nuo į šviesolaidį įeinančio impulso smailinės galios kvadrato, ir ją aproksimavus tiese (12 pav.) yra gaunamas tiesės krypties koeficientas. Tuomet pasinaudojus (29) ir (30) formulėmis, galima išreikšti netiesinį lūžio rodiklį:

$$n_2 = \sqrt{k3\sqrt{3}} \cdot \frac{\lambda \left(\frac{d_m}{2} \right)^2}{4\Delta\nu_0 z_{eff}}, \quad (31)$$

k – tiesės krypties koeficientas randamas iš spektro pločio kvadrato priklausomybės nuo į šviesolaidį įeinančio impulso smailinės galios kvadrato [12]. Šis matavimo metodas labai priklauso

nuo naudojamo spektrometro skyros, kuri gali būti per maža, kad būtų galima tiksliai nustatyti dėl fazės moduliavimo plintančio spektro plotį prie skirtingų į šviesolaidį įeinančių impulso galių. Kai spektrometro skyra per maža, norint nustatyti netiesinį lūžio rodiklį iš fazės moduliavimosi, yra naudojamas interferometras [11, 13]. Šiuo atveju yra matuojamas maksimumo fazės poslinkis, kaip funkcija nuo į šviesolaidį įeinančio impulso smailinės galios ir šviesolaidžio ilgio. Atlikus šiuos matavimus yra gaunamas netiesinio lūžio rodiklio (n_2) santykis su efektiu modos plotu (a_{eff}) [11, 13]. Tokios eksperimento schemos pavyzdys pavaizduotas 17 pav.



17 pav. n_2 nustatymo iš fazės moduliavimosi reiškinio naudojant Fabry-Pero interferometrą principinė matavimo schema. Adaptuota iš [13].

Iš šviesolaidžio išėjusio impulso dažnių spektre, analizuojamam Fabry-Pero interferometro yra matomos aiškiai identifikuojamos formos su dažniu poslinkiu $\pi(N + 1)/2$. Fazės pokytis yra proporcingas lūžio rodiklio pokyčiui:

$$\delta\phi = \frac{2\pi L \Delta n}{\lambda} = \frac{2\pi L n_2 P_0}{\lambda a_{eff}}. \quad (32)$$

Šviesolaidžio ilgis L ir į jį įvestos šviesos bangos ilgis λ yra žinomi, o kreivė vaizduojanti fazės pokyčio ($\delta\phi$) priklausomybę nuo smailinės galios (P_0), parodo netiesiškumo koeficientą n_2/a_{eff} pavidalu [11, 13]. Modos efektinis plotas yra išreiškiamas:

$$a_{eff} = \frac{2\pi [\int E(r)^2 r dr]^2}{\int E(r)^4 r dr}. \quad (33)$$

Modos efektinis plotas yra gaunamas kompiuterinės analizės būdu, kai išmatavus šviesolaidžio lūžio rodiklio profilį ir jį panaudojus kompiuterinėje programoje yra modeliuojamos šviesos sklaidimo per šviesolaidį savybes. Įvertinus efektinį modos plotą galima suskaičiuoti netiesinį lūžio rodiklį [11, 13]. Kadangi interferometras yra jautrus temperatūros pokyčiams, vibracijoms, tai šiuo būdu matuojant netiesinį lūžio rodiklį dėl aplinkos pokyčių gali būti gauti netikslūs rezultatai. Šiame skyriuje aptarti netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodai, kurie remiasi fazės moduliavimosi reiškiniu, buvo pritaikyti pakankamai siaura spektrą turintiems pikosekundiniams impulsams ir nėra tinkami daug platesnį spektrą turintiems ultratrumpiesiems impulsams. Taip pat, šiuose netiesinio lūžio rodiklio nustatymo methoduose naudotos formulės yra pritaikytos atvejams, kai į šviesolaidį įleidžiama šviesa, kurios bangos ilgis yra lygus nuliniam šviesolaidžio dispersijos

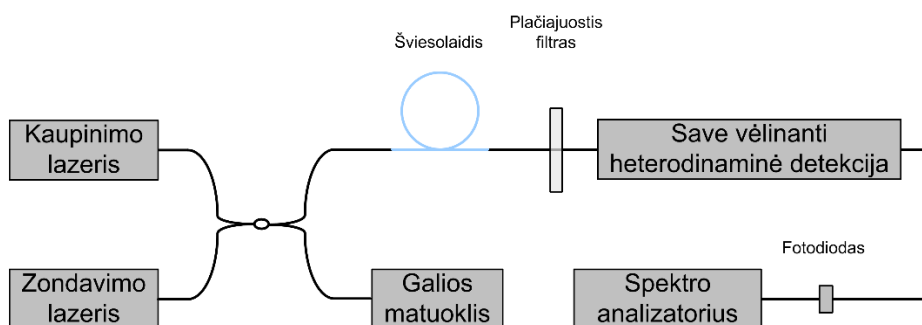
bangos ilgiui. Taigi, šios formulės netinka tais atvejais, kai į šviesolaidį leidžiama nenulinio dispersijos bangos ilgio šviesa.

1.5.4 n_2 nustatymas naudojantis kryžminės fazės moduliacijos reiškiniu

Netiesinis lūžio rodiklis gali būti įvertintas matuojant fazės pokytį, kurį lemia kryžminė fazės moduliacija [10]. Iš šviesolaidžio išėjusios šviesos spektre matomas fazės pokytis yra išreiškiamas:

$$\delta\phi = \frac{2\pi z_{eff}}{\lambda} \frac{n_2}{a_{eff}} (P_z + 2bP_k), \quad (34)$$

čia P_z – zonduojančio pluošto galia, P_k – kaupinimo pluošto galia, b – koeficientas priklausantis nuo zonduojančio ir kaupinimo pluoštų poliarizacijos. Pirmas narys aprašo fazės pokytį dėl fazės moduliavimosi, o antrasis narys aprašo fazės pokytį dėl kryžminės fazinės moduliacijos. Zonduojančio pluošto galia yra silpna, taigi šviesolaidyje stipresnis kaupinimo pluoštas nežymiai moduliuoja zonduojantį signalą dėl kryžminės fazinės moduliacijos, o fazės moduliavimosi efektą galima atmesti. Tuomet n_2 gali būti įvertintas matuojant dažnio komponentus, paveiktus kryžminės fazinės moduliacijos, save vėlinančios heterodininės detekcijos metodu (angl. k. self – delayed heterodyne detection), keičiant kaupinimo impulso galią [10]. Tokio eksperimento principinės matavimo schemas pavyzdys pavaizduotas 18 pav.



18 pav. n_2 nustatymo iš kryžminės fazės moduliacijos reiškiniu principinė matavimo schema.

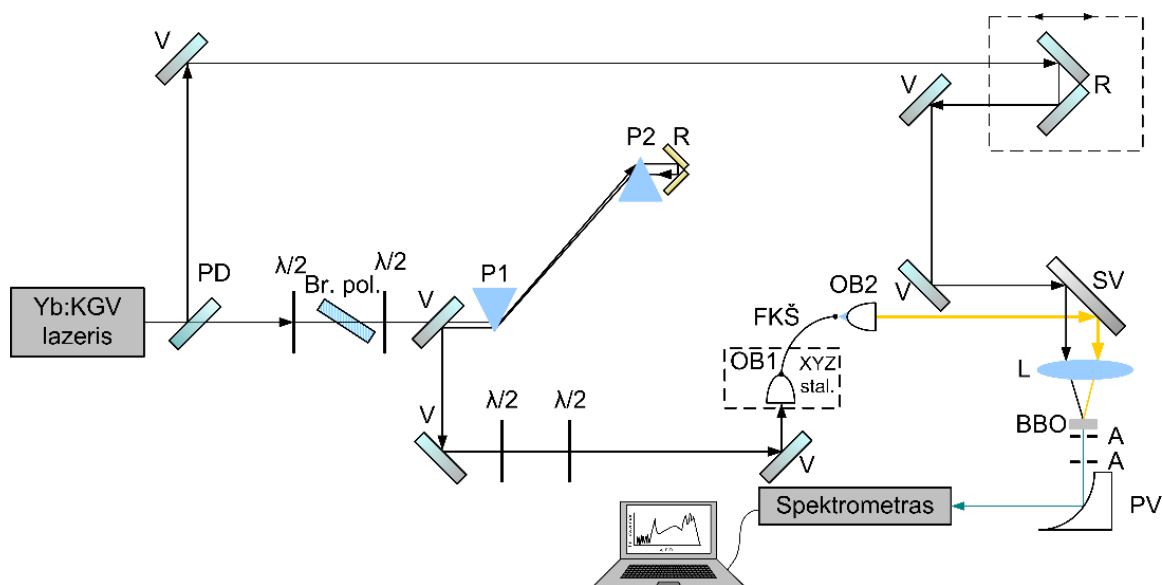
n_2 nustatymas iš kryžminės fazinės moduliacijos gali būti naudojamas, kai į šviesolaidį įeinančios šviesos spektras yra siauras. Taigi, šis metodas, nėra tinkamas, kai į šviesolaidį įvedami ultratrumpieji impulsai, nes jų spektras yra labai platus ir gauta moduliacija būtų per didelė ir nepavyktų išskirti fazės poslinkio.

2. Eksperimentinė dalis

2.1 FKŠ dispersijos matavimas

2.1.1 FKŠ dispersijos matavimo eksperimento schema

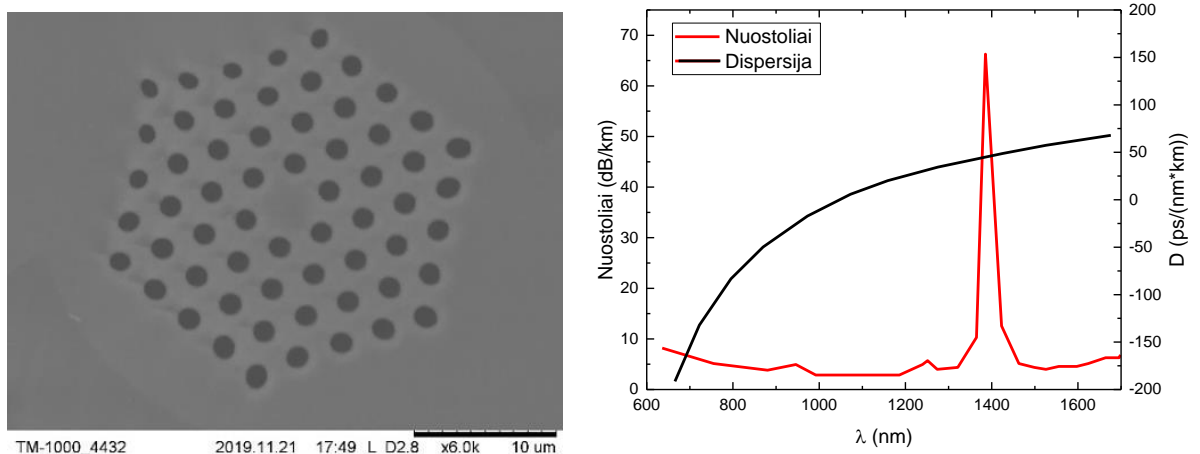
Norint įvertinti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį atliekant matavimus ties bangos ilgiais, kai dispersija nėra lygi nuliui, svarbu tiksliai pamatuoti šviesolaidžio GGD. Šiame darbe FKŠ nustatymui buvo pasitelktas naujas GGD matavimo metodas, kuris neseniai buvo pademonstruotas Vilniaus universiteto Lazerinių tyrimų centre. Šis metodas remiasi netiesinių ir dispersinių efektų sąveika vykstant superkontinuumo generacijai [49]. GGD FKŠ principinė matavimo schema pavaizduota 19 pav.



19 pav. Superkontinuumo generacijos tyrimo poliarizaciją išlaikančiam FKŠ principinė matavimo schema. PD – pluošto daliklis; V – dielektriniai veidrodžiai; $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio plokštelės; Br. pol. – Briusterio poliarizatorius; P1, P2 – prizmės; R – retroreflektorius; OB1, OB2 – mikroskopo objektyvai; XYZ stal. – XYZ staliukas; FKŠ – fotoninių kristalų šviesolaidis; SV – sidabrinis veidrodis; L – lęšis; BBO – β -bario borato kristalas; A – apertūros; PV – parabolinis veidrodis.

Eksperimente buvo naudojamas „Šviesos konversijos“ gaminamas „Flint“ femtosekundinis Yb:KGV lazerinis osciliatorius. Šis lazerinis osciliatorius generuoja 1030 nm bangos ilgio 76 MHz pasikartojimo dažnio 90 fs impulso trukmės spinduliuotę, kurios vidutinė galia yra 4,6 W. Iš lazerinio osciliatoriaus išėjusi spinduliuotė pluošto dalikliu buvo padalinta į dvi dalis, kurių viena buvo naudojama XFROG matavimuose kaip atraminis impulsas, o kita dalis – superkontinuumo kaupimui FKŠ. Atraminio impulso galia buvo 1,3 W, o impulsų, kurie naudojami superkontinuumo kaupimui maksimali galia buvo 1,99 W. Pusės bangos ilgio plokštelė kartu su Briusterio tipo poliarizatoriumi sudaro atenuatorių, kuriuo galima keisti superkontinuumo

kaupinimui naudojamos spinduliuotės galią. Šioje šakoje naudojamos prizmės buvo skirtos kompensuoti impulso dispersinei plėtrai, kuri atsiranda jam keliaujant per objektyvą: prizmės suteikia tokio pat dydžio, bet priešingo ženklo čirpą, nei objektyvas, todėl į šviesolaidį patenka spektriškai ribotas impulsas. Keičiant pusės bangos ilgio plokštelės padėtį, buvo nustatoma superkontinuumo kaupinimo impulso poliarizacija (horizontali, vertikali ar tarpinė). Veidrodžiu kaupinimo impulsas buvo nukreipiamas į FKŠ. Pirmiausia kaupinimo spinduliuotė pateko į pirmą objektyvą, kuris pastatytas ant didelio tikslumo XYZ staliuko ir yra skirtas sufokusuoti superkontinuumo kaupinimo spinduliuotę į FKŠ. Patekus kaupinimo spinduliuotei į objektyvą jis suderinamas taip, kad spinduliuotė eitų tiesiai, tada buvo įstatytas „NKT Photonics“ gaminamas pirmo tipo poliarizaciją išlaikantis FKŠ, kurio mikrostruktūrų nuotrauka, užfiksuota skenuojančiu elektroniniu mikroskopu, yra pavaizduota 20 pav. kairėje. Eksperimente naudoto šviesolaidžio ilgis buvo 31,4 cm šerdies diametras – 4,8 μm o atstumas tarp mikrostruktūrų – 3,25 μm. Pagal gamintojo pateiktus duomenis, pavaizduotus 20 pav. dešinėje, matyti, kad bangos ilgis, kuriam grupinių greičių dispersija yra nulinė yra ties 1040 ± 10 nm. Iš FKŠ išėjusi superkontinuumo spinduliuotė buvo sukolimuota antruoju objektyvu. Prieš atliekant XFROG matavimus, pirmiausia buvo išmatuoti superkontinuumo spinduliuotės spektrai, esant skirtingos poliarizacijos (horizontali, vertikali arba tarpinė) maksimalios galios kaupinimo impulsams. Šie spektrai buvo matuojami dviem spektrometrais. Regimojoje srityje spektrai buvo matuojami „RGB Photonics“ spektrometras apimantis 350 nm – 1080 nm bangos ilgių diapazoną. Infraraudonojoje srityje spektrai buvo matuojami „Avantes Avaspec N13 256-2,3-TEC“ spektrometras, apimantis 950 nm – 2500 nm bangos ilgių diapazoną.

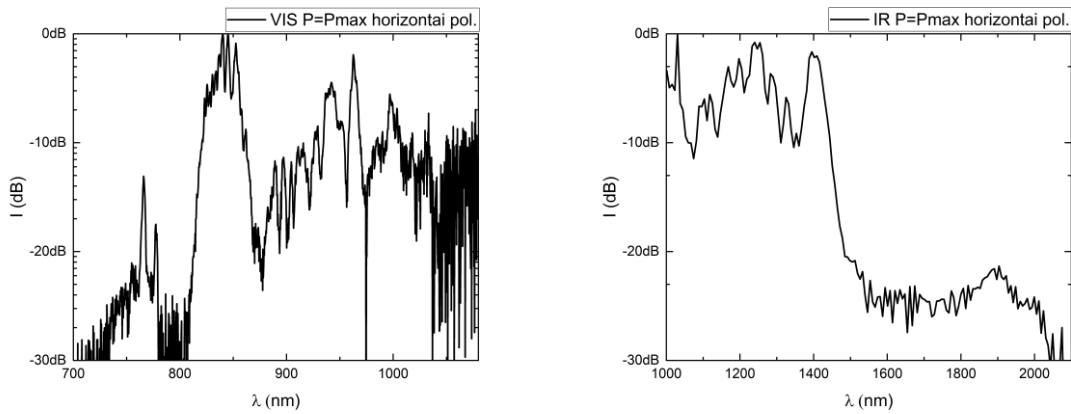


20 pav. Kairėje – eksperimente naudoto pirmo tipo FKŠ mikrostruktūrų srities nuotrauka, užfiksuota skenuojančiu elektroniniu mikroskopu. Dešinėje – gamintojo pateikta FKŠ dispersijos kreivė (juoda kreivė) ir nuostoliai (raudona kreivė).

XFROG matavimuose atraminis impulsas dielektriniais veidrodžiais buvo nukreiptas į retroreflektorių, kuris pastatytas ant mikrometrinio poslinkio staliuko. Iš retroreflektoriaus atraminis impulsas buvo nukreiptas į sidabrinį veidrodį, į kurį yra nukreipta ir iš FKŠ išėjusi superkontinuumo spinduliuotė. Tuomet abu pluoštai lęšiu buvo sufokusuoti į 300 μm storio β- bario borato (BBO) netiesinį kristalą, kuris yra išpjautas 30° ir 0° laipsnių kampais, kad būtų tenkinamas II tipo fazinis sinchronizmas. Šiame kristale buvo generuojamas superkontinuumo spinduliuotės ir atraminio impulso suminis dažnis. Kristalas buvo pakreiptas į tarpinę padėtį tarp pilno fazinio sinchronizmo statmenos poliarizacijos impulsui ir pilno fazinio sinchronizmo horizontalios poliarizacijos impulsui. Taip buvo daroma norint gauti kaip galima platesnę fazinio sinchronizmo juostą suminio dažnio generacijai, kuris būtų vienodas skirtingos poliarizacijos impulsams. Už BBO kristalo naudojamos apertūros buvo reikalingos norint nufiltruoti likusią atraminio impulso ir superkontinuumo spinduliuotę. Suminio dažnio spinduliuotė paraboliniu veidrodžiu buvo nukreipta į spektrometrą. Šiuo atveju buvo naudojamas „RGB Photonics“ spektrometras. Mikrometrinio tikslumo poslinkio staliukas, ant kurio pastatytas retroreflektorius yra valdomas „Labview“ programa, per kuria jis susietas su spektrometru. Taigi, naudojantis „Labview“ programa retroreflektorius buvo judinamas tolygiai ir taip keičiant atraminio impulso vėlinimą, jis BBO kristale buvo sukertamas su vis kita superkontinuumo spinduliuotės komponente. Matavimai buvo atlikti esant skirtingos poliarizacijos (horizontalios, vertikalios arba tarpinės) superkontinuumo FKŠ kaupinimo impulsams. Taip pat buvo atlikti XFROG matavimai keičiant superkontinuumo kaupinimo impulsų galią.

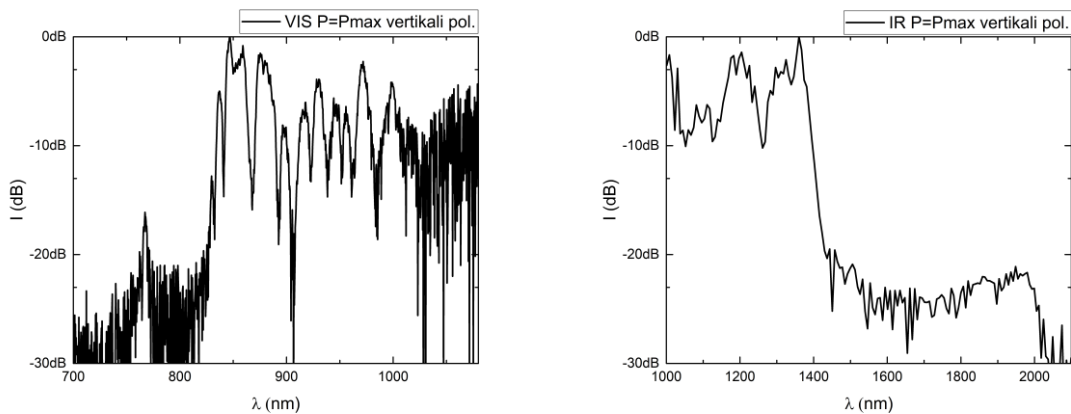
2.1.1 FKŠ dispersijos matavimo rezultatai ir jų aptarimas

Prieš atliekant XFROG matavimus, pirmiausia buvo pamatuoti poliarizaciją išlaikančiam FKŠ sugeneruoto superkontinuumo spektrai, kai superkontinuumo kaupinimo galia šiame eksperimente buvo didžiausia ir lygi $P = 1,47$ W. Iš pradžių matavimai buvo atlikti, kai FKŠ superkontinuumas buvo kaupinamas horizontalios poliarizacijos impulsais. Iš gautų spektrų, infraraudonojoje ir regimojoje srityse, matyti, kad kaupinant horizontalios poliarizacijos impulsais poliarizaciją išlaikančiame FKŠ generuoto superkontinuumo išplitimo ribos yra nuo 750 nm iki 1400 nm (21 pav.). Superkontinuumo spektro staigus sumažėjimas ties 1400 nm gali būti paaiškintas remiantis gamintojo pateiktais duomenimis apie FKŠ nuostolius (20 pav.). Matyti, kad ties šiuo bangos ilgiu labai išauga FKŠ sugertis.

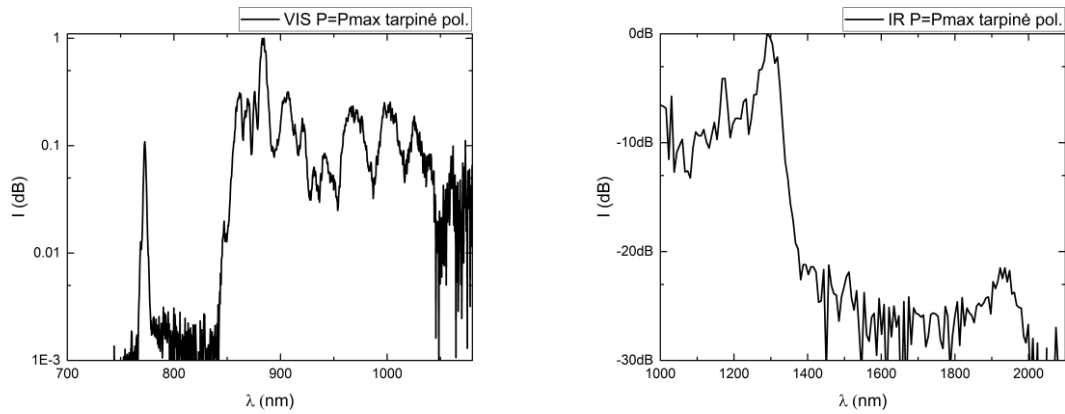


21 pav. Poliarizaciją išlaikančiame FKŠ sugeneruoto superkontinuumo spektrai, kai kaupinama horizontalios poliarizacijos, 1,47 W galios impulsais. Kairėje pusėje spektras užregistruotas regimojoje srityje, dešinėje pusėje spektras užregistruotas infraraudonoje srityje.

Superkontinuumo spektrai, regimojoje ir infraraudonoje srityse, prie tokios pačios galios ($P = 1,47 \text{ W}$) buvo pamatuoti ir kaupinant vertikalios bei tarpinės, tarp vertikalios ir horizontalios, poliarizacijos impulsais. Šiuose spektruose matyti, kad kaupinant tiek vertikalios, tiek tarpinės poliarizacijos impulsais poliarizaciją išlaikančiame FKŠ generuoto superkontinuumo spektras išplito labai panašiai, kaip ir kaupinant horizontalios poliarizacijos impulsais, – maždaug nuo 750 nm iki 1400 nm. Tačiau esant skirtingos poliarizacijos kaupinimui, pamatuotose spektruose yra matomi nežymūs skirtumai: skiriasi atskirų spektro komponentų intensyvumai. Matomi nežymūs skirtumai galėjo atsirasti dėl šiek tiek skirtingos GGD statmenos poliarizacijos impulsams, tiek dėl skirtingų įvedimo nuostolių.

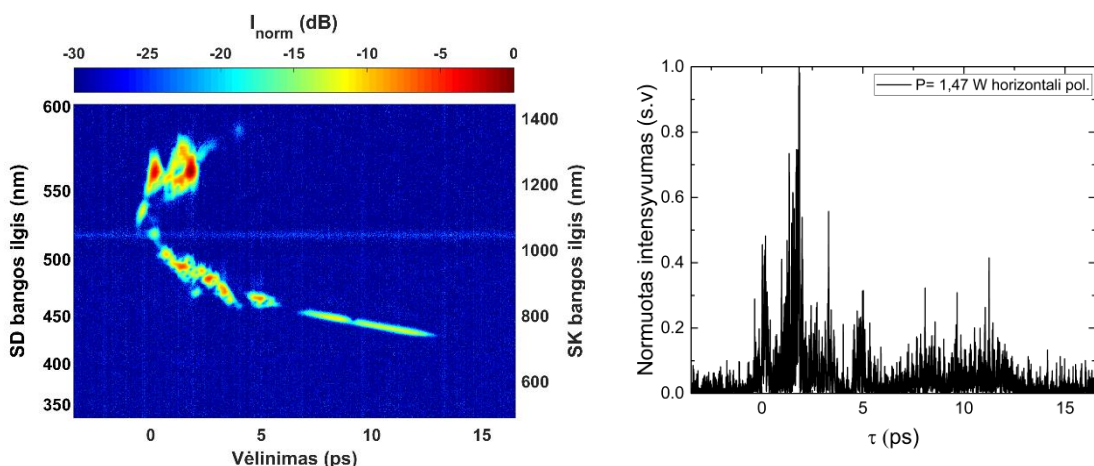


22 pav. Poliarizaciją išlaikančiame FKŠ sugeneruoto superkontinuumo spektrai, kai kaupinama vertikalios poliarizacijos, 1,47 W galios impulsais. Kairėje pusėje spektras užregistruotas regimojoje srityje, dešinėje pusėje spektras užregistruotas infraraudonoje srityje.



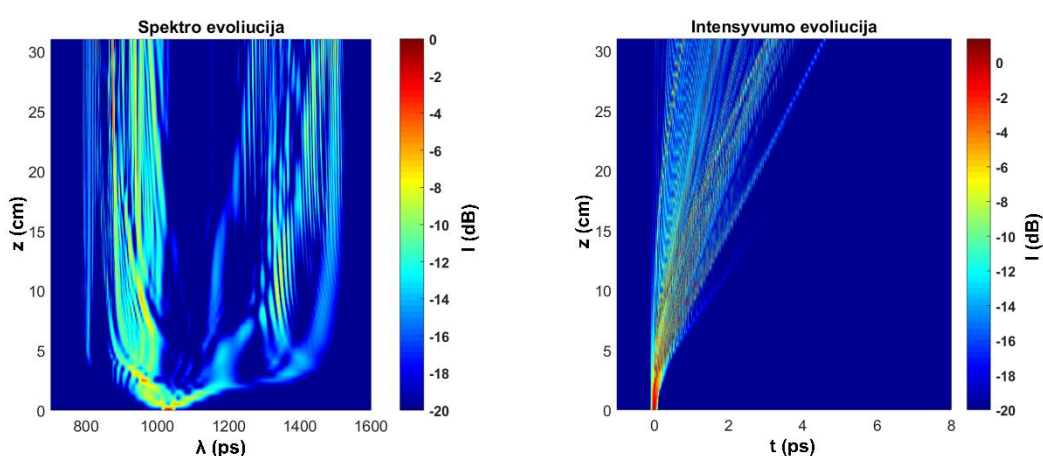
23 pav. Poliarizaciją išlaikančiame FKŠ sugeneruoto superkontinuumo spektrai, kai kaupinama tarpinės (45°) poliarizacijos, 1,47 W galios impulsais. Kairėje pusėje spektras užregistruotas regimojoje srityje, dešinėje pusėje spektras užregistruotas infraraudonoje srityje.

Poliarizaciją išlaikančiame FKŠ sugeneravus superkontinuumo spinduliuotę, ji BBO netiesiniame kristale buvo sukertama su atraminiu 1030 nm bangos ilgio impulsu ir spektrometru matuojant suminio dažnio signalą, keičiant atraminio impulso vėlinimą, buvo atlikti XFROG matavimai. Atlikus šiuos matavimus buvo gautos spektrogramos, vaizduojančios suminio dažnio spektrų priklausomybę nuo atraminio impulso vėlinimo. Kadangi yra žinomas atraminio impulso bangos ilgis, tai galima suskaičiuoti ir suminį dažnį atitinkančius superkontinuumo bangos ilgius. Atlikus matavimus, gautiems rezultatams buvo atlikta ir XFROG analizė, kuri parodo, kas įvykus superkontinuumo generacijai nutinka su impulsu. Pirmiausia XFROG matavimai buvo atlikti, kai superkontinuumo generacijos kaupinimui buvo naudojami horizontalios poliarizacijos impulsai. Šie matavimai buvo atlikti kai kaupinimo galia buvo $P = 1,47$ W. Gauti rezultatai pavaizduoti 24 pav.



24 pav. Kairėje pusėje eksperimentiškai pamatuotas XFROG pėdsakas, o dešinėje XFROG analizės metu atkurta laikinė superkontinuumo struktūra. Rezultatai gauti, kai kaupinama $P = 1,47$ W galios, horizontalios poliarizacijos impulsais.

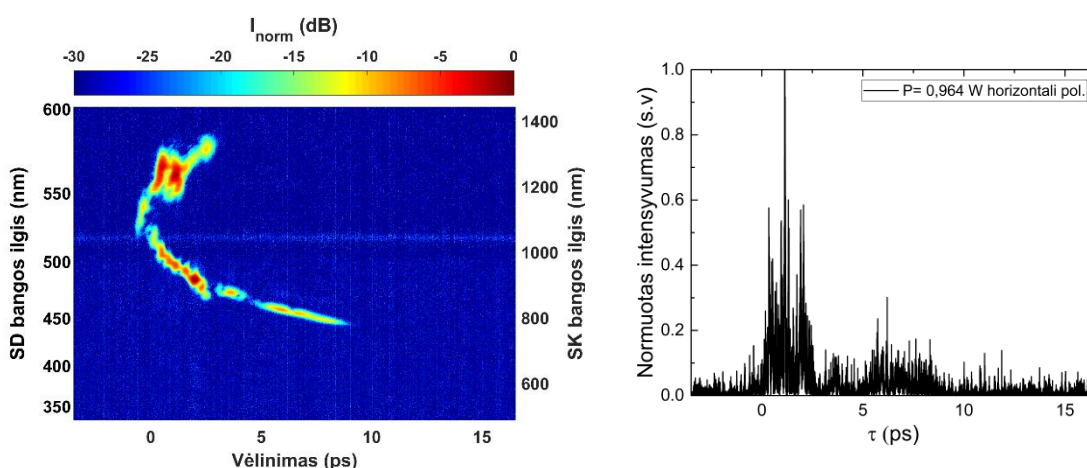
Iš 24 pav. vaizduojamos spektrogramos, vaizduojančios suminio dažnio spektrų priklausomybę nuo atraminio impulso vėlinimo matyti, kad kaupinant horizontalios poliarizacijos impulsais, kurių galia buvo $P = 1,47 \text{ W}$ suminio dažnio sritis apimanti 420 nm – 590 nm bangos ilgių intervalą atitinka superkontinuumo bangos ilgių sritį apimančia 740 nm – 1400 nm bangos ilgių intervalą. Nulinio vėlinimo padėtis pasirinkta taip, kad atitiktų spektrogramoje matomą linkio tašką. Superkontinuumo evoliuciją galima labiau suprasti atlikus teorinį modeliavimą. Kadangi 20 pav. pavaizduotoje FKŠ mikrostruktūrų nuotraukoje, kuri daryta skenuojančių elektronų mikroskopu nėra matyti jokios asimetrijos, kuri galėtų lemti skirtingą GGD skirtingos poliarizacijos impulsas, tai darant teorinį modeliavimą nebuvo atsižvelgta į kaupinimo impulsu poliarizaciją. Gauti rezultatai, vaizduojantys spektro bei impulso intensyvumo evoliucija pavaizduoti 25 pav.



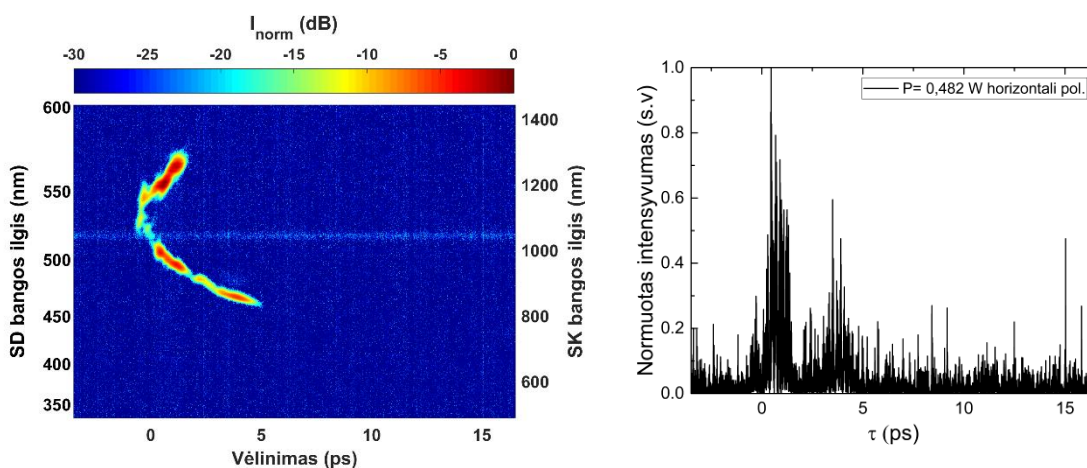
25 pav. Superkontinuumo spektro evoliucija (kairėje) ir impulso intensyvumo evoliucija (dešinėje), sklindant išilgai poliarizaciją išlaikančiam FKŠ, kai kaupinama $P = 1,47 \text{ W}$ galios impulsu.

Iš spektro ir impulso intensyvumo evoliucijos matyti, kad nors kaupinimo spinduliuotė yra normalioje dispersijos srityje, tačiau vis tiek formuojasi solitonai, kuris paskui skyla. Taip yra todėl, kad kaupinimo bangos ilgis yra arti dispersijos nuliui, taigi įleidus impulsą į šviesolaidį, pirmiausia spektras plečiasi dėl fazės moduliavimo ir tada, kai atsiranda spektro komponentių, kurios yra ties FKŠ dispersijos nuliui ir ties anomalio GGD sritimi, susiformuoja solitonai. Šis solitonai susiformuoja tuomet, kai fazės moduliavimas dėl netiesiškumo yra kompensuojamas fazės moduliavimo dėl anomalios GGD. Šiam solitonui nusklidus nedidelį atstumą jis skyla į fundamentinius solitonai ir dispersines bangas, kurios sklinda normalioje GGD srityje. Būtent tuo metu, kai įvyksta aukštesnės eilės solitono skilimas atsiranda beveik visos superkontinuumo spinduliuotės spektro komponentės. Anomalioje grupinių greičių srityje plitimas į ilgesnių bangos ilgių sritį, nes vyksta solitono savaiminis dažnio poslinkis dėl Ramano sklaidos. Įvykus superkontinuumo generacijai spektras beveik nebeplinta, nes susidariusių pagrindinių solitonų ir dispersinių bangų intensyvumas yra per mažas, kad vyktu tolesnė netiesinė sąveika, tačiau laikinis atstumas tarp jų didėja dėl GGD. Tai, kad superkontinuumo generacija įvyksta tuo metu, kai

anomalioje GGD srityje susiformavę solitonai skyla į fundamentinius solitonus ir normalioje GGD srityje sklindančias dispersines bangas yra matoma iš XFROG analizės metu atkurtos laikinės superkontinuumo struktūros (24 pav. dešinėje). Joje didelio intensyvumo smailės atitinka fundamentinius solitonus, kurie susiformavo po aukštesnės eilės solitono skilimo, o labai mažo intensyvumo smailės atitinka dispersines bangas. Šios dispersinės bangos sklinda tik į vieną pusę, nes eksperimente naudotas poliarizaciją išlaikantis FKŠ turi tik vieną dispersijos nulį atitinkantį bangos ilgį. Superkontinuumo kaupinimui naudojant horizontalios poliarizacijos impulsą matavimai buvo atlikti ir kai kaupinimo impulsų galia buvo $P = 0,964$ W ir $0,482$ W. Gauti rezultatai pateikti 26 – 27 pav.



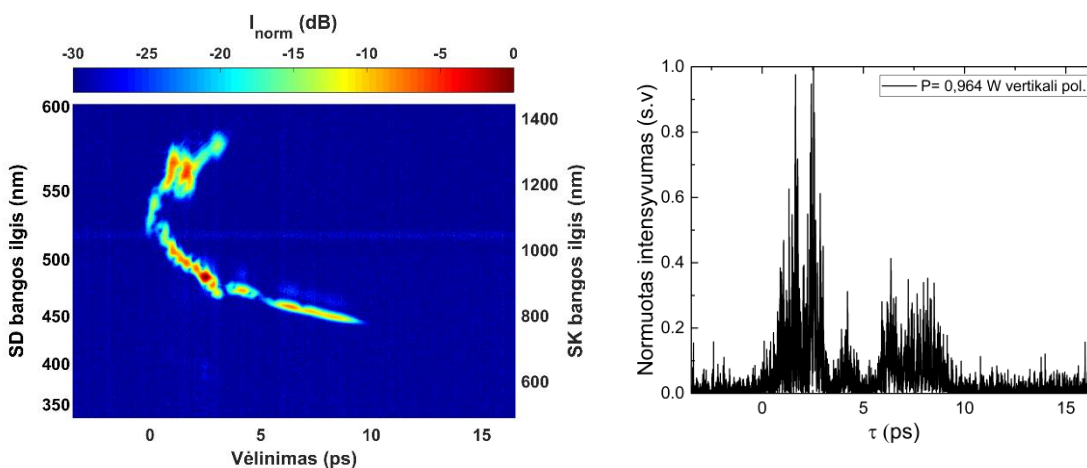
26 pav. Kairėje pusėje eksperimentiškai pamatuotas XFROG pėdsakas, o dešinėje XFROG analizės metu atkurta laikinė superkontinuumo struktūra. Rezultatai gauti, kai kaupinama $P = 0,964$ W galios, horizontalios poliarizacijos impulsais.



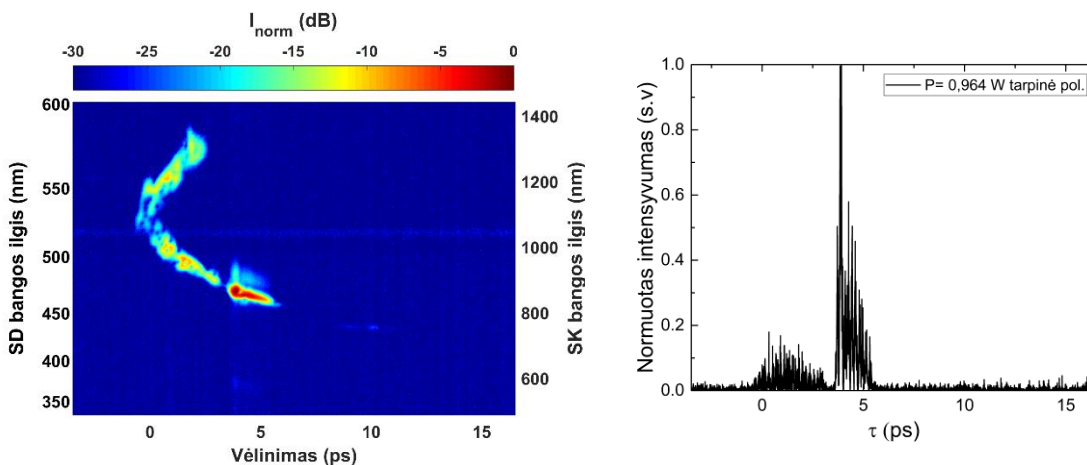
27 pav. Kairėje pusėje eksperimentiškai pamatuotas XFROG pėdsakas, o dešinėje XFROG analizės metu atkurta laikinė superkontinuumo struktūra. Rezultatai gauti, kai kaupinama $P = 0,482$ W galios, horizontalios poliarizacijos impulsais.

Iš gautų rezultatų matyti, kad mažinant superkontinuumo kaupinimo galią suminio dažnio sritis mažėja, nes superkontinuumo spektras siaurėja. Taip yra todėl, kad mažėjant kaupinimo galiai

silpnėja netiesinė sąveika: esant mažesniai intensyvumui susiformuoja mažesnės eilės solitonai, kuriam skylančiam atsiranda mažiau fundamentinės eilės solitonų ir išspinduliuotų dispersinių bangų dažnis yra mažesnis, taigi superkontinuumo spektras išplinta mažiau. Iš gautų rezultatų matosi, kad net ir esant mažoms superkontinuumo galioms, energijos yra pakankamai, kad vyktų solitonų formavimasis ir skilimas į fundamentinius solitonus bei dispersines bangas. Prie 0,964 W superkontinuumo kaupinimo galių ($P = 1,47\text{ W}$, $0,964\text{ W}$ ir $0,482\text{ W}$) matavimai buvo atlikti ir esant vertikaliai bei tarpinei (pasuktos 45° kampu, tarp horizontalios ir vertikalios poliarizacijų), poliarizacijos impulsais, kadangi būtent jie buvo naudojami FKŠ GGD nustatymui. Gauti rezultatai pavaizduoti 28–29 pav.



29 pav. Kairėje pusėje eksperimentiškai pamatuotas XFROG pėdsakas, o dešinėje XFROG analizės metu atkurta laikinė superkontinuumo struktūra. Rezultatai gauti, kai kaupinama $P = 0,964\text{ W}$ galios, vertikalios poliarizacijos impulsais.



28 pav. Kairėje pusėje eksperimentiškai pamatuotas XFROG pėdsakas, o dešinėje XFROG analizės metu atkurta laikinė superkontinuumo struktūra. Rezultatai gauti, kai kaupinama $P = 0,964\text{ W}$ galios, tarpinės (45°) poliarizacijos impulsais.

28 – 29 pav. vaizduojamose spektrogramose ir XFROG analizės metu atkurtose laikinėse struktūrose yra matoma, kad kai superkontinuumo generacijos kaupinimui, poliarizaciją

išlaikančiam FKŠ, buvo naudota vertikalios arba tarpinės poliarizacijos impulsai, gauti rezultatai mažai skiriasi nuo rezultatų, kai superkontinuumo kaupinimui naudojama horizontalios poliarizacijos impulsai. Tačiau, tiek iš spektrogramų vaizduojančių XFROG pėdsaką, tiek iš XFROG analizės metu atkurtų laikinių superkontinuumo struktūrų matyti, kad kaupinant vertikalios arba tarpinės poliarizacijos impulsais, solitonų ir dispersinių bangų intensyvumai truputi skiriasi, lyginant su horizontalios poliarizacijos impulso kaupinimo atveju, esant atitinkamos galioms. Šie skirtumai galėjo atsirasti, dėl šiek tiek skirtingos GGD skirtingos poliarizacijos impulsams ir skirtingų įvedimo nuostolių. Taip pat matyti, kad kai superkontinuumas kaupinamas tarpinės, tarp vertikalios ir horizontalios, poliarizacijos impulsais, pats XFROG pėdsakas yra pakankamai vientisas ir jame nesimato jokio skilimo į dvi dalis, kurios atitiktų statmenas poliarizacijas, todėl galima sakyti, kad skirtingos poliarizacijos išsiskiria labai mažai ir jų išsiskyrimas yra toks mažas, kad jo XFROG pėdsake nesimato.

Įvykus superkontinuumo generacijai ir solitonams skilus į pagrindinius solitonus bei dispersines bangas, superkontinuumo spektras daugiau neplinta, nes susidariusiu solitonų ir dispersinių bangų intensyvumai yra per maži, kad vyktu tolesnė netiesinė sąveika, taigi, galima teigti, kad toliau vyksta kvazitiesinis sklidimas ir superkontinuumo spektrą sudarančios spektro komponentės toliau laike išsiskiria tik dėl FKŠ GGD, todėl tai suteikia galimybę pamatuoti FKŠ dispersijos parametą. Dispersijos parametras yra nustatomas iš XFROG matavimo metu gautos spektrogramos, vaizduojančios suminio dažnio spektro priklausomybę nuo atraminio impulso vėlinimo. Kadangi yra žinomas atraminio impulso bangos ilgis, tai suminį dažnį atitinkantis superkontinuumo bangos ilgis buvo nesunkiai suskaičiuojamas:

$$\lambda = \frac{\lambda_{at}\lambda_s}{\lambda_s - \lambda_{at}}, \quad (34)$$

kur λ_{at} – atraminio impulso bangos ilgis ir λ_s – suminio dažnio bangos ilgis. Tuomet XFROG pėdsakas buvo aproksimuojamas polinomu, taip, kad aproksimacijos kreivė buvo brėžiama per didžiausio intensyvumo taškus, atitinkančius tam tikrą atraminio impulso vėlinimą. Atraminio impulso vėlinimas, atitinkantis kiekvieną superkontinuumo spektro komponentę yra:

$$\tau(\lambda) = \frac{L}{v_g(\lambda)} - \frac{L}{v_g(\lambda_{at})} = \frac{L}{c} n_g(\lambda) - \frac{L}{c} n_g(\lambda_{at}) = \frac{L}{c} \Delta n_g(\lambda). \quad (36)$$

Iš vėlinimo $\tau(\lambda)$ yra išsireikiamas grupinio lūžio rodiklio skirtumas $\Delta n_g(\lambda)$:

$$\Delta n_g(\lambda) = \frac{c\tau(\lambda)}{L}. \quad (37)$$

Tada kiekvienai superkontinuumo spektro komponentei grupinis lūžio rodiklis yra:

$$n_g(\lambda) = n_g(\lambda_{at}) + \frac{c\tau(\lambda)}{L} = n_g(\lambda_{at}) + \Delta n_g(\lambda). \quad (38)$$

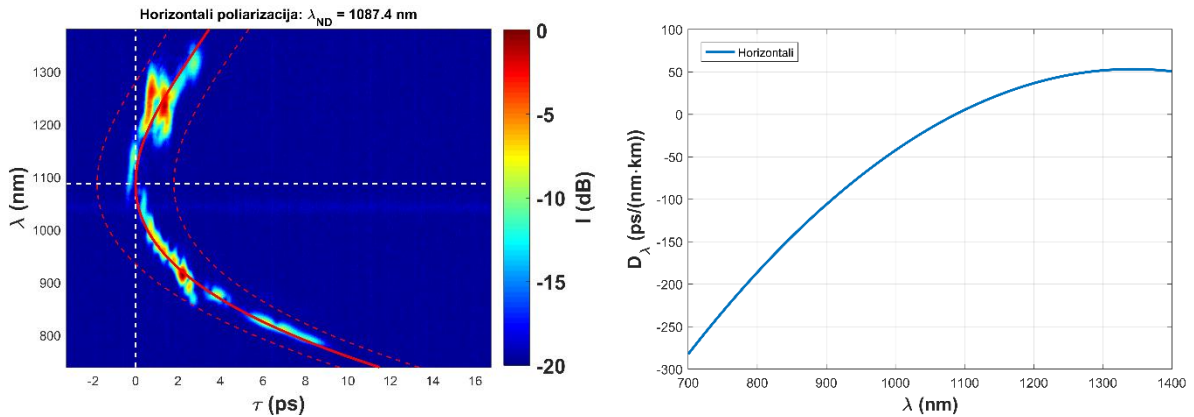
FKŠ dispersijos parametras yra skaičiuojama taip:

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2 k}{d\omega^2} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \quad (39)$$

Grupinį lūžio $n_g(\lambda)$ rodiklį užrašius: $n_g(\lambda) = n - \lambda dn/d\lambda$ ir pasinaudojus (36)-(38) išraiškomis bei išdiferencijavus pagal (39) formulę, gaunasi, kad FKŠ dispersijos parametras yra lygus [49]:

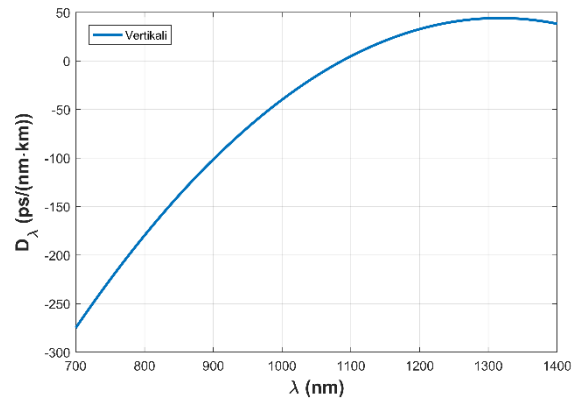
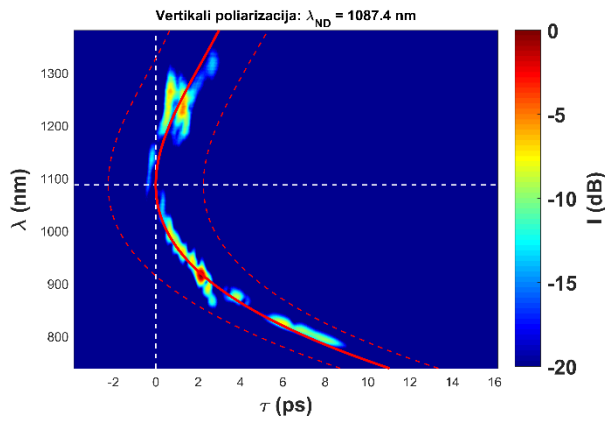
$$D_\lambda = \frac{1}{L} \frac{d\tau(\lambda)}{d\lambda}. \quad (40)$$

Dispersijos parametrai nustatyti buvo pasirinktos XFROG spektrogramos, kai kaupinimo impulsų galia buvo $P = 0,964$ W, nes taip tiksliausia buvo nubrėžta aproksimacijos kreivė per XFROG pėdsaką. Pirmiausia dispersijos skaičiavimai buvo atlikti, kai kaupinimui buvo naudojama horizontalios poliarizacijos impulsai. Gauti rezultatai pateikti 30 pav.

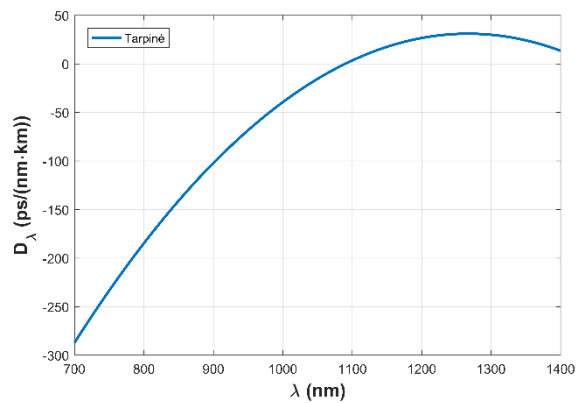
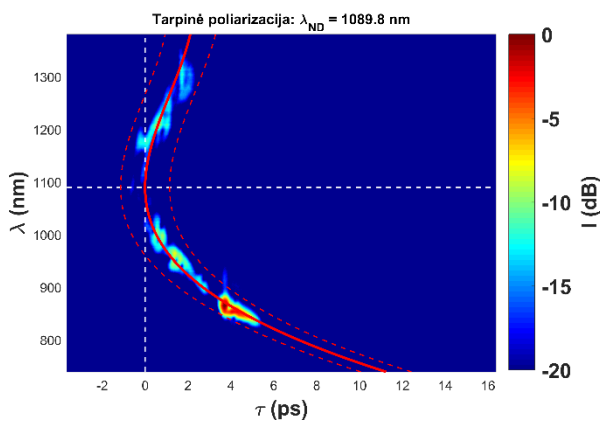


30 pav. Kairėje XROG pėdsakas aproksimuotas polinomu. Raudona kreivė – aproksimacijos kreivė, raudonos punktyrinės kreivės žymi neapibrėžtumo sritis. Dešinėje pusėje suskaičiuota dispersijos kreivė. Vaizduojami rezultatai, kai kaupinama horizontalios poliarizacijos impulsais, kurių galia $P = 0,964$ W.

Iš gautų rezultatų matome, kad aproksimavus trečiojo laipsnio polinomu XFROG pėdsaką taip, kad aproksimacijos kreivė būtų brėžiama per didžiausio intensyvumo taškus, esant atitinkamam atraminio impulso vėlinimui, yra matomas linkio taškas. Šis taškas žymi bangos ilgį, kuriam dispersijos parametras yra lygus nuliui. Šiuo atveju dispersijos parametras yra lygus nuliui, kai $1087,4 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$. Iš dispersijos kreivės matome, kad, bangos ilgiams, esantiems mažesniems nei dispersijos nulis, dispersijos parametras yra neigiamas, tai reiškia, kad šioms bangos ilgiams dispersija yra normali. Bangos ilgiams, kurie yra didesni nei bangos ilgis, kuriam dispersija yra lygi nuliui, dispersijos parametras yra teigiamas ir tai atitinka anomalia GGD sritį. Dispersijos parametras, esant tai pačiai kaupinimo galiai ($P = 0,964$ W) buvo įvertintas ir kai kaupinimo impulsai yra vertikalios bei tarpinės poliarizacijos. Gauti rezultatai pavaizduoti 31 – 32 pav.

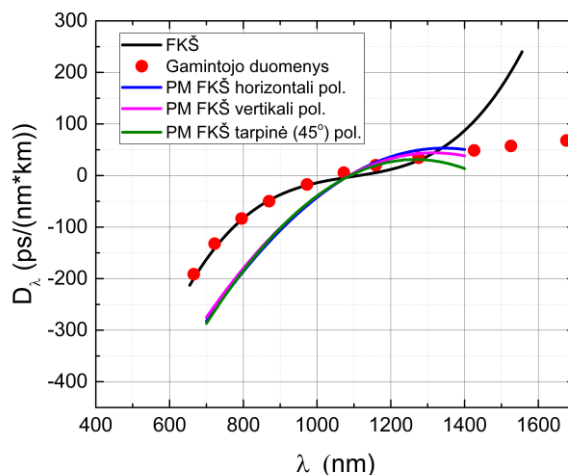


31 pav. Kairėje XROG pėdsakas aproksimuotas polinomu. Raudona kreivė – aproksimacijos kreivė, raudonos punktyrinės kreivės žymi neapibrėžtumo sritis. Dešinėje pusėje suskaičiuota dispersijos kreivė. Vaizduojami rezultatai, kai kaupinama vertikali polarizacijos impulsais, kurių galia $P = 0,964$ W.



32 pav. Kairėje XROG pėdsakas aproksimuotas polinomu. Raudona kreivė – aproksimacijos kreivė, raudonos punktyrinės kreivės žymi neapibrėžtumo sritis. Dešinėje pusėje suskaičiuota dispersijos kreivė. Vaizduojami rezultatai, kai kaupinama tarpinės (45°) polarizacijos impulsais, kurių galia $P = 0,964$ W.

Iš gautų rezultatų matyti, kad dispersijos kreivė skyrėsi labai nedaug. Tiek vertikali, tiek horizontali polarizacijos atveju dispersijos nulis buvo lygus $1087,4 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$. Gauti rezultatai taip pat buvo palyginti su gamintojo pateiktais duomenimis, bei kito šviesolaidžio dispersijos kreive, kurio geometriniai parametrai tokie patys, tik jis yra neišlaikantis polarizacijos. Gauti rezultatai pavaizduoti 33 pav.



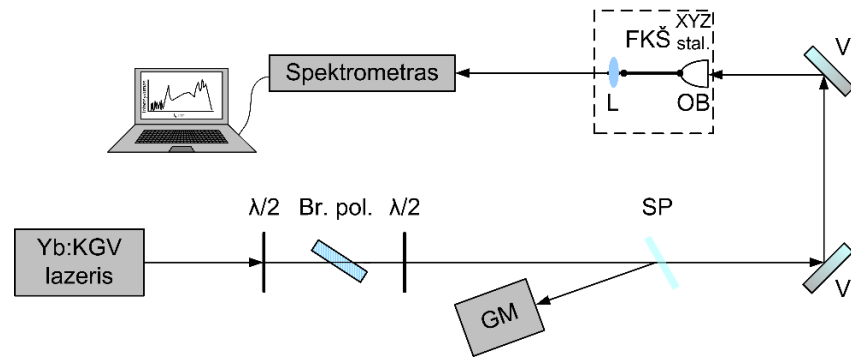
33 pav. FKŠ dispersijos kreivės. Raudoni taškai vaizduoja gamintojo pateiktus duomenis; mėlyna kreivė – poliarizacija išlaikančiam FKŠ, kai kaupinama horizontalios poliarizacijos impulsais; rožinė kreivė – poliarizacija išlaikančiam FKŠ; kai kaupinama vertikalios poliarizacijos impulsais, žalia kreivė – poliarizacija išlaikančiam FKŠ, kai kaupinama tarpinės poliarizacijos impulsais ir juoda kreivė vaizduoja poliarizacijos neišlaikančio FKŠ dispersijos kreivę.

Palyginus dispersijos kreives, kai kaupinama skirtingos poliarizacijos impulsais, matyti, kad jos skiriasi labai nežymiai, dispersijos nulis yra ties tuo pačiu bangos ilgiu. Taigi, galima teigti nėra dvejetainis, ką galima matyti ir iš 19 pav. matomos FKŠ mikrostruktūrų nuotraukos, darytos skenuojančių elektronų mikroskopu. Taip pat galima teigti, kad šviesolaidis labai silpnai išlaiko poliarizaciją ir atlikus XFROG matavimus, matyti, kad šis skirtumas yra toks mažas, kad neišeina išskirti skirtumų dispersijos kreivėse, pamatuotose skirtingos poliarizacijos impulsams. Palyginus gautus rezultatus su gamintojo pateiktais duomenimis, matyti, kad dispersinės kreivės pakankamai gerai sutampa anomalioje GGD srityje. Palyginus poliarizaciją išlaikančio ir poliarizaciją neišlaikančio FKŠ dispersijos kreives, matyti kad dispersijos nulis yra beveik ties tuo pačiu bangos ilgiu, tačiau pačios dispersijos kreivės yra skirtingos. Šis skirtumas gali būti nulemtas skirtingos geometrinės struktūros.

2.2 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimas

2.2.1 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimo eksperimento schema

Šiame eksperimente FKŠ netiesinis lūžio rodiklis buvo įvertintas, atliekant iš šviesolaidžio išėjusių ir dėl fazės moduliavimosi išplitusių impulsų spektrų analizę. Šio eksperimento principinė matavimo schema pavaizduota 34 pav.

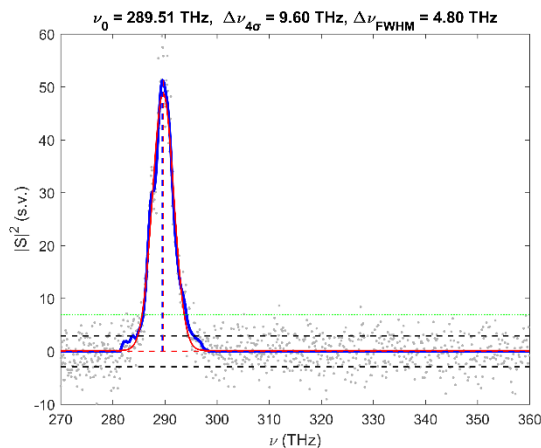


34 pav. Netiesinio lūžio rodiklio poliarizaciją išlaikančiam FKŠ principinė matavimo schema: $\lambda/2$ – pusės bangos ilgio plokštelės; Br. pol. – Briusterio poliarizatorius; SP – stiklo plokštelė; GM – galios matuoklis; V – dielektriniai veidrodžiai; OB – mikroskopo objektyvas; XYZ stal. – XYZ staliukas; FKŠ – fotoninių kristalų šviesolaidis; L – asferinis lęšis.

Kaupinimo impulsų šaltinis, kaip ir dispersijos matavimo eksperimente, buvo „Šviesos konversijos“ gaminamas „Flint“ femtosekundinis Yb:KGV lazerinis osciliatorius, kuris generuoja 90 fs trukmės impulsus. Kaupinimo impulsų spektras, pamatuotas „RGB Photonics“ spektrometru, pavaizduotas 35 pav. Iš pamatuoto spektro matyti, kad centinis kaupinimo impulso dažnis yra $\nu_0 = 289,51$ THz ir tai atitinka 1036 nm centrinį bangos ilgį. Kadangi kaupinimo impulso spektro forma neatitinka idealaus Gauso impulso formos, tai spektro plotis randamas įvertinus standartinę nuokrypį nuo centrinės vertės:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} (\nu - \nu_0)^2 |S(\nu)|^2 d\nu, \quad (41)$$

$S(\nu)$ – spektrinis tankis, $N = \int_{-\infty}^{\infty} |S(\nu)|^2 d\nu$. Tada spektro plotis yra įvertinamas kaip $\Delta\nu = 4\sigma$ ir yra lygus 9,6 THz. Gauso impulso atveju, dažnių intervale $(\nu_0 - 2\sigma, \nu_0 + 2\sigma)$, po 4σ kreivė telpa 95% impulso energijos. Spektro plotis pusės aukštyje nuo maksimalios vertės yra 1,7 karto mažesnis ir lygus 4,8 THz.



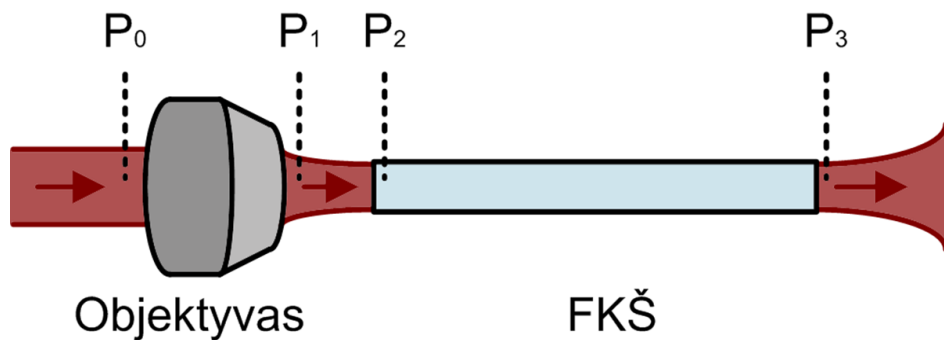
35 pav. Kaupinimo impulso spektras. Smulkūs taškai – išmatuotas spektras, mėlyna ištisinė kreivė – išmatuotas spektras su nufiltruotais aukšto dažnio triukšmais, raudona ištisinė kreivė – Gauso impulsu aproksimuotas spektras.

Atliekant eksperimentą į kaupinimo impulsų poliarizacijos kryptį atsižvelgta nebuvo, nes atlikus dispersijos matavimus, buvo nustatyta, kad šviesolaidis nėra dvejetainis. Kaupinimo impulsų galia keičiama atenuatoriumi sudarytu iš pusės bangos ilgio plokštelės ir Briusterio tipo poliarizatoriaus. Kaupinimo impulsų galia buvo įvertinta, matuojant nuo plonos stiklo plokštelės dėl Frenelio atspindžių atspindėto pluošto galią. Išmatavus praėjusio ir atspindėto pluošto galias ir suskaičiavus jų santykį, kaupinimo impulso galia yra lygi:

$$P_0 = bP_a, \quad (42)$$

kur b – praėjusio pro stiklo plokštelę pluošto galios santykis su atspindėto nuo stiklo plokštelės pluošto galia, P_a – atspindėto pluošto galia. Kaupinimo impulsai dviem veidrodžiais buvo nukreipiamas į objektyvą, kuris pastatytas ant didelio tikslumo XYZ staliuko ir yra skirtas sufokusuoti superkontinuumo kaupinimo spinduliuotę į FKŠ. Dviem veidrodžiais suderinus, kad pluoštas per objektyvą eitu tiesiai į šviesolaidžio laikiklį esantį ant XYZ staliuko buvo įstatytas FKŠ. Paderinus XYZ staliuko padėtis į šviesolaidį buvo įvesta šviesa. Šiame eksperimente buvo naudojamas tas pats „NKT Photonics“ gaminamas pirmo tipo poliarizaciją išlaikantis FKŠ, kuriam buvo atlikti dispersijos matavimai ir iš kurių gauta, kad kaupinimo impulso centriniam bangos ilgiui dispersijos parametras yra lygus $D_\lambda = -23,5$ ps/nm*km. Įvertinus FKŠ dispersinį ilgį ($L_d = \frac{\tau_0^2}{2GGD} = 30,2$ cm, kur τ_0 – impulso trukmė, GGD išreiškiama iš dispersijos parametro, pagal (20) formulę), buvo pasirinktas daug trumpesnio, 3 cm ilgo šviesolaidis. Iš FKŠ išėję impulsai buvo kolimuojami lęšiu ir keičiant kaupinimo impulsų galią, buvo matuojami iš FKŠ išėjusių impulsų, išplitusių dėl fazės moduliavimosi, spektrai „RGB Photonics“ spektrometru. Gauti rezultatai buvo lyginami su teorinio modeliavimo rezultatais.

Prieš atliekant spektro matavimus ir skaitinį modeliavimą labai svarbu tiksliai įvertinti kaupinimo galią, kuri įvedama į FKŠ. Tam buvo atlikti galios už objektyvo P_1 , įvedamos P_2 ir išvedamos iš FKŠ P_3 galių įvertinimai. Principinė schema pavaizduota 36 pav.



36 pav. Galios matavimų principinė schema.

Išmatavus kaupinimo impulsų galią prieš objektyvą P_0 ir už objektyvo P_1 , buvo įvertintas objektyvo pralaidumas. Buvo gauta, kad objektyvo pralaidumas kaupinimo impulsui, kurio centrinis bangos ilgis yra 1036 nm, yra 50%. Toliau buvo išmatuota iš šviesolaidžio išeinančių impulsų galia P_3 . Eksperimente naudojamo FKŠ nuostoliai yra 3 dB/km, taigi šviesolaidyje sklidimo nuostoliai yra labai maži bei dėl labai trumpo jo ilgio (3 cm) galima daryti prielaidą, kad jie praktiškai nepasireiškia ir juos galima ignoruoti. Tada galima laikyti, kad į FKŠ įvedami impulsai patiria tik įvedimo nuostolius ir įvedimo galia apytiksliai lygi išvedimo galiai ($P_2 \approx P_3$). Kadangi iš šviesolaidžio išėjusių impulsų galia buvo išmatuota tik prie didžiausios kaupinimo impulsų galios ($P_0 = 2239$ mW) ir buvo lygi $P_3 = 350$ mW, tai į FKŠ įvedamų impulsų galia buvo įvertinama pagal tiesinį aproksimacijos dėsnį $P_2 = bP_1$, kur b – santykis iš šviesolaidžio išėjusių impulsų galia P_3 su impulsų už objektyvo galia P_1 , kai kaupinimo impulsų galia buvo didžiausia

2.2.2 Teorinis modelis spektro plitimui modeliuoti ir įvertinti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį

Teoriškai modeliuojamo 90 fs trukmės, 1036 nm centrinio bangos ilgio ($\nu_0 = 289,51$ THz centrinio dažnio) kaupinimo impulso spektro plotis, randamas įvertinus standartinį nuokrypį nuo centrinės vertės. Tokio kaupinimo impulso spektro plotis po kuriuo telpa 95 % Gauso impulso energijos yra 8,3 THz o spektro plotis pusės aukštyje nuo maksimumo vertės yra 4.9 THz. Eksperimente naudojamo šviesolaidžio parametrai, kurie reikalingi atliekant teorinį modeliavimą yra pateikti pirmoje lentelėje.

1 lentelė: Fotoninių kristalų šviesolaidžio parametrai naudoti teoriniame modelyje.

Ilgis	3 cm
Fazinis lūžio rodiklis	1,4601 @ 1036 nm
Grupinis lūžio rodiklis	1,4854 @ 1036 nm
GGD koeficientas $g; D_\lambda$	0,0134 fs ² /μm; -0,0235 fs/ μm ²
Trečios eilės dispersijos koeficientas h	0,1471 fs ³ /μm
Efektinis FKŠ fundamentinės modos plotas	14,5 μm ²

Fazinis lūžio rodiklis ir efektinis FKŠ fundamentinės modos plotas buvo rasti, atliekant teoriniam įvade aptartą geometrinę mikrostruktūrų analizę, kurioje buvo analizuojama 20 pav. pavaizduota eksperimente naudoto FKŠ mikrostruktūrų nuotrauka. Nustačius fazinį lūžio rodiklį yra randamas grupinis lūžio rodiklis:

$$n_g = n - \lambda \frac{dn_f}{d\lambda}, \quad (43)$$

ir trečios eilės dispersija:

$$h = - \left(\frac{\lambda}{2\pi c} \right)^2 \frac{1}{c} \left(3\lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda^3 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right). \quad (44)$$

GGD dispersijos parametras D_λ buvo įvertintas atlikus eksperimentą, kuris aprašytas prieš tai esančiame skyriuje. GGD dispersijos koeficientas g randamas iš dispersijos parametro $g = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D_\lambda$. Atliekant teorinį modeliavimą buvo sprendžiama lygtis, kuri aprašo kaip impulsui keliaujant šviesolaidžiu keičiasi jo gaubtinės amplitudė A :

$$\frac{\partial A}{\partial \zeta} = iD_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - D_3 \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} - i\sigma |A|^2 A - \beta_n \frac{\partial}{\partial \tau} (|A|^2 A) + i\gamma_n \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} (|A|^2 A). \quad (45)$$

ζ – į šviesolaidžio ilgi normuota koordinatė, $\tau = \frac{t}{\tau_0}$ – normuotas laikas, τ_0 – impulso trukmė.

D_2 ir D_3 yra bedimensiniai dydžiai aprašantys atitinkamai antros bei trečios eilės dispersijas ir yra išreiškiami:

$$D_2 = \frac{gL}{2\tau_0^2}, \quad (45)$$

$$D_3 = \frac{hL}{6\tau_0^3}. \quad (46)$$

Čia L yra šviesolaidžio ilgis. (45) lygtyje σ aprašo saviveiką (Kero efektą ir jo lemiamą fazės moduliavimosi reiškinį) bei netiesinę sugertį:

$$\sigma = \frac{2\pi L}{\lambda_0} (n_2 - i\alpha_2) I_0, \quad (47)$$

α_2 – netiesinės sugerties koeficientas, I_0 – smailinis intensyvumas. β_n aprašo netiesinį grupinį greitį: tai reiškia, kad impulso grupinis greitis priklauso nuo intensyvumo, nes keičiasi medžiagos lūžio rodiklis dėl Kero efekto:

$$\beta_n = \frac{L}{c\tau_0} \left(\frac{n_g}{n} (n_2 - \alpha_2) + \omega_0 (n'_2 - i\alpha'_2) \right) I_0. \quad (48)$$

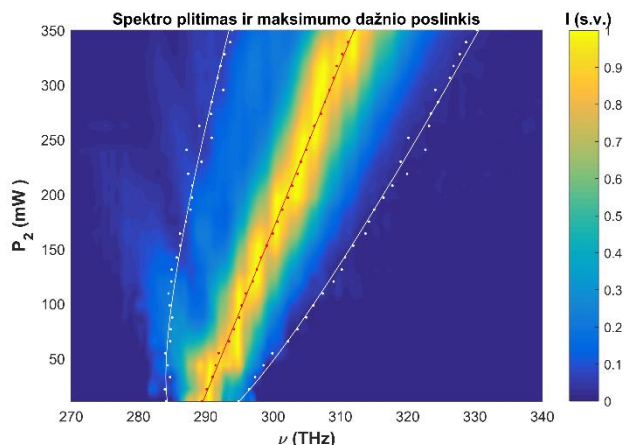
Čia $n'_2 = \frac{dn_2}{d\omega}$ ir $\alpha'_2 = \frac{d\alpha_2}{d\omega}$ atitinkamai yra netiesinio lūžio rodiklio ir netiesinės sugerties koeficiento dispersijos, kurios aprašo kaip keičiasi netiesinis lūžio rodiklis ir netiesinė sugertis keičiantis šviesos dažniui. Kadangi grupinis greitis ima priklausyti nuo intensyvumo atsiranda netiesinė antros eilės dispersija γ_n :

$$\gamma_n = \frac{Ln_g}{c\tau_0^2 n} (n'_2 - i\alpha'_2) I_0. \quad (9)$$

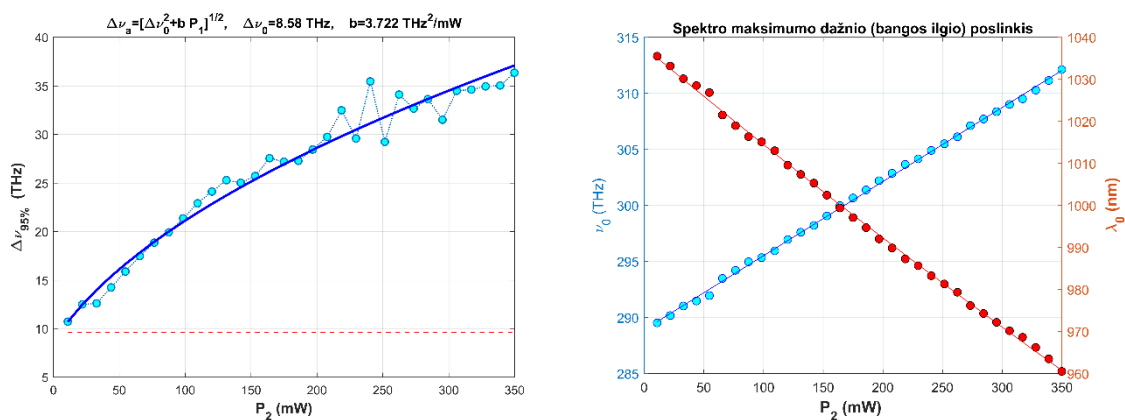
Atliekant teorinį modeliavimą buvo keičiamos n_2 ; α_2 ; n'_2 ir α'_2 vertės, tol, kol teoriškai gauti rezultatai kaip galima geriau sutapo su eksperimentiškais. Taigi, atlikus eksperimentą, galima buvo nustatyti ne tik netiesinį lūžio rodiklį, bet ir netiesinės sugerties koeficientą bei šių dydžių dispersijas.

2.2.2 FKŠ netiesinio lūžio rodiklio matavimo rezultatai ir jų aptarimas

Atliekant eksperimentą buvo matuojami iš FKŠ išėjusių impulsų spektrai, keičiant kaupinimo impulsų galią. Įvertinus į FKŠ įvedamų impulsų galią pagal 36 pav. pavaizduotą matavimo metodą, buvo gauta, kad kaupinio impulso galia P_2 buvo keičiama nuo 10,94 mW iki 350 mW. Eksperimento rezultatai pavaizduoti 37 – 38 pav.



37 pav. Spektrų priklausomybė nuo į FKŠ įeinančių impulsų galios. Sujungti balti taškai – spektro plotis randamas įvertinus standartinį nuokrypį nuo centrinės vertės, sujungti raudoni taškai – centrinis maksimumo dažnis.

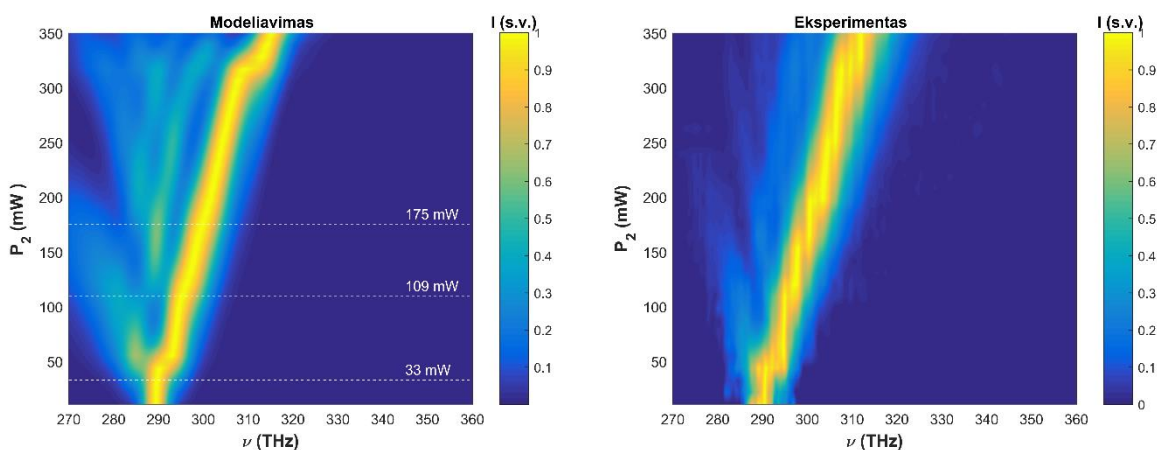


38 pav. Kairėje – spektro pločio priklausomybė nuo į FKŠ įeinančių impulsų galios (sujungti mėlyni taškai). Mėlyna kreivė yra aproksimacijos kreivė o raudona punktyrinė tiesė žymi kaupinimo impulso spektro plotį (9,6 THz). Dešinėje – centrinio maksimumo dažnio (sujungti mėlyni taškai) ir centrinio bangos ilgio (sujungti raudoni taškai) priklausomybė nuo į FKŠ įeinančių impulsų galios .

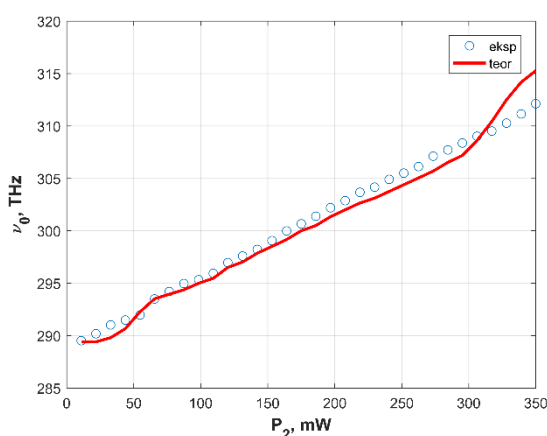
Iš gautų rezultatų pavaizduotų 37 pav. ir 38 pav. kairėje matyti, kad didinant į FKŠ įvedamų impulsų galią, jų spektras plinta dėl fazės moduliavimosi. Esant didžiausiai į FKŠ įvedamų impulsų galiai, spektro plotis buvo 36,34 THz taigi, lyginant su kaupinimo impulso spektro pločiu matyti, kad spektras išplito nedaug – nuo 9,6 THz iki 36,34 THz. Taip yra todėl, kad naudojamas labai trumpas šviesolaidis. Iš spektrų priklausomybės nuo į šviesolaidį įvedamų impulsų galios (40 pav.)

taip pat matyti, kad centrinis maksimumo dažnis didinant kaupinimo impulsų galią slenka į didesnių dažnių (trumpesnių bangos ilgių) sritį. 41 pav. dešinėje pavaizduotoje centrinio maksimumo dažnio priklausomybėje nuo kaupinimo impulsų galios yra matoma, kad į FKŠ įvedamų impulsų galią padidinus nuo 10,94 mW iki 350 mW centrinis maksimumo dažnis pasislinko nuo 289,6 THz vertės prie 312,1 THz. Taigi, galima pastebėti, kad centrinis maksimumo dažnis į didesnių dažnių sritį padidinus į FKŠ įvedamų impulsų galią maždaug 10 mW pasislenka maždaug 0,7 THz. Toks centrinio dažnio poslinkis į didesnių dažnių (trumpesnių bangos ilgių) sritį dar nebuvo nagrinėtas. Taigi, norint paaiškinti eksperimente matomus rezultatus ir norint tiksliai nustatyti netiesinį lūžio rodiklį reikėjo atlikti teorinį modeliavimą.

Atliekant teorinį modeliavimą buvo sprendžiama (45) lygtis aprašanti, kaip impulsui sklindant išilgai šviesolaidžio, keičiasi jo gaubtinės amplitudė. Šioje lygtyje buvo keičiamos parametrų n_2 ; α_2 ; n'_2 ir α'_2 vertės, tol, kol teoriškai gauti rezultatai labai gerai kokybiškai sutapo su eksperimentiškai gautais rezultatais. Iš pradžių buvo pabandyta atlikti teorinį modeliavimą laikant, kad netiesinis lūžio rodiklis yra lygus standartiniam lydyto kvarco netiesiniam lūžio rodikliui $n_2 = 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, o kiti parametrai (netiesinė sugertis, netiesinio lūžio rodiklio ir netiesinės sugerties dispersija), buvo laikomi lygus nuliui. Tačiau, laikantis tokių parametrų prie atitinkamos galios gauti spektrai visiškai nesutapo su spektrais gautais eksperimentiškai, taigi atliekant teorinį modeliavimą yra svarbu įskaityti ne tik netiesinį lūžio rodiklį, bet ir netiesinę sugertį bei netiesinio lūžio rodiklio ir netiesinės sugerties dispersijas. Norint surasti parametrų n_2 , α_2 , n'_2 ir α'_2 vertes, prie kurių teoriniai rezultatai geriausiai sutapo su eksperimentiniais, buvo pasirinktas eksperimentiškai gautas spektras prie didžiausios į FKŠ įvedamų impulsų galios. Prie šios galios programoje varijuojant n_2 , α_2 , n'_2 ir α'_2 vertes buvo skaičiuojami teoriniai spektrai ir suskaičiuojamos skirtumo eksperimentiškai gauto spektro su teoriškai gautais spektrais absoliutinės vertės. Iš gautų n_2 , α_2 , n'_2 ir α'_2 parametrų rinkinio, su atininkamai gautomis absoliutinėmis eksperimentiškai gauto spektro su teoriškai gautais spektrais skirtumo vertėmis, pasirenkam tuos parametrus, kurie atitinka teoriškai gautą spektrą, prie kurio eksperimentinio ir teorinio spektrų skirtumo absoliutinė vertė buvo mažiausia. Tokiu būdu gautas ne tik netiesinis lūžio rodiklis $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, bet ir netiesinės sugerties koeficientas $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, netiesinio lūžio rodiklio dispersija $n'_2 = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ ir netiesinės sugerties dispersija $\alpha'_2 = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$. Esant šioms parametrų vertėms teoriniai spektrai buvo suskaičiuoti ir prie mažesnių į FKŠ įvedamų impulsų galių. Teoriškai suskaičiuoti spektrų ir centrinio dažnio priklausomybės nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios pavaizduotos 39 ir 40 pav.



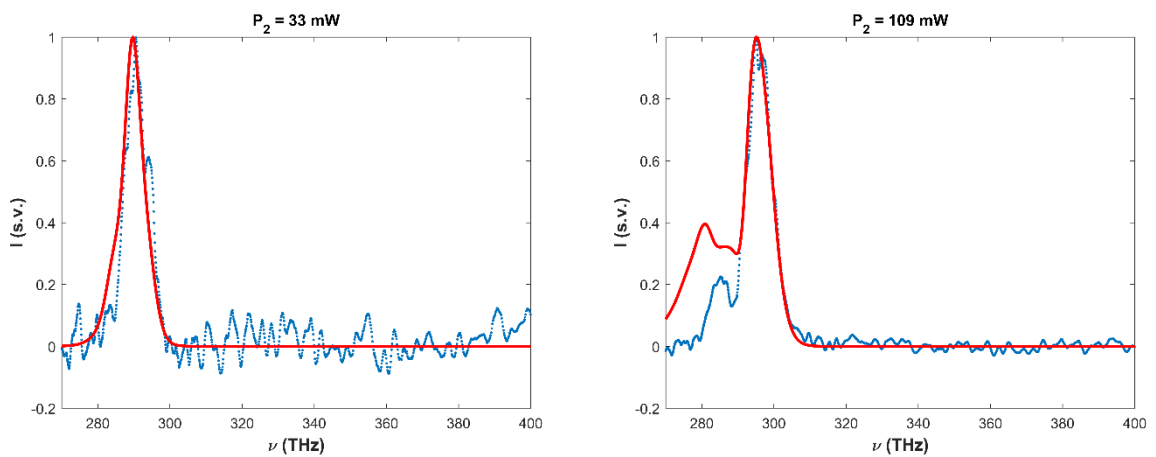
39 pav. Kairėje – teoriškai gauta spektrų priklausomybė nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios. Dešinėje – eksperimentiškai gauta spektrų priklausomybė nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios.



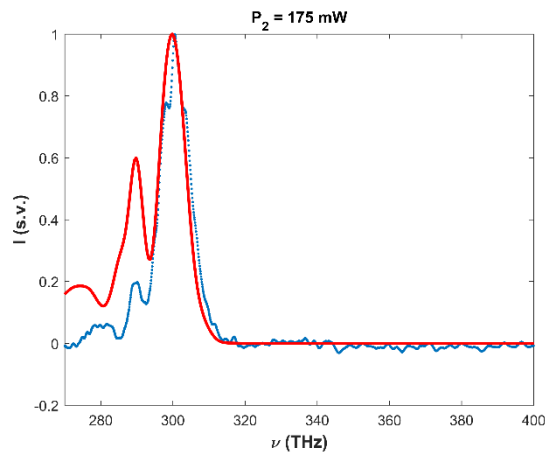
40 pav. Raudona kreivė – teorinė centrinio maksimumo dažnio priklausomybė nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios. Mėlyni apskritimai – eksperimentiškai gauta centrinio maksimumo dažnio priklausomybė nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios.

39 pav. pavaizduotose teoriškai ir eksperimentiškai gautose spektrų priklausomybėse nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios matyti, kad kai $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, $n_2' = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ ir $\alpha_2' = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ teoriškai ir eksperimentiškai gauti rezultatai labai gerai kokybiškai tarpusavyje sutampa, ypačingai prie mažesnių galių. Nors truputį skiriasi atskirų spektro komponentių intensyvumai, teoriškai ir eksperimentiškai gautų spektrų išplitimo ribos labai gerai sutampa. Taip pat, teoriškai gautose rezultatuose matomas centrinio maksimumo dažnio poslinkis atitinka eksperimentiškai gautose rezultatuose matomą centrinio maksimumo dažnio poslinkį. Toks rezultatas matomas ir 40 pav., vaizduojančiame teoriškai ir eksperimentiškai gautas centrinio maksimumo dažnio priklausomybes nuo į FKŠ įvedamų impulsų galios. Įvertinus netiesinio lūžio rodiklio ir netiesinės sugerties koeficientų santykinius pokyčius, ties bangos ilgiu atitinkančiu kaupinimo impulso centrinių bangos ilgį (1036 nm), atitinkamai buvo gauta $\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{d\omega} = -0,0035 \text{ THz}^{-1}$ ir $\frac{1}{\alpha_2} \frac{d\alpha_2}{d\omega} = -0,07 \text{ THz}^{-1}$. Šie koeficientai parodo, kaip pasikeis netiesinis lūžio rodiklis arba netiesinė sugertis, centriniam dažniui pasislinkus per vieną THz. Taip

pat matyti, kad prie didžiausių į FKŠ įvedamų impulsų galių teoriniai rezultatai ima skirtis nuo eksperimentiškai gautų rezultatų. Rezultatų neatitikimas prie didesnių kaupinimo impulso galių galėjo atsirasti, nes didėjant galiai galėjo pasireikšti kiti netiesiniai procesai, kurie nebuvo įskaityti teoriniame modelyje pvz. netiesinė trečios eilės dispersija. Eksperimentiškai ir teoriškai gauti rezultatai galėjo nesutapti dar ir dėl to, kad nebuvo žinomas kaupinimo impulso spektras ir čirpas už objektyvo. Taip pat nesutapimus galėjo lemti ir tai, kad į šviesolaidį įvedamų impulsų galia ($P_2 \approx P_3$) nebuvo tiksliai žinoma, kadangi iš šviesolaidžio išėjusių impulsų galia P_3 buvo išmatuota tik prie didžiausios kaupinimo galios. Norint labiau suprasti gautus rezultatus, tarpusavyje buvo palyginti teoriškai ir eksperimentiškai gauti spektrai prie kaupinimo impulso galių, kurioms esant eksperimentiniai ir teoriniai rezultatai kokybiškai labai gerai sutapo (45 – 46 pav.)



41 pav. Iš FKŠ išėjusio impulso spektrai išplitę dėl fazės moduliavimosi. Raudona kreivė žymi teoriškai gautą spektrą, o mėlyna punktyrinė kreivė – eksperimentiškai gautą spektrą. Kairėje pusėje spektras kai į šviesolaidį įvedamų impulsų galia $P_2 = 33$ mW, o dešinėje pusėje spektras kai $P_2 = 109$ mW.



42 pav. Iš FKŠ išėjusio impulso spektras, išplitęs dėl fazės moduliavimosi kai į šviesolaidį įvedamų impulsų galia $P_2 = 175$ mW. Raudona kreivė žymi teoriškai gautą spektrą, o mėlyna punktyrinė kreivė – eksperimentiškai gautą spektrą.

Teoriškai sumodeliuoti ir eksperimentiškai pamatuoti spektrai pavaizduoti 41 – 42 pav. yra gauti prie į FKŠ įvedamų galių lygių 33 mW, 109 mW ir 175 mW. Iš gautų rezultatų matyti, kad dėl fazės moduliacijos impulso spektras didinant į FKŠ įvedamų impulsų galią plečiasi, nes didėja šviesolaidyje esančių impulsų intensyvumas. Tačiau spektras neišplinta daug, nes šviesolaidžio ilgis labai trumpas (3 cm). Taip pat, iš gautų spektrų matyti, kad spektrai plinta asimetriškai. Šiuose spektruose matoma, kad didinant į FKŠ įvedamų impulsų galią atsiranda dvi smailės. Mažesnė smailė atitinka kaupinimo centrinį maksimumą (289,6 THz), o didesnė didinant galią slenkasi į didesnių dažnių sritį. Atliekant teorinį modeliavimą, buvo pastebėta, kad spektre matomos dvi smailės atsiranda kai α_2 nėra lygi nuliui, todėl galima manyti, kad tokį rezultatą lemia netiesinė sugertis. Centrinio maksimumo dažnio poslinkį į didesnių dažnių sritį gali lemti tai, kad į FKŠ įvedami ultratrumpieji 90 fs trukmės impulsai ir netiesinės terpės atsako trukmė tampa nebemomentinė. Tada impulso grupinis greitis ima priklausyti nuo intensyvumo. Dėl skirtingo grupinio greičio impulso viršūnė ima skliti lėčiau ir didesni dažniai sklindantys greičiau paveja lėčiau sklindančius dažnius, todėl pasireiškia impulso statėjimas. Kadangi grupinis greitis ima priklausyti nuo intensyvumo, nuo intensyvumo ima priklausyti ir grupinių greičių dispersija. Taigi, norint gauti kaip galima kokybiškiau eksperimentą atitinkančius rezultatus ir pakankamai tiksliai nustatyti netiesinį lūžio rodiklį, teoriniame modeliavime reikėjo įskaityti narius, aprašančius netiesinį grupinį greitį bei netiesinę antros eilės dispersiją. Į šių narių išraiškas ((49) ir (50) formulės), įeina netiesinio lūžio rodiklio dispersijos n'_2 ir netiesinės sugerties dispersijos parametrai α'_2 . Šie parametrai, aprašantys kaip keičiasi netiesinis lūžio rodiklis ir netiesinė sugerti kintant dažniu, yra būtini, norint gauti labai gerai eksperimentą atitinkančius teorinius rezultatus.

Netiesinio lūžio rodiklio vertė FKŠ, ties bangos ilgiu neatitinkančiu šviesolaidžio dispersijos nulinio bangos ilgio, buvo nustatyta derinant eksperimentą su teoriniu modeliavimu iš kokybiškai eksperimentą atitikusių teorinio modeliavimo rezultatų. Taip nustatytas FKŠ netiesinis lūžio rodiklis lygus $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Šis netiesinio lūžio rodiklio matavimo metodas taip pat leido įvertinti netiesinę sugertį $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, netiesinio lūžio rodiklio dispersiją $n'_2 = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ ir netiesinės sugerties dispersiją $\alpha'_2 = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$. Netiesinio lūžio rodiklio įvertinimas FKŠ literatūroje nebuvo aprašytas, tačiau paprastuose šviesolaidžiuose n_2 vertės varijuoja nuo $2,25 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ iki $4,44 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [9–13]. Netiesinio lūžio rodiklis skirtinguose šviesolaidžiuose gali skirtis dėl skirtingų priemaišų koncentracijų, gamybos ypatumų lemiamų tankio pokyčius.

Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Buvo surinkta eksperimento schema, skirta pamatuoti FKŠ GGD parametą, pasitelkiant superkontinuumo generaciją ir XFROG matavimo metodą. Atlikti eksperimentiniai matavimai.
2. Išanalizavus XFROG pėdsakus ir iš jų apskaičiuavus poliarizaciją išlaikančio FKŠ GGD kreives skirtingos poliarizacijos impulsams matyti, kad jos praktiškai nesiskiria. Tiek vertikaliai, tiek horizontaliai poliarizacijai nulinis GGD bangos ilgis yra $1087,4 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$. Tai rodo, kad šio poliarizaciją išlaikančio FKŠ GGD statmenos poliarizacijos spinduliuotei skiriasi tiek mažai, kad naudotu matavimo metodu skirtumų negalima įvertinti.
3. Buvo surinkta eksperimento schema, skirta įvertinti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį ir atlikti iš šviesolaidžio išėjusių impulsų spektrų matavimai keičiant kaupinimo impulsų galią nuo $10,94 \text{ mW}$ iki 350 mW .
4. Atlikus teorinį modeliavimą ir gavus rezultatus, kokybiškai atitinkančius eksperimentiškai gautus rezultatus, buvo įvertintas netiesinis lūžio rodiklis $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Šis metodas leido įvertinti ir netiesinę sugertį $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, netiesinio lūžio rodiklio dispersiją $n'_2 = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ bei netiesinės sugerties dispersiją $\alpha'_2 = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$.
5. Išanalizavus gautus rezultatus, buvo pastebėta, kad nors eksperimente naudoto FKŠ ilgis (3 cm) yra daug trumpesnis nei šviesolaidžio dispersinis ilgis ($30,2 \text{ cm}$), dispersija vis tiek yra svarbus faktorius ir daro įtaką tiek spektro formai, tiek didžiausios smailės dažniui.
6. Iš teorinio modeliavimo rezultatų matyti, kad norint gauti kokybiškai tarpusavyje sutampančius teorinius ir eksperimentinius rezultatus yra būtina atsižvelgti į netiesinio lūžio rodiklio n'_2 ir netiesinės sugerties α'_2 dispersijas, įeinančias į teorinio modelio narius, aprašančius netiesinį grupinį greitį bei netiesinę antros eilės dispersiją.

Literatūros sąrašas

- [1] R. Buczynski, Photonic Crystal Fibers, *Acta Phys. Pol. A.* **106**(2), 141–167 (2004).
- [2] P. Russell, Photonic Crystal Fibers, *Science* **299**(5605), 358–363 (2003).
- [3] J. C. Knight, Photonic crystal fibres, *Nature* **424**, 847–851 (2003).
- [4] P. S. J. Russell, Photonic-Crystal Fibers, *J.Lightwave Technol.* **24**(12), 4729–4749 (2006).
- [5] A. E. Ule, Seminar Measurement of The Nonlinear Refractive Index by Z-scan Technique, Seminar, 2015).
- [6] H. Zhang, S. Virally, Q. Bao, L. K. Ping, S. Massar, Z -scan measurement of the nonlinear refractive index of graphene, *Opt. Lett.* **37**(11), 1856–1858 (2012).
- [7] G. Tsigaridas, M. Fakis, I. Polyzos, P. Persephonis, V. Giammetas, Z -scan technique through beam radius, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 83–86 (2003).
- [8] M. G. Kuzyk, C. W. Dirk Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Optical Materials, (Marcel Dekker, New York 1998).
- [9] L. Prigent, J. - P. Hamaide, Measurement of Fiber Nonlinear Kerr Coefficient by Four-Wave Mixing, in *IEEE photonics Technol. Lett.* **5**(9), 1092–1095 (1993).
- [10] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, M. Nishimura, Measurement of the nonlinear refractive index in optical fiber by the cross-phase-modulation method with depolarized pump light, *Opt.Lett.* **20**(9), 988–990 (1995).
- [11] Y.Namihira, A. Miyata, N. Tanahashi, Nonlinear coefficient measurements for dispersion shifted fibres using self-phase modulation method at 1.55 μ m, *IEEE Electronics Lett.* **30**(14), 1171–1172 (1994).
- [12] M. Asobe, K. Suzuki, T. Kanamori, K. Kubodera, M. Asobe, Nonlinear refractive index measurement in chalcogenideglass fibers by selfphase modulation *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1153 (1992).
- [13] K. S. Kim, R. H. Stolen, Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers, *Opt. Lett.* **19**(4), 257–259 (1994).
- [14] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics Third Edition* (Academic Press, New York 2008)
- [15] A. Dubietis, *Netiesinė optika*, (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius 2011).
- [16] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika*, (TEV, Vilnius 2008).
- [17] K. Tai, A. Hasegawa, N. Bekki, Fission of optical solitons induced by stimulated Raman effect, *Opt. Lett.* **13**, (5), 392–394 (1988).
- [18] C. M. Chen, P. L. Kelley, Nonlinear pulse compression in optical fibers : scaling laws and numerical analysis, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(9),1961–1967 (2002).
- [19] J. Herrmann U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel. J. C. Knight, W. J.

- Wadsworth, P. S. J. Russell, G. Korn, Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers, *Phys. Rev. Lett.* **88**(17), 173901-1-4 (2002).
- [20] I. Cristiani, R. Tediosi, L. Tartara, V. Degiorgio, Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers, *Opt. Express* **12**(1), 124–135 (2004).
- [21] J. M. Dudley, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
- [22] P. Beaud, W. Hodel, B. Zysset, H. P. Weber, Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber, *IEEE J. Quantum Electron.* **23**(11), 1938–1946 (1987).
- [23] R. Trebino, *Frequency - Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. (Kluwer Academic Publishers, Boston/Dordrecht/London 2002).
- [24] D. J. Kane, R. Trebino, Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating, *IEEE J. Quantum Electron* **29**(2), 571-579 (1993).
- [25] K. W. DeLong, R. Trebino, Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(11), 2206–2215 (1994).
- [26] S. Linden, H. Giessen, J. Kuhl, XFROG - a new method for amplitude and phase characterization of weak ultrashort pulses, *Phys. Stat. Sol. B* **206**, 119-124 (1997).
- [27] L. Xu, X. Gu, M. Kimmel, P. O'Shea, R. Trebino, and A. Galvanauskas, Ultra-broadband IR continuum generation and its phase measurement using cross-correlation FROG, in *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO) 2001* (Baltimore, 2001) volume CTuN1, 198–200.
- [28] J. M. Dudley, X. Gu, L. Xu, M. Kimmel, E. Zeek, P. O'Shea, R. Trebino, S. Coen, R. Windeler, Cross-correlation frequency resolved optical gating analysis of broadband continuum generation in photonic crystal fiber: simulations and experiments, *Opt. Express* **10**(21), 1215–1221 (2002).
- [29] Q. Cao, X. Gu, E. Zeek, M. Kimmel, R. Trebino, J. Dudley, R. Windeler, Measurement of the intensity and phase of supercontinuum from an 8-mm-long microstructure fiber, *Appl. Phys. B* **77**, 239–244 (2003).
- [30] A. Efimov, A. J. Taylor, F. Omenetto, A. Yulin, N. Joly, F. Biancalana, D. Skryabin, J. Knight, P. S. J. Russell, Time-spectrally-resolved ultrafast nonlinear dynamics in small-core photonic crystal fibers : Experiment and modelling, *Opt. Express* **12**(26), 6498–6507 (2004).
- [31] B. Tsermaa, B. K. Yang, M. W. Kim, J. S. Kim, Characterization of supercontinuum and ultraviolet pulses by using XFROG, *J. Opt. Soc. Korea* **13**(1), 158–165 (2009).
- [32] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, *Photonic Crystal Fibers Properties and application*,

- (Springer, Dordrecht 2007).
- [33] R. D. M. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, Photonic Crystals Molding the Flow of Light, (Princeton University Press, New Jersey 2008)
 - [34] https://www.researchgate.net/figure/10-11-a-solid-core-PCF-microscopic-image-b-hollow-core-PCF-microscopic-image-c_fig10_308305908. .
 - [35] J. Broeng, S. E. Barkou, T. Søndergaard, A. Bjarklev, Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers, *Opt. Lett* **25**(2), 96–98 (2000).
 - [36] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J Russell, P. Roberts, D. C. Allan, Single-mode photonic band gap guidance of light in air, *Science* **285**, 1537–1540 (1999).
 - [37] T. P. Hansen, J. Broeng, S. E. B. Libori, E. Knudsen, A. Bjarklev, J. R. Jensen, Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **13**(6), 588–590 (2001).
 - [38] F. Mitschke, *Fiber Optics Physics and Technology*, (Springer, Berlin 2016).
 - [39] K. Saitoh and M. Koshiba, Empirical relations for simple design of photonic crystal fibers, **13**, (1), pp. 267–274, (2005).
 - [40] G. P. Agrawal, *Application of Nonlinear Fiber Optics*, (Elsevier, San Diego/London 1989).
 - [41] J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. S. J. Russell, Highly birefringent photonic crystal fibers, *Opt. Lett.* **25**(18), 1325–1327 (2000).
 - [42] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, J. P. De Sandro, Properties of photonic crystal fiber and the effective index model, *J. Opt. Soc. Am. A* **15** (3), 748–752 (1998).
 - [43] L. G. Cohen and C. Lin, Pulse delay measurements in the zero material dispersion wavelength region for optical fibers, *Appl. Opt.* **16**(12), 3136–3139 (1977).
 - [44] B. Costa, Phase shift technique for the measurement chromatic dispersion in optical fibers using LED's, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**(10), 1497–1503 (1982).
 - [45] S. Diddams, J.-C. Diels, Dispersion measurements with white-light interferometry, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**(6), 1120–1129 (1996).
 - [46] G. Genty, H. Ludvigsen, Measurement of anomalous dispersion in microstructured fibers using spectral modulation, *Opt. Express* **12**(5), 929–934 (2004).
 - [47] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. S. J. Russell, Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers, *Opt. Lett* **23**(21), 1662–1664 (1998).
 - [48] J. Vengelis, *Disertation Characterization of photonic crystal fiber dispersion and investigation of supercontinuum generation*, (2018).
 - [49] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Estimation of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation, *Opt, Lett.* **42**, 1844–1847 (2017).

Santrauka

Miglė Kuliešaitė

Netiesinio lūžio rodiklio matavimas fotoninių kristalų šviesolaidyje

Fotoninių kristalų šviesolaidžiai (FKŠ) nuo paprastų šviesolaidžių skiriasi tuo, kad išilgai jų yra sudaryta periodinių mikrostruktūrų sritis, kurios centre ir sklinda šviesa. Pirmo tipo FKŠ yra puiki netiesinė terpė, kurioje gali vykti kubinio netiesiškumo sąlygojami netiesiniai procesai [1 - 4]. Kadangi netiesinis lūžio rodiklis yra reikšmingas parametras, apibūdinantis $\chi^{(3)}$ netiesiškumo sąlygojamų reiškinių efektyvumą, yra labai svarbu tiksliai žinoti jo vertes.

Šio darbo tikslas buvo pamatuoti FKŠ netiesinį lūžio rodiklį, ties bangos ilgiu, kuriam dispersija nėra lygi nuliui, pasitelkiant naują matavimo metodiką, kurioje kombinuojama spektrų, plintančių dėl fazės moduliavimosi naudojant femtosekundinius impulsus, matavimai ir teorinis modeliavimas. Pirmiausia buvo pamatuota naudojamo FKŠ dispersija pasitelkiant superkontinuumo generaciją ir XFROG matavimo metodą. Norint įvertinti netiesinį lūžio rodiklį buvo surinkta optinė schema, kurioje lazerinio Yb:KGV osciliatoriaus generuojama 1036 nm centrinio bangos ilgio (289,51 THz centrinio dažnio) 76 MHz dažnio ir 90 fs trukmės spinduliuotė buvo įvedama į FKŠ. Iš pusės bangos ilgio plokštelės ir Briusterio tipo poliarizatoriaus sudarytu atenuatoriumi keičiant kaupinimo impulsų galią buvo atliekami iš FKŠ išėjusių ir dėl fazės moduliavimosi išplitusių spektrų matavimai. Tada buvo atliekamas teorinis modeliavimas tol, kol gauti rezultatai kokybiškai sutapo su eksperimento rezultatais.

Atlikus teorinį modeliavimą ir gavus rezultatus, kokybiškai atitinkančius eksperimentiškai gautus rezultatus, buvo įvertintas netiesinis lūžio rodiklis $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Šis metodas leido įvertinti ir netiesinę sugertį $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, netiesinio lūžio rodiklio dispersiją $n'_2 = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$ bei netiesinės sugerties dispersiją $\alpha'_2 = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$. Išanalizavus gautus rezultatus, buvo pastebėta, kad nors eksperimente naudoto FKŠ ilgis (3 cm) yra daug trumpesnis nei šviesolaidžio dispersinis ilgis (30,2 cm), dispersija yra vis dar svarbi ir daro įtaką tiek spektro formai, tiek didžiausios smailės dažniui. Taip pat matyti, kad norint gauti kokybiškai gerai tarpusavyje sutampančius teorinius ir eksperimentinius rezultatus yra būtina įskaityti netiesinio lūžio rodiklio n'_2 ir netiesinės sugerties α'_2 dispersijas įeinančias į teorinio modelio narius, aprašančius netiesinį grupinį greitį bei netiesinę antros eilės dispersiją.

Summary

Miglė Kuliešaitė

Measurement of nonlinear refractive index in photonic crystal fiber

Photonic crystal fibers (PCFs) are different from conventional optical fibers, because PCFs have a periodic microstructure region inside them where light is propagating. Solid core PCFs are perfect nonlinear media, in which it is possible for nonlinear processes to occur due to third order nonlinearity [1 - 4]. Since the nonlinear refractive index is a significant parameter that describes the efficiency of phenomena caused by $\chi^{(3)}$ nonlinearity, it is very important to know its accurate value.

The research aims to determine the nonlinear refractive index of PCF at a non-zero dispersion wavelength, using a new measurement method, that combines measurements of spectrum spreading caused by phase modulation, using femtosecond pulses and theoretical modeling. First of all, PCF group velocity dispersion (GVD) was measured using a supercontinuum generation and XFROG method. In order to estimate nonlinear refractive index, the optical setup for the measurements was constructed where a 1036 nm center wavelength (289,51 THz center frequency), 76 MHz repetition rate and 90 fs duration pulses, generated by a Yb:KGW laser oscillator, were introduced into PCF. Measurements of the spectrum emitted from the PCF and spread due to phase modulation were performed by varying the power of the pumping pulses with an attenuator composed of half-wavelength plate and Brewster polarizer. Then, theoretical modeling was compiled until the obtained results qualitatively coincided with the results of the experiment.

After theoretical modeling, which produced results qualitatively corresponding to the practical experiment, nonlinear refractive index of $n_2 = 3,77 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ was estimated. This method enabled the evaluation of nonlinear absorption coefficient $\alpha_2 = -5,2 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{W}$, nonlinear refractive index dispersion $n'_2 = -1,35 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$, and nonlinear absorption coefficient dispersion $\alpha'_2 = 3,65 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/(\text{W} \cdot \text{THz})$. According to the results of the analysis, it was determined that despite the fact that the length of PCF used (3 cm), which is shorter than fiber dispersion length (30, 2 cm), its dispersion still influences the form of the spectrum and the frequency of peak maximum. Furthermore, it became evident that in order to get qualitatively corresponding theoretical data and the results of the experiment, it is necessary to include nonlinear refractive index dispersion n'_2 and nonlinear absorption dispersion α'_2 , that take in to account theoretical model units, describing nonlinear group velocity and nonlinear second order dispersion.

Padėka

Noriu išreikšti nuoširdžią padėką doc. dr. Vygandui Jaručiui už darbe naudoto teorinio modelio kūrimą ir konsultavimą visais su teoriniu modeliu iškilusiais klausimais.

Aprobacija

Studentė pristatė ar yra bendraautorė šiuose pranešimuose:

1. M. Kuliešaitė, J. Vengelis, Investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fiber using chirped femtosecond pulses. “Open readings 2017“, March 14 – 17, Vilnius Lithuania 2017.
2. J. Vengelis, M. Kuliešaitė, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Measurement photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation. “42nd Lithuanian National Physics Conference”, October 4 – 6, Vilnius Lithuania 2017.
3. M. Kuliešaitė, J. Vengelis, V. Jarutis, Measurement of photonic crystal fiber dispersion by means of supercontinuum generation and cross-corellation frequency-resolved optical gating. “Open readings 2018“, March 20 – 23, Vilnius Lithuania 2018.
4. Miglė Kuliešaitė, Julius Vengelis, Investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fiber using bursts of two femtosecond pulses, 62nd International conference for students of physics and natural sciences “Open Readings 2019”, March 19 – 22, Vilnius, Lithuania 2019.
5. M. Kuliešaitė, J. Vengelis, Investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fiber using bursts of two femtosecond pulses, 15th International Young Scientist Conference “Developments in Optics and Communications”, April 11 – 12, Riga, Latvia 2019.
6. M. Kuliešaitė, J. Vengelis, V. Jarutis, V. Jukna, Investigation of superkontinuum generation in photonic crystal fiber using bursts of two femtosecond pulses. “43nd Lithuanian National Physics Conference”, October 3 – 5, Kaunas, Lithuania 2019.

Studentė yra bendraautorė šio straipsnio:

J.Vengelis, A.Tumas, I. Pipinytė, M.Kuliešaitė, V.Tamulienė, V.Jarutis, R.Grigonis, V.Sirutkaitis, Characteristics of optical parametric oscillator synchronously pumped by Yb:KGW laser and based on periodically poled potassium titanyl phosphate crystal Optics Communications, **410**,774-781 (2018).

1. Studentė dalyvavo LMT studentų mokslinių tyrimų semestro metu projekte vykusiame 2017 spalio 1 d. – 2018 balandžio 30 d. Projekto Nr. *09.3.3- LMT- K- 712- 03-0013*. Projekto pavadinimas: Fotoninių kristalų šviesolaidžio dispersijos matavimas kryžminės koreliacijos dažninės skyros optinės sklendės metodu.

2. Studentė dalyvavo LMT studentų mokslinių tyrimų semestro metu projekte vykusiame 2018 spalio 1 d. – 2019 balandžio 30 d. Projekto Nr. *09.3.3.-LMT-K-712-10-0119* Projekto pavadinimas: Superkontinuumo generacijos tyrimas fotoninių kristalų šviesolaidyje naudojant bichromatinį kaupinimą femtosekundiniai lazerio impulsais.