

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas  
Lazerinių tyrimų centras

Adomas Tumas

SINCHRONIŠKAI KAUPINAMO PARAMETRINIO ŠVIESOS GENERATORIAUS SU  
PERIODIŠKAI ORIENTUOTA KTP STRUKTŪRA TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Leista ginti

Darbo vadovas

Lazerinių tyrimų centro direktorius

Adomas Tumas

2018-05-28

prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

prof. dr. Roaldas Gadonas

Vilnius 2018

## Turinys

Įvadas .....	3
1. Teorinis įvadas .....	5
1.1. Elektromagnetinių bangų ir netiesinės terpės sąveikos fizikinis principas .....	5
1.2. Parametrinė generacija ir stiprinimas .....	6
1.3. Grupinių greičių nederinimas .....	7
1.4. Grupinio vėlinimo dispersija .....	8
1.5. Fazinio sinchronizmo realizavimas .....	9
1.6. Periodiškai orientuotos struktūros $\text{KTiOPO}_4$ kristalo apžvalga .....	11
1.7. Stovinčios bangos optiniai parametriniai generatoriai .....	12
1.7.1. OPO, OPA ir lazerių panašumai bei skirtumai .....	12
1.7.2. Stovinčios bangos parametrinių generatorių tipai .....	13
1.7.3. OPO generavimo sąlyga ir efektyvumas .....	14
1.7.4. Femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami optiniai parametriniai generatoriai .....	15
1.7.5. Dispersijos įtaka SKOPO parametrams .....	16
1.8. Impulsų spaudimas teigiamos dispersijos terpėse .....	18
1.9. Femtosekundinių impulsų trukmių matavimas daugiašviu autokoreliatoriumi .....	18
2. Eksperimento aprašymas .....	20
2.1. Pagrindinių eksperimento elementų charakteristikos .....	20
2.2. Eksperimento schema .....	23
3. Eksperimento rezultatai .....	24
3.1. Spektrinių savybių tyrimas .....	24
3.2. Energetinių savybių tyrimas .....	29
3.3. Laikinių savybių tyrimas ir gerinimas .....	33
Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	40
Santrauka .....	41
Summary .....	42
Literatūros sąrašas .....	43
Publikacijos .....	45

## Ivadas

Vienas svarbiausių XX a. technologinį proveržį nulėmusių veiksnių – koherentiškos šviesos šaltinių – lazerių atsiradimas. Per daugiau nei pusę amžiaus lazeriai tapo nepakeičiamais instrumentais medicinoje, medžiagų apdirbime, aukštųjų technologijų industrijoje ir žinoma moksliniuose tyrimuose. Tyrinėjant sparčius procesus kritinis parametras tampa laikinė aparatūros skyra. Ultratrumpaisiais lazeriniais impulsais paremti metodai leidžia matavimuose pasiekti femtosekundinę laikinę skyrą. Tai pritaikoma spektroskopijoje, biochemijos, medžiagotyros tyrimuose. Tačiau impulso trukmė nėra vienintelis reikalavimas šiuolaikiniams lazeriams. Priklausomai nuo taikymo pobūdžio reikalingi įvairių galių, pasikartojimo dažnių, taip pat skirtingo bangos ilgio spinduliuotės šaltiniai. Kai kuriems taikymams parametrus norima dažnai keisti. Lazerių bangos ilgių derinimas yra ribotas ir dažnai lėtas procesas. Be to viduriniojoje infraraudonojoje srityje generuojančių lazerių mažai. Tai paskatino sukurti optinius parametrinius generatorius – prietaisus skirtus tolygiai keisti spinduliuotės bangos ilgį plačiame spektriniame diapazone.

Pirmasis optinis parametrinis generatorius buvo pademonstruotas dar 1965 m. Jo pagrindas -  $\text{LiNbO}_3$  kristalas [1]. Nuo to laiko parametriniai generatoriai buvo tobulinami: išbandytos skirtingos medžiagos ir konstrukcijos, o patys generatoriai pasidalino į dvi dideles grupes – stovinčios bangos parametrinius generatorius (OPO – angl. k. Optical Parametric Oscillator) ir bėgančios bangos parametrinius stiprintuvus (OPA – angl. k. Optical Parametric Amplifier). Bėgančios bangos parametrinių stiprintuvų žadinimo energijos slenkstis aukštesnis, todėl juos prasminga naudoti, kai lazerinis šaltinis spinduliuoja santykinai didelės energijos impulsus. Tačiau tokiu atveju yra sudėtingiau pasiekti aukštą impulsų pasikartojimo dažnį, o kaupinimui naudojamo lazerio konstrukcija sudėtingesnė ir brangesnė. Kaupinimui naudojant didesnio pasikartojimo dažnio ir mažesnės impulso energijos lazerius efektyviau veikia stovinčios bangos parametriniai generatoriai, nes jų generacijai nereikalinga didelė impulso energija. OPO kaupinimui galima panaudoti dideliu pasikartojimo dažniu veikiančius lazerinius osciliatorius.

Šiais laikais OPA – sėkmingai komerciškai pritaikyta technologija. Tačiau dideliu pasikartojimo dažniu infraraudonojoje srityje veikiančių OPO rinkoje yra mažai. Be to, femtosekundiniams parametriniams generatoriams kaupinti naudojamos Ti:Safyro lazerinės sistemos. Konkurencinga technologija – Yb pagrindu veikiančios lazeriai taip pat gali būti naudojami femtosekundinių OPO kaupinimui. Pavyzdžiui Yb:KGV kieto kūno lazeriai pasižymi geresnėmis energetinėmis charakteristikomis ir paprastesne konfiguracija. Ti:safyro osciliatorių kaupinimui reikalinga aukštos pluošto kokybės lazerinė spinduliuotė, tuo tarpu Yb:KGV lazerių kaupinimui naudojami InGaN lazeriniai diodai. Tai smarkiai sumažina konstrukcijos kainą.

Panaudojant periodiškai orientuotos struktūros  $\text{KTiOPO}_4$  (KTP) kristalą tikimasi sukurti gerų energetinių, spektrinių ir laikinių charakteristikų parametrinį generatorių, derinamą artimojoje infraraudonojoje srityje, kaupinant Yb:KGV osciliatoriumi.

Šio darbo tikslas – ištirti sinchroniškai kaupinamo optinio parametrinio generatoriaus, kuriame naudojamas periodiškai orientuotos struktūros KTP kristalas, kaupinamas Yb:KGV lazerio 1030 nm bangos ilgio ir 76 MHz pasikartojimo dažnio femtosekundiniais impulsais, veikimą: generacijos sąlygas ir generuojamos spinduliuotės energetines, spektrines bei laikines charakteristikas, jų kitimo tendencijas, esant skirtingoms kaupinimo sąlygoms ir generatoriaus konfigūracijoms, bei rasti geriausias konfigūracijas prietaiso veikimui.

Darbo užduotys:

1. Ištirti sinchroniškai kaupinamo optinio parametrinio generatoriaus (SKOPO) bangos ilgio derinimo galimybes;
2. Ištirti išvadinės SKOPO spinduliuotės spektrines charakteristikas ir jas lemiančius veiksnius,
3. Ištirti energetines charakteristikas: generacijos slenksčius, išvadinės spinduliuotės galios kitimo tendencijas;
4. Ištirti laikines generuojamų impulsų charakteristikas visame derinamų bangos ilgių diapazone;
5. Ištirti impulsų spūdos galimybes;
6. Parinkti praktiniam panaudojimui tinkamiausią SKOPO konfigūraciją.

# 1. Teorinis įvadas

## 1.1. Elektromagnetinių bangų ir netiesinės terpės sąveikos fizikinis principas

Nagrinėjant šviesos sąveikos su medžiaga reiškinius natūraliai kyla klausimas kaip ir kodėl vyksta netiesinės optikos reiškiniai. Iš elektromagnetizmo teorijos yra žinoma, kad elektros krūviai sąveikauja su elektromagnetinėmis bangomis bei jas kuria. Optikoje nagrinėjama elektromagnetinio spektro dalis – ultravioletinės, regimosios ir infraraudonosios šviesos spektras nėra išimtis. Kadangi įprastos medžiagos sudarytos iš elementariųjų krūvininkų (protonų, elektronų), vyksta medžiagos sąveika su šviesos bangomis. Spinduliuotės sugertis, atspindžio, lūžio dėsniai gerai žinomi ir išnagrinėti. Tačiau lazeriais generuojama galinga koherentinė spinduliuotė išryškino įprastomis sąlygomis nepastebimas šviesos ir medžiagos sąveikos galimybes.

Stiprus elektromagnetinis laukas priverčia medžiagos krūvininkus (ypač elektronus) keisti judėjimo pobūdį. Atsiranda naujas, priklausantis nuo laiko krūvininkų poslinkis (apibūdinamas medžiagos poliarizuotumu), kurį galima traktuoti kaip medžiagos atsaką į šviesos poveikį. Kaip žinoma judantys krūvininkai generuoja elektromagnetines bangas. Netiesiškumas atsiranda kai krūvininkų judėjimas dėl stipraus lauko tampa netiesiškai priklausomas nuo lauko stiprio. Esant galingai spinduliuotei sąveikai aprašyti reikia kvadratinį ir aukštesnio laipsnio narių (klasikinis tokio proceso pavyzdys – elektrono judėjimas potencinėje duobėje, esant stipriam laukui). Matematiškai įrodoma, kad dėl atsiradusio poliarizuotumo netiesiškumo elektrono atsakas gali būti kitokio dažnio, nei jį sužadinusių, bangų spinduliavimas. Poliarizuotumo matematinė išraiška:

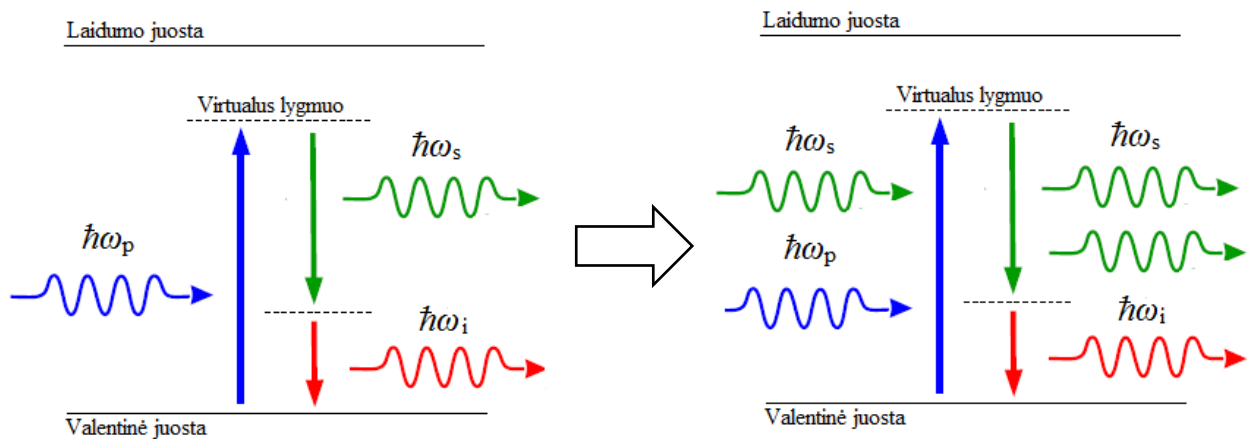
$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (1)$$

Matome, kad poliarizuotumas  $P(t)$  gali būti išreikštas atskirų narių suma, kurių kiekvienas proporcingas vis aukštesnio laipsnio elektrinio lauko stipriui. Išraiškoje  $\chi^{(j)}$  yra  $j$ -ojo laipsnio optinis jautris – tenzorinis medžiagos parametras, apibūdinantys sąveiką su elektriniu lauku. Optinio jautrio laipsniui didėjant, jo dydis labai greitai mažėja ( $\chi^{(1)} \approx \pi/2$ ;  $\chi^{(2)} \approx 2 \cdot 10^{-12}$  m/V;  $\chi^{(3)} \approx 4 \cdot 10^{-24}$  m<sup>2</sup>/V<sup>2</sup>) [2], todėl netiesinės optikos reiškiniams stebėti reikalinga didelio intensyvumo spinduliuotė. Verta paminėti, kad tribangę parametrinę generaciją apsprendžia antros eilės netiesiškumas. Todėl kaip netiesinės terpės parametriniuose generatoriuose naudoja tokias medžiagas, kurioms  $\chi^{(2)}$  nėra lygus nuliui. Tai yra centro simetrijos neturinčios kristalinės medžiagos. Kitoms medžiagoms  $\chi^{(2)} = 0$  ir tribangę sąveika jose nepasireiškia [3].

## 1.2. Parametrinė generacija ir stiprinimas

Parametrinė generacija prasideda nuo parametrinės fluorescencijos – proceso, kurio metu pradinė  $\omega_p$  dažnio spinduliuotė (kaupinimo banga) skyla į dvi skirtingo dažnio dedamąsias:  $\omega_s$  (signalinę bangą) ir  $\omega_i$  (šalutinę bangą). Tai yra iš kvantinių triukšmų susigeneruojantis procesas, dar apibūdinamas kaip koherentinė šviesos sklaida fotonais, nesužadinant realių lygmenų. Parametrinės fluorescencijos metu gali generuotis skirtingo dažnio signalinės ir šalutinės bangos, jei tik jos tenkina energijos ( $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i$ ) ir judesio kiekio ( $k_p = k_s + k_i$ ) tvermės dėsnius. Tačiau tokio proceso efektyvumas siekia tik  $10^{-6}$  [3].

Fluorescencijos metu sugeneruotos signalinė ir šalutinė bangos toliau sklisdamos netiesine terpe sukelia skirtuminio dažnio generacijos procesus. Jų metu sugeneruojamos papildomos signalinė ir šalutinė bangos vėl „pasidaugina“ tuo pačiu skirtuminio dažnio generacijos procesu. Tokiu principu susidaro griūtinis procesas – fluorescencija perauga į parametrinį stiprinimą, o generacijos efektyvumas ryškiai padidėja ir gali siekti dešimtis procentų [3].



**1 pav.** Principinė parametrinės generacijos (kairėje) ir jos įtakojamo stiprinimo schema, kai neatsižvelgiama į šalutinės bangos kuriamą stiprinimą.

Energetiniu požiūriu parametrinio stiprinimo atveju signalinė ir šalutinė banga generuojamos kaupinimo bangos sąskaita. Tai apibūdina surištųjų amplitudžių lygtys. Trumpiems impulsams, įskaitant kaupinimo bangos nuskurdinimą (kai signalinei ir šalutinei bangoms perduodama žymi kaupinimo bangos energijos dalis) ir grupinių greičių nederinimą (apie jį bus plačiau kalbama tolesniame skyriuje) surištųjų amplitudžių lygtys įgauna tokį pavidalą:

$$\frac{dA_s}{dz} + \left( \frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_k} \right) \frac{dA_s}{d\tau} = i\sigma_s A_k A_s^* e^{i\Delta kz}; \quad (2)$$

$$\frac{dA_s^*}{dz} + \left( \frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_k} \right) \frac{dA_s^*}{d\tau} = i\sigma_s^* A_k A_s e^{-i\Delta kz}; \quad (3)$$

$$\frac{dA_k}{dz} = i\sigma_k A_s A_s^* e^{-i\Delta kz}; \quad (4)$$

čia  $A_j$  – bangų amplitudės;  $u_j$  – bangų grupiniai greičiai (impulsų gaubtinės sklaidimo greičiai, tuo pačiu ir impulso energijos perdavimo greičiai);  $z$  – impulso sklaidimo kryptimi parinkta poslinkio koordinatė;  $\Delta k = k_k - k_s - k_{\xi}$  yra bangos vektorių nederinimas, dar vadinamas fazinio sinchronizmo parametru;  $\sigma_j$  – netiesinio ryšio koeficientas, apsprendžiantis netiesinės sąveikos tarp bangos ir medžiagos stiprumą;  $\tau = t - z/u_k$  – patogumo dėlei parinkta laiko koordinatė, sutapatinta su kaupinimo impulso grupiniu greičiu;  $k, s, \xi$  – kaupinimo, signalinę ir šalutinę bangas žymintys indeksai [3].

### 1.3. Grupinių greičių nederinimas

Iš (2), (3) ir (4) lygčių galima pastebėti, kad sąveika laikui bėgant kinta dėl kaupinimo ir signalinio impulsų sklaidimo greičių skirtumo – grupinių greičių nederinimo (GGN) reiškiniu. Jeigu impulsai sklinda skirtingais grupiniais greičiais – jie tiesiog ima nebepersikloti erdvėje. Tai nebūtų didelė problema, tačiau sužadintas virtualus lygmuo skaidrioms dielektrinėms medžiagoms gyvuoja daug trumpiau už bet kokią realų lygmenį, tuo pačiu ir už ultratrumpų impulsų trukmę. Vadinasi norint, kad vyktų fotonų parametrinė sąveika kaupinimo ir signalinis fotonai turi sužadinti elektroną tuo pačiu metu [3]. Kitu atveju parametrinis stiprinimas negalimas. Todėl parametriniam stiprinimui būtina sąlyga laikinis ir erdvinis impulsų persiklojimas netiesinėje terpėje. Svarbu paminėti, kad grupinių greičių nederinimas riboja netiesinės sąveikos ilgį  $L_{nt}$  (atstumą, per kurį impulsai atsiskiria vienas nuo kito per impulso trukmę ir nebevyksta parametrinė sąveika). Tai apriboja ir naudojamo netiesinio kristalo ilgį. Impulsų sklaidimas ilgesniu už netiesinės sąveikos ilgį kristalu netenka prasmės, nes viršijus  $L_{nt}$  impulsų tarpusavio sąveika nebevyksta. Žinant kristalo ilgį galima įvertinti trukmę, per kurią atsiskirs impulsai perėję visu kristalo ilgiu:

$$\Delta\tau = z \cdot \left| \frac{1}{u_k} - \frac{1}{u_s} \right|. \quad (5)$$

Kita išvada sekanti iš surišųjų amplitudžių lygčių – grupinių greičių nederinimas tarp signalinio ir šalutinio impulsų sąlygoja fazinio sinchronizmo spektro plotį. Keičiantis (pavyzdžiui didėjant) signalinės bangos dažniui, dėl energijos tvermės dėsnio automatiškai į kitą pusę keičiasi šalutinės bangos dažnis (šiuo atveju mažėja). Dažnio pokytis lemia grupinio greičio kitimą, kadangi:

$$u_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial k}. \quad (6)$$

Dėl to signalinio ir šalutinio impulso spektrams keičiantis į skirtingas puses atsiranda bangos vektorių išsiderinimas, proporcingas dažnio pokyčiui. Tuomet galima parodyti, kad stiprinimo juostos plotis:

$$\Delta f_{st} \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L} \left| \frac{1}{u_s} - \frac{1}{u_s} \right|^{-1}}; \quad (7)$$

čia  $L$  – kristalo ilgis,  $\Gamma$  – stiprinimo efektyvumas. Stiprinimo juostos plotis mažėja, didėjant signalinės ir šalutinės bangų GGN ir netiesinės sąveikos ilgiui. Tuo tarpu didesnis stiprinimo efektyvumas, lemia platesnę stiprinimo juostą. Stiprinimo efektyvumas:

$$\Gamma = \frac{8\pi^2}{\epsilon_0 c} \frac{d_{eff}^2}{n_s n_s n_k \lambda_s \lambda_s} I_k; \quad (8)$$

čia  $d_{eff}$  – efektinis kristalo netiesiškumas. Tai dydis, apibūdinantis netiesinės sąveikos stiprumą. Didesnio netiesiškumo medžiagose parametriniams procesams vykti yra didesnė tikimybė, todėl tokio paties intensyvumo šalutinės ir signalinės bangų sugeneravimui medžiagoje su didesniu  $d_{eff}$  užtenka trumpesnio sąveikos ilgio.

Apibendrinant (7) ir (8) formules matome, kad stiprinimo juostos plotis priklauso nuo kristalo netiesiškumo, kaupinimo spinduliuotės intensyvumo, kristalo ilgio ir grupinių greičių nederinimo tarp signalinės ir šautinės bangų [3]. Ultratrumpųjų impulsų atveju spektro plotis yra svarbus parametras, lemiantis jų trukmę.

#### 1.4. Grupinio vėlinimo dispersija

Aptartas grupinių greičių nederinimas yra tik vienas iš dispersijos sukeltų reiškinių. Pilnai impulso sklidimą dispersinėje terpėje aprašo lygtis:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} g \frac{\partial A^2}{\partial t^2} + \frac{h}{6} \frac{\partial A^3}{\partial t^3} + \dots \quad (9)$$

Formulės pirmasis narys dešinėje lygties pusėje aprašo jau nagrinėtą grupinių greičių nederinimo reiškinį, antrasis – grupinio vėlinimo dispersiją (GVD), čia  $g$  – grupinio vėlinimo dispersijos koeficientas. Trečiasis narys lemia sudėtingos formos impulso dažnių komponentų išderinimą (jis aktualus tik esant labai dideliame sąveikos ilgiui, todėl jį galima atmesti, kaip ir tolesnius lygties narius) [4].

Dispersija – lūžio rodiklio priklausomybė nuo spinduliuotės bangos ilgio. Norint suprasti GVD reiškinį reikia žinoti esmines šviesos impulsų charakteristikas. Dažnai optikoje nagrinėjamos plokščiosios monochromatinės bangos. Tokių bangų laikinė trukmė yra begalinė. Tuo tarpu šviesos impulsai – baigtinės trukmės bangų paketai – skirtingo dažnio monochromatinių bangų tarpusavio interferencijos rezultatas. Kuo impulso dažnių juosta platesnė, tuo trumpesnė gali būti jo laikinė trukmė. Tačiau minimali impulso trukmė yra ribojama fizikinės ribos. Impulso spektro pločio ir trukmės sandauga negali būti mažesnė, nei konstanta, priklausanti nuo impulso gaubtinės formos:

$$\tau_{0,5} \cdot \Delta f_{0,5} = K_{min}; \quad (10)$$



čia  $\tau_{0,5}$  – impulso trukmė pusės amplitudės aukštyje,  $\Delta f_{0,5}$  – impulso spektro plotis pusės amplitudės aukštyje,  $K_{\min}$  – impulso spektrinės kokybės parametras, nustatantis mažiausią galimą impulso trukmę, esant ribotam spektro pločiui. Jis priklauso nuo impulso laikinės formos ir Gauso funkcija aprašomam impulsui yra lygus 0,44.

Taigi šviesos impulsas yra sudarytas iš atskirų dažninių komponentų. Kadangi dispersija lemia lūžio rodiklio priklausomybę nuo dažnio – atskiriems komponentams faziniai greičiai skiriasi. Antras (8) lygties narys aprašo šio reiškinio sukeltą kvadratinę fazės moduliaciją laike. Tai ekvivalentu tiesinei dažnio moduliacijai pagal laiką. Impulso dažniniai komponentai ima plisti laike – impulso trukmė didėja. Tai yra dispersinio plitimo reiškinys. Jeigu plintančio impulso energija nekinta – plitimas sąlygoja maksimalios amplitudės mažėjimą. Impulso energija iš centrinės dalies pereina impulso kraštams. Dispersinį plitimą lemia netiesinės terpės dispersinio plitimo koeficientas  $g$ :

$$g = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \quad (11)$$

Jeigu  $g > 0$  terpės dispersija vadinama teigiama (normalioji). Jeigu  $g < 0$  – terpės dispersija neigiama (anomalioji). Priklausomai nuo  $g$  ženklo atsiradusi dažnio moduliacija yra taip pat teigiama (impulso priekyje didesnio bangos ilgio komponentai, gale – trumpesnio) arba neigiama (impulso priekis „mėlynesnis“, galas – „raudonesnis“). Skaidrioms dielektrinėms medžiagoms (taigi ir daugumai optinių elementų) būdinga normalioji dispersija – impulsai sąveikos su terpe metu įgauna teigiamą dažnio moduliaciją, o impulso trukmė ilgėja. Terpė su anomalia dispersija gali sukompensuoti teigiamos dispersijos įtaką – vėl suspausti impulsą iki spektriškai ribotos trukmės. Iš kitos pusės, neigiamos dispersijos įtaką galima kompensuoti normalios dispersijos terpėje.

### 1.5. Fazinio sinchronizmo realizavimas

Parametrinio stiprinimo reiškiniui svarbu ne tik erdvinis impulsų persiklojimas. Impulsus sudarančių elektromagnetinių bangų fazės dar turi būti tarpusavyje sinchronizuotos. Tai apibūdina jau minėta fazinio sinchronizmo sąlyga: kaupinimo spinduliuotės banginis vektorius turi būti lygus signalinės ir šalutinės banginių vektorių sumai. Tačiau dėl dispersijos reiškinio tai ne visada galima įgyvendinti. Pasinaudojus bangos vektorių dažnine išraiška fazinio sinchronizmo sąlygą galime perrašyti:

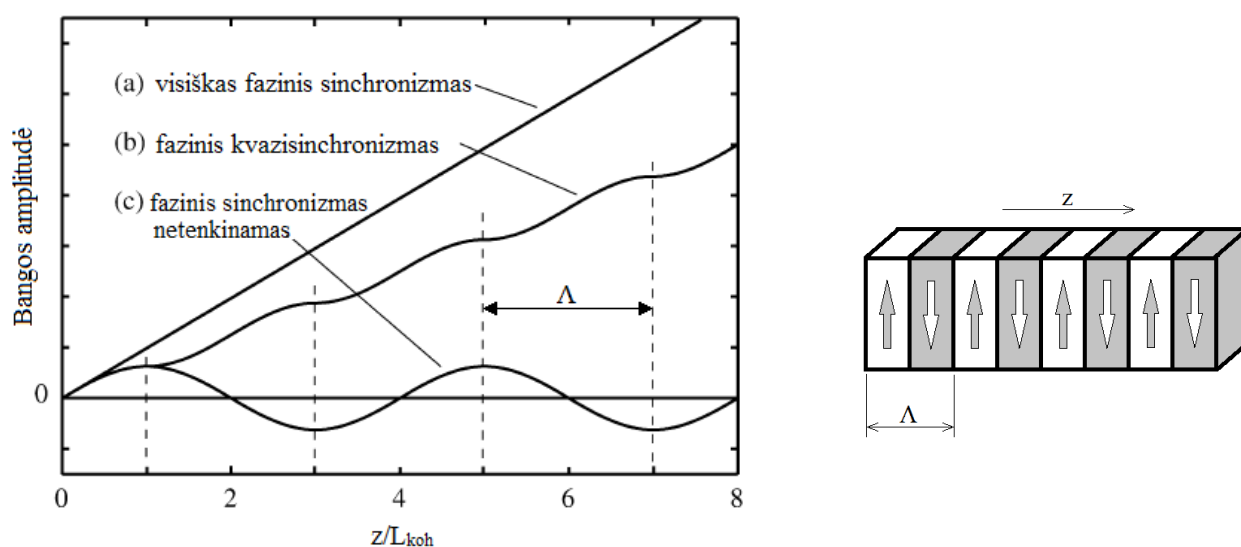
$$\frac{\omega_k \cdot n(\omega_k)}{c} = \frac{\omega_s \cdot n(\omega_s)}{c} + \frac{\omega_{\xi} \cdot n(\omega_{\xi})}{c}; \quad (12)$$

Kadangi teigiamos dispersijos atveju  $n(\omega_k) > n(\omega_s) > n(\omega_{\xi})$  – fazinio sinchronizmo sąlyga atrodo praktiškai neįgyvendinama. Tačiau ją galima patenkinti dvejopalaūžiuose kristaluose. Juose statmenų poliarizacijų (vadinamųjų  $e$  ir  $o$ ) bangų lūžio rodiklių reikšmės skiriasi.  $e$  bangai lūžio

rodiklis priklauso nuo kristalo orientacijos kampo impulsų sklidimo krypties atžvilgiu, dėl to fazinis synchronizmas tampa įmanomas ir eksperimentiškai įgyvendinamas.

Vis tik praktikoje sunku visiškai tiksliai sufazuoti bangas (pasiiekti  $\Delta k = 0$  sąlygą), o joms išsifazavus energijos perdavimas tarp sąveikaujančių bangų tampa periodinis.

2 pav. matoma, kad esant nepilnam faziniam synchronizmui netiesinė sąveika antros harmonikos generacijos atveju yra naudinga tik ribotą ilgį  $L_{koh}$ . Bangoms sklindant toliau, energija prarandama – ji grįžta atgal pradinio dažnio bangai. Tas pats galioja ir parametrinio stiprinimo atveju. Tačiau yra metodas šiam reiškiniui dalinai kompensuoti pakankamai dideliems atstumams – fazinis kvazisynchronizmas ( (b) kreivė 2 paveiksle).



**2 pav.** Antros harmonikos generavimo efektyvumas sklindant netiesine terpe skirtingomis synchronizmo sąlygomis [5] ir periodiškai orientuoto kristalo struktūros principas; dydis  $L_{koh}$  yra koherentinės sąveikos atstumas;  $\Lambda$  – kristalo gardelės periodas.

Fazinio kvazisynchronizmo realizavimo principas pakankamai nesudėtingas. Reikia kas  $L_{koh}$  persukti netiesinio kristalo orientaciją  $180^\circ$  (pavaizduota 2 pav.). Tokiu atveju fazė tarp kaupinimo ir generuojamos bangų šuoliškai pakeičiama per  $\pi$  – generuojama banga toliau stiprinama. Tai – pirmos eilės kvazisynchronizmas. Galimi ir kiti nelyginių skaičių eilės kvazisynchronizmo atvejai, pavyzdžiui trečios eilės kvazisynchronizmas bus įgyvendinamas kristalo orientaciją persukant kas  $3L_{koh}$  [6].

Gardelės periodas parenkamas priklausomai nuo koherentinės sąveikos ilgio, o  $L_{koh}$  yra apspręstas banginių vektorių nederinimo. Todėl gardelės periodą galima išreikšti per sąveikaujančių bangų skaičius:

$$\Lambda = 2L_{koh} = \frac{2\pi}{k_k - k_s - k_s'}; \quad (13)$$

Dėl terpės dispersijos bangų vektoriai netiesiškai priklauso nuo dažnio. Tai lemia, kad esant pastoviam kaupinimo bangos ilgiui, bet keičiant signalinės ir šalutinės bangos ilgius periodiškai

orientuota struktūra tenkins kvazisinchronizmo sąlygas tik kartu keičiant ir gardelės periodą. Kvazisinchronizmo sąlygą tenkinantiems bangos ilgiams generacijos tikimybė didžiausia. Todėl keičiant gardelės periodą galima realizuoti signalinės ir šalutinės spinduliuotės bangos ilgio keitimą.

Anksčiau buvo minėta, kad kristalų efektyvus netiesiškumas  $d_{\text{eff}}$  lemia efektyvesnę parametrinį stiprinimą, bei platesnę stiprinimo juostą. Iš tiesų  $d_{\text{eff}}$  yra supaprastintas netiesiškumo tenzorius  $d_{ij}$  traktavimas. Netiesiškumas pilnai aprašomas 18 elementų matrica. Į tą patį kristalą leidžiant šviesos impulsus skirtingais kampais, vis kiti matricos elementai lems netiesinę sąveiką. Norint kuo efektyvesnės parametrinės sąveikos siekiama turėti kiek galima didesnę  $d_{mn}$ , elementą, tačiau dažnai didžiausiam  $d_{33}$  elementui koherentiškumo ilgis skaidrumo srityje siekia vos kelias dešimtis mikrometrų. Būtent kvazisinchronizmo metodika leidžia panaudoti norimą netiesiškumo elementą praktikoje.

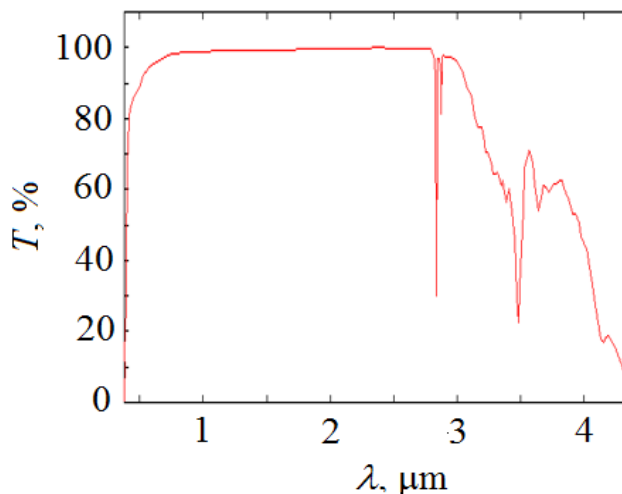
Labiausiai paplitusi periodinių struktūrų formavimo metodika – feroelektrinių medžiagų domenų perorientavimas stipriu elektriniu lauku [7]. Metodikos principas – ant kristalo paviršių uždedami periodiniai elektrodai. Pridėjus aukštą įtampą dėl susidariusio stipraus elektrinio lauko spontaniškos poliarizacijos domenai persiorientuoja į tvarkingą struktūrą. Ši metodika pritaikoma įvairiuose feroelektriniuose kristaluose. Plačiausiai naudojami: POLN ( $\text{LiNbO}_3$ ), POKTP ( $\text{KTiOPO}_4$ ), POLT ( $\text{LiTaO}_3$ ), PORTA ( $\text{RbTiOAsO}_4$ ) (čia priedas PO reiškia periodinę struktūros orientaciją).

## 1.6. Periodiškai orientuotos struktūros $\text{KTiOPO}_4$ kristalo apžvalga

Šiame darbe tiriamo parametrinio generatoriaus pagrindas – POKTP kristalas, todėl jo charakteristikos bus aprašytos išsamiau. Pirmas KTP monokristalas tinkamas netiesių sąveikų tyrimams buvo išaugintas 1976 m. [8], o POKTP pirmą kartą pristatytas 1994 m. [9]. Vienas jo privalumų prieš kitus kristalus – maža priverstinio lauko vertė. Tai reiškia, kad domenų perorientavimui reikalingas mažesnis išorinis elektrinis laukas. Praktikoje tai reiškia, kad galima pagaminti didesnės apertūros kristalus. Priverstinio lauko vertė KTP kristalui yra 2-2,1 kV/mm (palyginimui ličio niobatui: ~20,7 kV/mm, RTA: 2,1-2,3 kV/mm) [6]. Kita teigiama KTP savybė – fotorefrakcinio pažeidimo nebuvimas, kuris leidžia naudoti kristalą kambario temperatūroje. POKTP kristalo minusas – pasiekiamas mažas kristalo ilgis (gali siekti iki 10 mm) ir mažesnis netiesiškumas nei ličio niobato [10].

Dar vienas parametras, svarbus parametrinio stiprinimo atveju – kristalo skaidrumo sritis. Tribangės sąveikos atveju kristalas privalo būti skaidrus visoms trimis (signalinei, šalutinei ir kaupinimo) bangoms. Net jei mus domina tik signalinės bangos generacija, šalutinės bangos sugertis dažnai apsprendžia minimalius pasiekiamus signalinės bangos ilgius. KTP kristalo atveju, kaupinant 1030 nm spinduliuote ir esant sugerties kraštui ties 4,5  $\mu\text{m}$  bangos ilgiu (šalutinei bangai), tai atitinka

1335 nm signalinės bangos generavimą. Mažesni signalinės bangos ilgiai nebus parametriškai stiprinami KTP kristale. Pilna KTP kristalo pralaidumo priklausomybė nuo bangos ilgio pavaizduota 3 pav.



**3 pav.** KTP kristalo pralaidumo priklausomybė nuo bangos ilgio 1 cm ilgio kristalui.

KTP kristalo dispersiją apibūdinanti Selmejerio formulė [11]:

$$n^2 = 3,291 + \frac{0,0414}{\lambda^2 - 0,03978} + \frac{9,35522}{\lambda^2 - 31,45571}; \quad (14)$$

## 1.7. Stovinčios bangos optiniai parametriniai generatoriai

### 1.7.1. OPO, OPA ir lazerių panašumai bei skirtumai

Stovinčios bangos optinių parametrinių generatorių struktūros esminiai elementai – netiesinis kristalas, patalpintas į rezonatorių su dalinai pralaidžiu išvadiniu veidrodžiu. Kaupinant rezonatoriuje susidaro stovinti banga, kuri tenkindama fazinio sinchronizmo sąlygas sąveikauja su netiesiniu kristalu ir vyksta parametrinio stiprinimo reiškinys. Tokios veikos fizikinis principas skiriasi nuo lazerinio stiprinimo. Lazerių veika pagrįsta priverstinio spinduliavimo reiškiniumi, kai tuo tarpu OPO paremti parametrine generacija ir stiprinimu. Parametrinės sąveikos plusas – nėra sužadunami realūs medžiagos lygmenys, todėl teoriniu atveju plokščių bangų parametrinės sąveikos efektyvumas gali siekti 100 % (Gauso pluoštui – 70 %). Taip pat skiriasi kaupinimas: lazeriai gali būti kaupinami įvairiais šviesos šaltiniais, o OPO kaupinimui būtina didelio intensyvumo ir aukšto erdvinio koherentiškumo spinduliuotė, dėl kurios vyksta netiesinė sąveiką [12]. Todėl stovinčios bangos optiniai parametriniai generatoriai naudojami kaip prietaisai, praplečiantys lazerio bangos ilgio derinimo ribas.

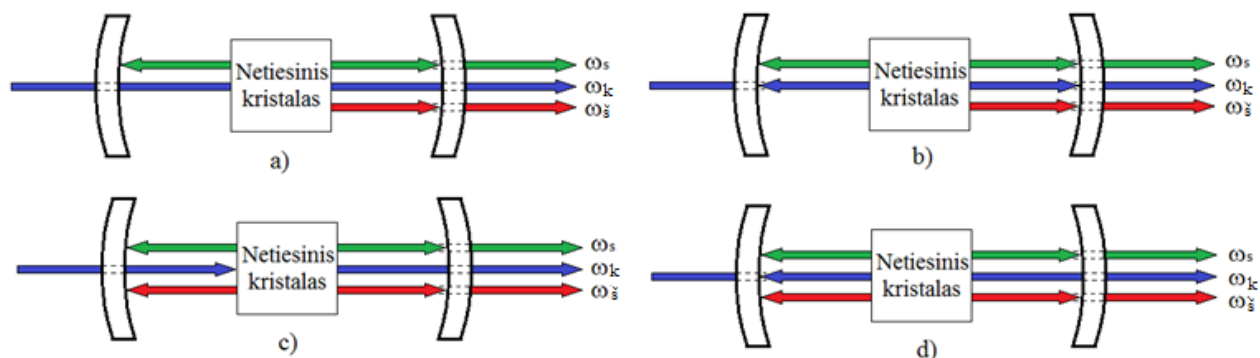
Parametrinį stiprinimą galima realizuoti ir be rezonatoriaus. Tai taikoma bėgančios bangos optiniuose parametriniuose stiprintuvuose (OPA). Jų atveju netiesinėje terpėje realizuojamas

parametrinis stiprinimas, kristale sukertant kaupinimo ir užkrato impulsus. Nors iš principo stiprinimas galimas vienu praėjimu, įprastai OPA schemas susideda iš kelių stiprinimo pakopų, o taip pat užkrato generacijos mazgo, kuriame naudojama parametrinė superfluorescencija arba superkontinuumo generavimas.

OPO technologijos pranašumas - rezonatorius su pakankamai mažais nuostoliais lemia žemesnį generacijos slenkstį, o dėl difrakcinių nuostolių sklidimo metu įprastai pasiekama aukštesnė pluošto kokybė. Tačiau tokia technologija turi ir minusų: sudėtinga ir brangu pagaminti veidrodžius plačiam spektriniam diapazonui – tai dažnai apriboja derinimo juostą, be to, OPA galima kaupinti mažesnio pasikartojimo dažnio ir didesnės energijos impulsais [3].

### 1.7.2. Stovinčios bangos parametrinių generatorių tipai

Per pusę amžiaus tobulinimo buvo sukurta labai įvairių OPO konfigūracijų. Skirtingi gali būti rezonatoriai, kristalai, kaupinimo šaltiniai, išvadinių impulsų trukmės, galios ir spektrai. OPO gali būti kaupinami tiek nuolatinės, tiek ir impulsinės veikos lazeriais. Vis tik impulsiniai lazeriai dažniau naudojami moksliniams tikslams, todėl jie pasirenkami ir šiuolaikinių OPO kaupinimui. Kietojo kūno impulsiniai lazeriai – dažniausiai naudojami kaupinimo šaltiniai. Priklausomai nuo kaupinimo bangos ilgio išvadinės spinduliuotės bangos ilgis gali siekti nuo matomos iki vidurinės infraraudonosios srities [12]. OPO impulsų trukmės gali būti itin trumpos. Pademonstruota, kad impulso trukmės gali būti suspaudžiamos iki 3,7 optinių ciklų infraraudonojoje srityje ties 2682 nm šalutinės bangos ilgiu, kaupinant Ti: Safyro lazeriu [13]. Galima generuoti ne tik trumpus, bet ir didelės galios impulsus. Išvadinė galia signalinei spinduliuotei gali siekti 13,6 W. Tai buvo realizuota generatoriuje su KTA kristalu ties 1534 nm signalinės bangos ilgiu, kaupinant moduluotos kokybės Nd: YAG lazeriu [14].



**4 pav.** Skirtingos OPO konfigūracijos: a) vienbanguis; b) vienbanguis su kaupinimo grąžinimu; c) dvibanguis; d) tribanguis.

Taigi konfigūracijų gali būti įvairių. Pagal tai, kokios bangos sklinda rezonatoriuje, OPO skirstomi į vienbanguis, vienbanguis su sustiprintu kaupinimu, dvibanguis ir tribanguis. Vienbangio rezonatoriaus veidrodžiai atspindi tik signalinę spinduliuotę – ji suformuoja stovinčią bangą

rezonatoriuje. Vienbangiame su sustiprintu kaupinimu suformuojamos stovinčios kaupinimo ir signalinė bangos. Dvibangiame – signalinė ir šalutinė. Tribangiame – visos trys bangos. Rezonatorių konfigūracijos pavaizduotos 4 pav.

Skirtingi rezonatorių tipai lemia skirtingas generavimo sąlygas. Generacijos slenkstis mažiausias tribangiame rezonatoriuje, o didžiausias – vienbangiame. Vis tik technologijos pasirinkimą dažnai nulemia rezonatoriaus stabilumas. Kadangi rezonatorius turi savo dispersiją, nėra paprasta patenkinti rezonanso sąlygas iškart keliems bangos ilgiams. Vienbanguis rezonatorius yra lengviausiai suderinamas ir stabiliausias, todėl ir plačiausiai naudojamas [3].

### 1.7.3. OPO generavimo sąlyga ir efektyvumas

Tam, kad stovinčios bangos parametriniame generatoriuje vyktų generacija, rezonatorius turi tenkinti tam tikrus minimalius kokybinius reikalavimus. Kaip ir lazerio, OPO rezonatoriuje parametrinio stiprinimo metu įgauta energija turi viršyti rezonatoriaus apėjimo nuostolius – rezonatorius turi užtikrinti teigiamą grįžtamąjį ryšį.

Tegul rezonatorius sudarytas iš dviejų veidrodžių, kurių atspindžio koeficientai signalinei ir šalutinei bangai yra vienodi  $R_s = R_{\text{š}} = R$ , o taip pat  $(1-R) \ll 1$ . Turint netiesinį kristalą, kurio ilgis  $L$ , o stiprinimo efektyvumas  $g$  ir esant visiškam faziniam synchronizmui ( $\Delta k = 0$ ) bei galiojant sąlygai  $2gL \ll 1$ , slenkstinė generacijos sąlyga išreiškiama taip [5]:

$$gL \approx 1 - R; \quad (15)$$

Šią išraišką galima pakeisti bendresniu atveju vienbangiam ir dvibangiam rezonatoriui. Įskaičius tai, kad sugertis kristale signalinei ir šalutinei bangai skiriasi, esant mažiems nuostoliams fazinio synchronizmo atveju dvibangiam rezonatoriui generacijos sąlyga:

$$g^2 L^2 = (1 - R_s e^{-\alpha_s L})(1 - R_{\text{š}} e^{-\alpha_{\text{š}} L}); \quad (16)$$

O vienbangiam OPO laikome, kad  $(1 - R_i e^{-\alpha_i L}) = 1$ , tuomet išraiška pasikeičia į:

$$g^2 L^2 = 2(1 - R_s e^{-\alpha_s L}); \quad (17)$$

Vienbangiam rezonatoriui generavimo slenkstis yra didesnis per  $\sqrt{2/(1 - R_{\text{š}} e^{-\alpha_{\text{š}} L})}$ , tačiau, kaip minėta, praktikoje dažniau naudojami vienbangiai parametriniai generatoriai, dėl didesnio generacijos stabilumo [5].

Apytikslė slenkstinės kaupinimo galios išraiška vienbangiam rezonatoriui [15]:

$$P_k^{th} = \frac{\alpha_s}{2K} \left( \frac{\omega_s^2 + \omega_k^2}{l^2} \right); \quad (18)$$

čia:

$$K = \frac{\omega_s \omega_s d_{eff}^2 Z_0}{2\pi c^2 n_k n_s n_s}. \quad (19)$$

Vienbangiam OPO rezonuojančios signalinės bangos efektyvumas priklauso nuo išvadinio veidrodžio pralaidumo ir suminių rezonatoriaus nuostolių santykio [16]:

$$\eta_{iš} = \frac{\omega_s}{\omega_k} \frac{T_{iš}}{T_{iš} + L_r} \eta_{vid}; \quad (20)$$

čia:  $T_{iš}$  – išvadinio veidrodžio pralaidumas,  $L_r$  – rezonatoriaus nuostoliai vienam signalinės bangos apėjimui,  $\eta_{vid}$  – vidinis generacijos efektyvumas, kurį lemia fazinio sinchronizmo sąlygos.

#### 1.7.4. Femtosekundiniai sinchroniškai kaupinami optiniai parametriniai generatoriai

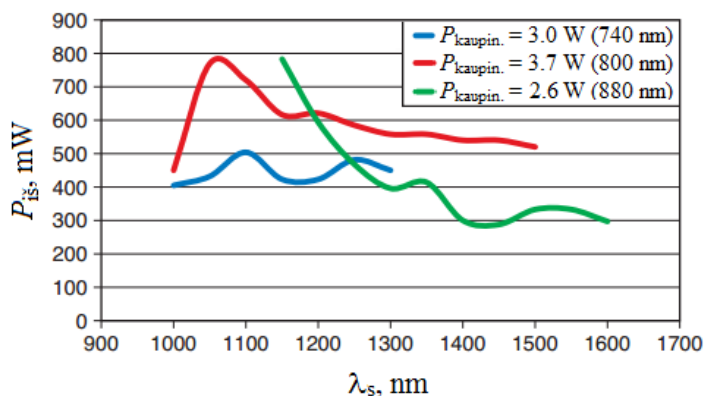
Stovinčias bangas rezonatoriuje prasminga nagrinėti, kai kaupinimui naudojamas nuolatinės veikos lazeris, arba jeigu impulsai santykinai ilgi. Jeigu impulsai ultratrumpieji – trumpesni už OPO rezonatoriaus ilgį – generacijai realizuoti turi būti naudojamas sinchroniškas kaupinimas. Jis realizuojamas, kai parametrinio generatoriaus rezonatoriaus dvigubo lėkio trukmė yra lygi trukmei tarp gretimų kaupinimo impulsų. Vienbangio OPO atveju netiesiniame kristale sugeneruotas signalinis impulsas turi apėjęs rezonatorių persikloti su sekančiu kaupinimo impulsu. Sinchroniškas OPO kaupinimas nuolatine pikosekundinių impulsų vora pirmą kartą pademonstruotas 1988 m. Lietuvos mokslininkų. Kaupinant Nd:YAG aktyvios modų sinchronizacijos lazerio spinduliuote, buvo sugeneruoti 37 ps trukmės impulsai [17]. Ši metodika vėliau paplito ir buvo sėkmingai pritaikyta femtosekundiniuose OPO [18].

Sinchroniškai kaupinamuose optiniuose parametriniuose generatoriuose (SKOPO) gali būti naudojami įvairūs netiesiniai kristalai. Sukurtos femtosekundinės Ti:Safyro lazeriu tiesiogiai kaupinamos sistemos su BBO ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>), LBO (LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>), KTP [18], RTA [19], CTA (CsTiAsO<sub>4</sub>) [20], taip pat periodiškai orientuotais kristalais PORTA [21], POLN [22], MgO:POLN (magnio oksidu legiruotu periodiškai orientuotu ličio niobatu) [23]. Femtosekundinės sistemos su POKTP kristalais taip pat yra eksperimentiškai realizuotos:

1998 m. pademonstruotas femtosekundinis SKOPO, kuriame panaudotas – POKTP kristalas. 24  $\mu$ m gardelės periodo POKTP kristalas patalpintas į vienbangį rezonatorių, kaupinamas 763 nm Ti:Safyro lazerio spinduliuote pasiekė signalinės bangos ilgio derinimą 1000-1235 nm srityje. Didžiausias kaupinimo bangos konvertuojamumo į signalinę efektyvumas siekė 22 % (atitinka 34 % fotonų konvertavimo efektyvumą). Tuo metu kaupinimo nuskurdinimas siekė 69 %. Išmatuota signalinio impulso trukmė – 330 fs, o bangos ilgio derinimas realizuotas keičiant rezonatoriaus ilgį [24].

Femtosekundinių SKOPO technologija yra komerciškai realizuota kaupinimui naudojant Ti:Safyro lazerius. Kompanija *Coherent* yra sukūrusi femtosekundinių optinių parametrinių generatorių sistemų liniją *Mira-OPO*. Jų pagrindas – KTP, POKTP, CTA arba vėduoklės tipo

struktūros KTP kristalai (pasirinktinai). Deklaruojamas 0,5 W kaupinimo slenkstis. Signalinė banga derinama 1000-1600 nm diapazone. Mažiausias kaupinimo-signalinės bangos konvertuojamumo efektyvumas ties 1500-1600 nm ir ties 1000 nm siekia apie 13 %. Didžiausias efektyvumas ties maždaug 1150 nm siekia apie 30 % (pavaizduota 5 pav.) Išvadinės impulsų trukmės priklausomai nuo SKOPO konfigūracijos gali siekti nuo pikosekundinio diapazono iki 50 fs. [25].



5 pav. *Mira-OPO* signalinės bangos galios priklausomybė nuo bangos ilgio [25].

Nors SKOPO veikimo parametrai geri, tačiau kaupinimo šaltinis - Ti:Safyro lazeris turi trūkumų. Jo aktyviosios terpės viršutinio lygmens gyvavimo trukmė yra santykinai maža (apytiksliai 3,2  $\mu$ s). Todėl jų kaupinimui reikalinga didelio intensyvumo spinduliuotė, kurią kol kas galima pasiekti tik aukštos kokybės lazerine spinduliuote. Praktikoje dažniausiai naudojama nanosekundinių Nd:YVO<sub>4</sub> lazerių antra harmonika. Nors yra atlikta eksperimentų, tačiau komerciškai kaupinimui kol kas nėra pritaikomi lazeriniai diodai [26]. Tai didina lazerio matmenis ir kainą. Todėl išpopuliarėjo alternatyva Ti:Safyro lazeriams – Yb:KGV pagrindu veikiančios femtosekundiniai lazeriai. Kadangi Yb:KGV lazeriai santykinai nauji, vis dar kuriami ir tobulinami jais kaupinami SKOPO. 2010 m. teorinio modeliavimo eksperimente įvertintos POKTP kristalo fazinio sinchronizmo sąlygos, optinės ir dispersinės savybės, kai kaupinama 1  $\mu$ m bangos ilgio spinduliuote. Prieita išvada, kad POKTP yra perspektyvus kristalas, tinkamas panaudojimui SKOPO, kaupinamiems iterbio jonų lazeriais ir prognozuotas tokių SKOPO realizavimas [27].

### 1.7.5. Dispersijos įtaka SKOPO parametrms

Anksčiau aptarti dispersijos reiškiniai turi kritinę reikšmę SKOPO veikimui. Rezonatoriaus įnešama grupinio vėlinimo dispersija kartu su grupinių greičių nederinimo reiškiniu kristale apsprendžia parametrinio stiprinimo sąlygas, impulso centrinių bangos ilgį, spektro plotį, taip pat ir impulsų trukmę. Vienu metu vykstant keletui procesų sudėtinga išskirti kiekvieno jų įtakos dydį, tačiau galima nesunkiai panagrinti SKOPO vykstančius pavienius reiškinius.

Vienas iš procesų – rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos apsprendžiamas signalinės spinduliuotės bangos ilgio kitimas. Esminė sąlyga SKOPO veikimui – sinchroniško kaupinimo sąlygos realizavimas. Kaupinimo impulsui sklindant parametrinio generatoriaus kristalu sugeneruota



signalinė spinduliuotė turi apėjusi rezonatorių persikloti su sekančiu kaupinimo impulsu. Optinio rezonatoriaus kelio ilgis turi būti parinktas taip, kad signaliniam impulsui dvigubas rezonatoriaus lėkio laikas sutaptų su laiko tarpu tarp kaupinančių impulsų. GVD čia turi didelę reikšmę, kadangi dėl jos įtakos vyksta atskirų spektrinių komponentių laikinis išsibarstymas. Esant suminei neigiamai rezonatoriaus GVD, trumpesniems bangos ilgiams dvigubo rezonatoriaus lėkio optinis kelias tampa trumpesnis nei ilgabangiams. Tokiu atveju patogi konstrukcija – rezonatoriaus ilgio derinimo galimybė. Keičiant rezonatoriaus fizinį ilgį sinchroninio kaupinimo sąlyga išpildoma vis kitiems bangos ilgiams, kurie išplito laike dėl rezonatoriaus GVD. Vadinasi keičiant rezonatoriaus ilgį galima realizuoti bangos ilgio derinimą [28]. Neatsižvelgiant į kitus lygiagrečiai vykstančius reiškinius, galima išreikšti rezonatoriaus ilgio ir signalinio impulso centrinio bangos ilgio tarpusavio priklausomybę [29]:

$$\Delta l = 2\pi c^2 \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{g(\lambda)}{\lambda^2} d\lambda. \quad (21)$$

Iš (20) formulės matome, kad bangos ilgio derinimas, keičiant rezonatoriaus ilgį yra apsprendžiamas GVD koeficiento  $g$  dydžio ir ženklo.

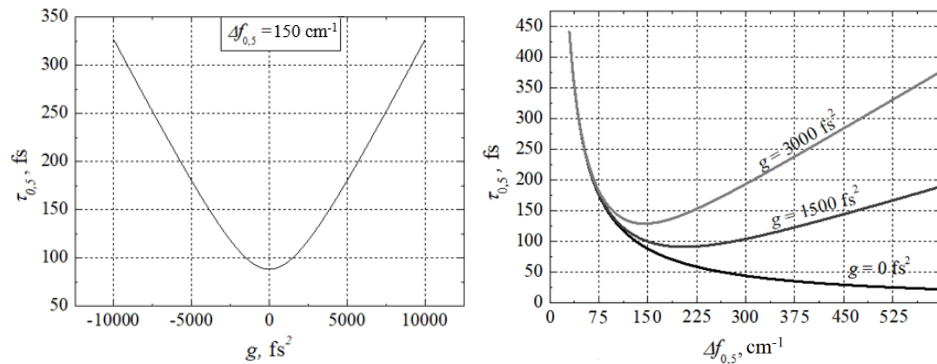
Kaip jau minėta anksčiau GVD įtaka lemia ne tik sinchroniško kaupinimo sąlygas, bet ir išvadinio signalinio impulso trukmę. Dėl dispersijos išsifazuoja impulsą sudarančios spektrinės komponentės – impulsas plinta. Plitimas priklauso nuo impulso spektro pločio ir GVD dydžio. Spektriškai riboto impulso plitimas[28]:

$$\tau_{0,5} = \tau_{SR} \sqrt{1 + \left( \frac{4 \cdot \ln 2 \cdot g}{\tau_{SR}} \right)^2}. \quad (22)$$

Čia  $\tau_{0,5}$  – impulso trukmė pusės intensyvumo aukštyje,  $\tau_{SR}$  – spektriškai riboto impulso trukmė. Kadangi spektriškai riboto impulso trukmė apsprendžiama jo spektro pločio, galima impulso trukmę aprašyti kaip funkciją nuo jo spektro pločio. Gausinio impulso atveju:

$$\tau_{0,5} = \frac{0,441}{\Delta f_{0,5}} \sqrt{1 + \left( \frac{\ln 2 \cdot g \cdot \Delta f_{0,5}}{0,11} \right)^2}; \quad (23)$$

Vadinasi impulso trukmė priklauso nuo GVD ir impulso spektro pločio. 6 pav. pavaizduotos teoriškai apskaičiuotos impulso trukmės priklausomybės nuo šių parametų. Matome kad dispersinėje terpėje didesnis spektro plotis tik iki tam tikros vertės lemia mažesnę impulso trukmę. Spektro plotį didinant virš optimalios vertės impulsas pradeda plisti.



**6 pav.** Impulso trukmės priklausomybė nuo jį paveikusios GVD, esant fiksuotam impulso spektro pločiui (kairėje) ir nuo spektro pločio, esant fiksuotoms GVD vertėms.

### 1.8. Impulsų spaudimas teigiamos dispersijos terpėse

6 pav. pavaizduotas impulsų plitimas dėl dispersijos dažniausiai gali būti kompensuotas naudojant dispersinius spaustuvus. Dėl teigiamos dispersijos išplitusius impulsus galima spausti įnešant neigiamos dispersijos prizmių pora, naudojant difrakcinę gardelę arba čirpuotus veidrodžius. Šie metodai pakankamai sudėtingi. Impulsų spaudimas difrakcine gardele ar prizmėmis reikalauja tikslaus suderinimo ir įneša nemažus nuostolius. Tuo tarpu čirpuotus veidrodžius su norimomis dispersijos sąlygomis plačiam bangos ilgių derinimo diapazonui (SKOPO atveju) sudėtinga ir brangu pagaminti.

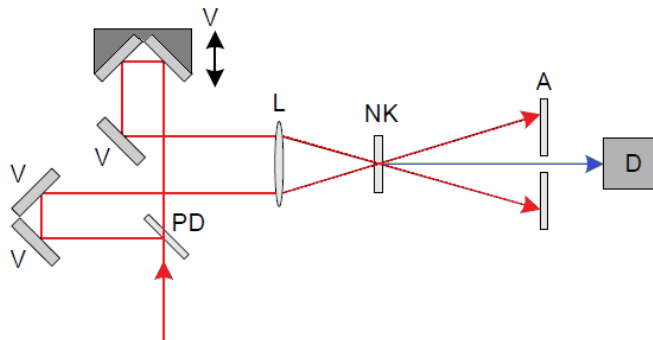
Paprastiau impulsus suspausti, jeigu jie išplitę dėl neigiamos dispersijos. Tokiu atveju tereikia turėti skaidrią teigiamos dispersijos terpę, kuria praleidus impulsą jis susispaudžia. Dispersijos dydis tiesiogiai proporcingas terpės ilgiui ir kinta priklausomai nuo bangos ilgio. Įprastai impulsų spaudimui naudojamos terpės su santykinai didele dispersija, norint turėti nedidelių matmenų optinius elementus. Tokios terpės pavyzdžiai – ZnSe, tankusis flintas SF10.

Vis tik teigiamos dispersijos terpėje impulsus spausti ne visada patogiu, dėl to, kad jų dispersija yra nederinama (kaip prizmių ar difrakcinės gardelės spaustuvų atveju) ir atitinka tik tam tikras diskrečias vertes. Tokiu atveju norint įnešti skirtingos vertės GVD reikia turėti skirtingo storio dispersinės terpės elementus. SKOPO atveju tikėtina turėti nevienodai išplitusius impulsus skirtingiems išėjimo bangos ilgiams, todėl norint suspausti išplitusius impulsus gali reikėti skirtingo storio dispersinių elementų.

### 1.9. Femtosekundinių impulsų trukmių matavimas daugiašūviu autokoreliatoriumi

Šiuolaikinių femtosekundinių lazerio impulsų trukmės yra tarp dešimties ir tūkstančio femtosekundžių. Norint tiksliai nustatyti tokio dydžio trukmes, reikia turėti išoriškai kontroliuojamą procesą, kurio atsaką būtų galima kontroliuoti femtosekundine laikine skyra. Nanosekundiniams ir ilgesniems impulsams matuoti tinkamos elektronikos schemas femtosekundinių impulsų trukmei

išmatuoti netinka dėl per mažos laikinės skyros. Kadangi femtosekundinė lazerinė spinduliuotė yra itin spartus procesas – logiška ją pačią panaudoti impulso trukmės matavimams. Dėl šios priežasties paplito matavimo procesas, paremtas impulso sąveika su pačiu savimi. Matavimo principas remiasi trifotonės parametrinės sąveikos reiškiniais. Daugiašūvio autokoreliatoriaus veikimo principas – pluošto dalikliu padalinamas lazerio pluoštas vėliau sukertamas netiesiniame kristale, kuriame nekoliniariai generuojasi suminio dažnio spinduliuotė. Keičiant vienos iš spinduliuotės atšakų vėlinimą kitos atžvilgiu pasiekiamas impulsų persiklojimo netiesiniame kristale kitimas. Kadangi nuo persiklojimo priklauso generuojamo suminio dažnio spinduliuotės energija – registruojant jos priklausomybę nuo vėlinimo galima nustatyti erdvinį impulso ilgį, o tuo pačiu ir impulso trukmę [6].



**7 pav.** Daugiašūvio autokoreliatoriaus principinė schema

Čia V –veidrodžiai, NK – netiesinis kristalas, L – lęšis, A- apertūra, D – detektorius, PD – pluošto daliklis. Detektoriumi registruojamas suminio dažnio intensyvumas apibūdinamas antros eilės koreliacija, o intensyvumo autokoreliacijos funkcija [6]:

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) \cdot I(t - \tau) dt. \quad (24)$$

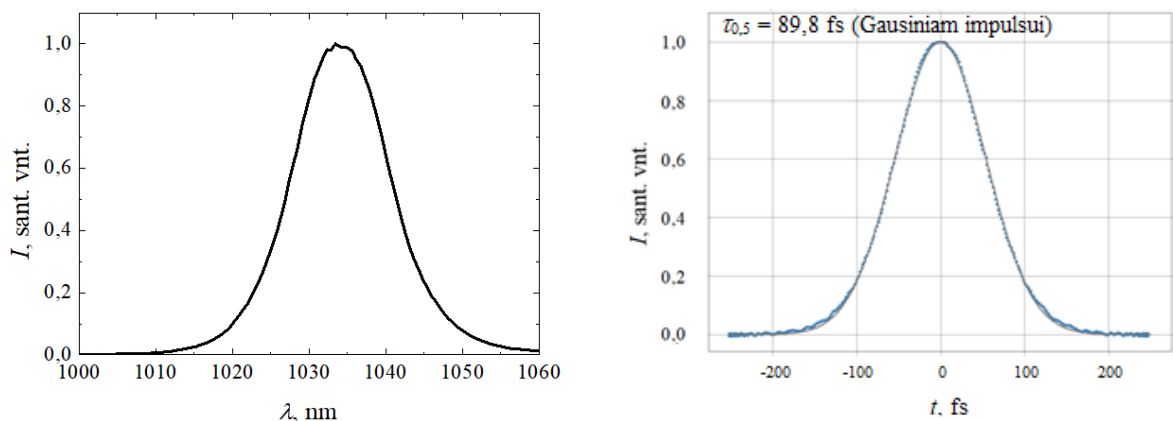
Praktikoje itin svarbu, kad autokoreliacinė funkcija neperduoda pilnos informacijos apie pradinių impulsų intensyvumo pasiskirstymą. Teoriškai be galo daug skirtingų impulsų gali turėti tą pačią autokoreliacijos funkciją. Todėl rezultatai, išskaičiuoti iš autokoreliacinės funkcijos, priklauso nuo pradinių sąlygų parinkimo. Įprastai laikoma, kad impulsas turi idealaus Gauso arba hiperbolinio sekanto funkcijų pavidalą. Eksperimentiniuose trukmės matavimuose gali atsirasti paklaidų dėl netinkamo matuojamo impulso formos parinkimo.

## 2. Eksperimento aprašymas

### 2.1. Pagrindinių eksperimento elementų charakteristikos

- **Kaupinimo šaltinis**

Tyrimų metu SKOPO kaupinimui buvo naudojamas UAB MGF *Šviesos Konversija* pagamintas *FLINT* lazerinis osciliatorius. Jo aktyvioji terpė - Yb:KGV kristalas. 8 pav. pavaizduotas išmatuotas kaupinimo spinduliuotės spektras. Centrinis kaupinimo bangos ilgis 1033 nm, spektro plotis pusės intensyvumo lygyje  $\Delta\lambda_{0,5} = 17,5$  nm (atitinka  $\Delta f_{0,5} = 164$  cm<sup>-1</sup>). Matavimai atlikti spektrometru *AvaSpec-2048* – šis spektrometras vėliau naudotas ir signalinės spinduliuotės spektro matavimams. Osciliatoriaus maksimali išvadinė vidutinė galia siekia apie 4,7 W. Impulsų pasikartojimo dažnis – 76 MHz. Tai atitinka 1,974 m ilgio rezonatoriaus dvigubą lėkio ilgį (3,948 m atstumą tuščioje erdvėje tarp gretimų impulsų). Impulso vidutinė energija siekia 62 nJ. Kaupinimui naudojama išoriniu atenuatoriumi susilpninta spinduliuotė, kurios vidutinė galia ribojama iki 1W (atitinka 13 nJ impulso energiją). Išmatuota impulso trukmė SKOPO įvade:  $\tau_{0,5} \approx 90$  fs. Impulso trukmės matavimai atlikti UAB MGF *Šviesos Konversija* pagamintu *Geco* autokoreliatoriumi. Vėliau tas pats autokoreliatorius naudotas SKOPO sugeneruotų signalinių impulsų trukmės matavimams.



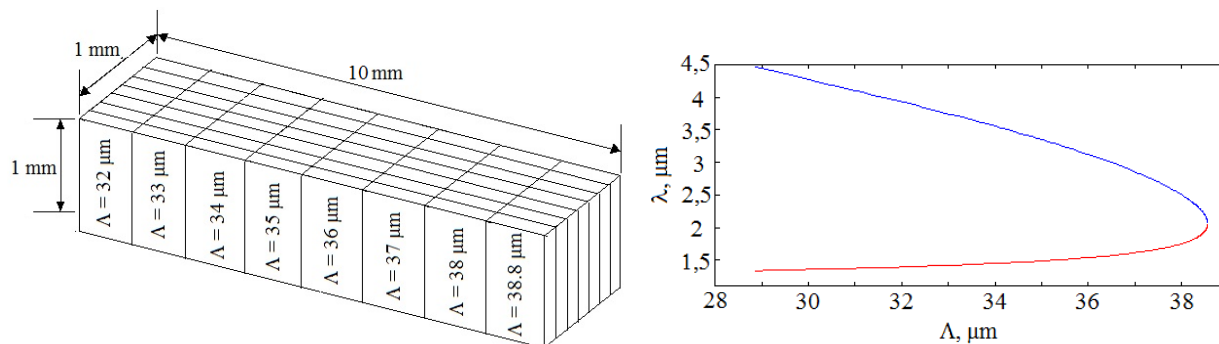
**8 pav.** Išmatuotas kaupinimo impulso spektras (kairėje) ir autokoreliacinė funkcija (dešinėje).

- **Kristalas**

SKOPO netiesinei parametrinei sąveikai realizuoti naudojamas periodiškai orientuotos struktūros KTiOPO<sub>4</sub> kristalas. Kristalas užsakytas iš UAB *Optolita*. Kristalo matmenys 1x1x10 mm, išilgai kristalo išdėstytos 8 skirtingo periodo gardelės nuo  $\Lambda = 32$  μm iki  $\Lambda = 38.8$  μm (pavaizduota 9 pav.). Kristalas iš abiejų pusių padengtas skaidrinančiomis dangomis 1030 nm ( $R < 2$  %) ir 1350-1750 nm ( $R < 0,5$  %) spektriniam diapazonui.

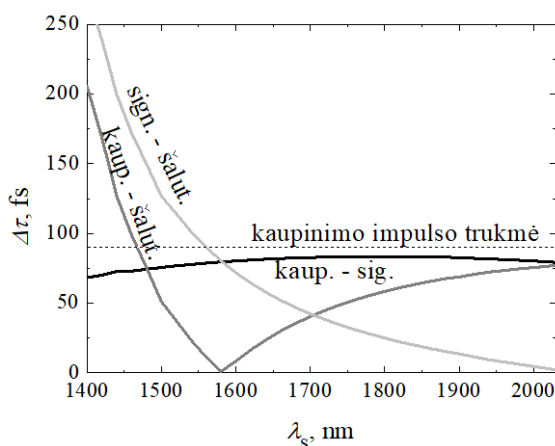
Skirtingo periodo gardelės parinktos taip, kad tenkintų *eee* tipo fazinio kvazisinchronizmo sąlygas signalinei spinduliuotei nuo 1400 nm iki 2060 nm (kaupinant 1030 nm bangos ilgio spinduliuote). Eksperimentinėje schemeje kristalas įtaisytas ant poslinkio staliuko, kurį galima

stumdyti statmenoje lazerio sklidimo kryptimi koordinatėje, taip keičiant gardelės periodą ir kartu generuojamos signalinės spinduliuotės bangos ilgį. Pilna fazinio kvazisinchronizmo kreivė periodiškai orientuotam KTP kristalui, pavaizduota 9 pav. (sugeneruota *SNLO V.67* programa.).



**9 pav.** Eksperimente naudojamo POKTP kristalo struktūra (kairėje) ir teoriškai gauta fazinio kvazisinchronizmo kreivė šaltinei (mėlyna) ir signalinei (raudona) bangoms KTP kristale, esant 1030 nm kaupinimo bangos ilgiui.

Remiantis (5), (6) formulėmis ir kvazisinchronizmo kreivės duomenimis buvo apskaičiuota kaupinimo ir signalinio bei šaltinio impulsų laikinio išsiskyrimo trukmė per eksperimente naudojamo POKTP kristalo ilgį (1 mm). Priklausomybė pavaizduota 10 pav. Matome, kad 1500 – 2000 nm bangos ilgių diapazone kaupinimo ir signalinis impulsai išsiskiria beveik per visą kaupinimo impulso trukmę. Vadinasi parametrinė sąveika nėra ribojama GGN reiškinio, tačiau ilgesnio kristalo naudojimas nebūtų prasmingas, nes impulsai ilgesniame kristale išsiskirtų laike. 10 pav. taip pat matoma, kad signalinio ir šaltinio impulsų išsiskyrimas ryškiai mažėja didėjant bangos ilgiui. Remiantis (7) formule tai turėtų lemti stiprinimo juostos plėtimą ilgesnių bangų srityje.



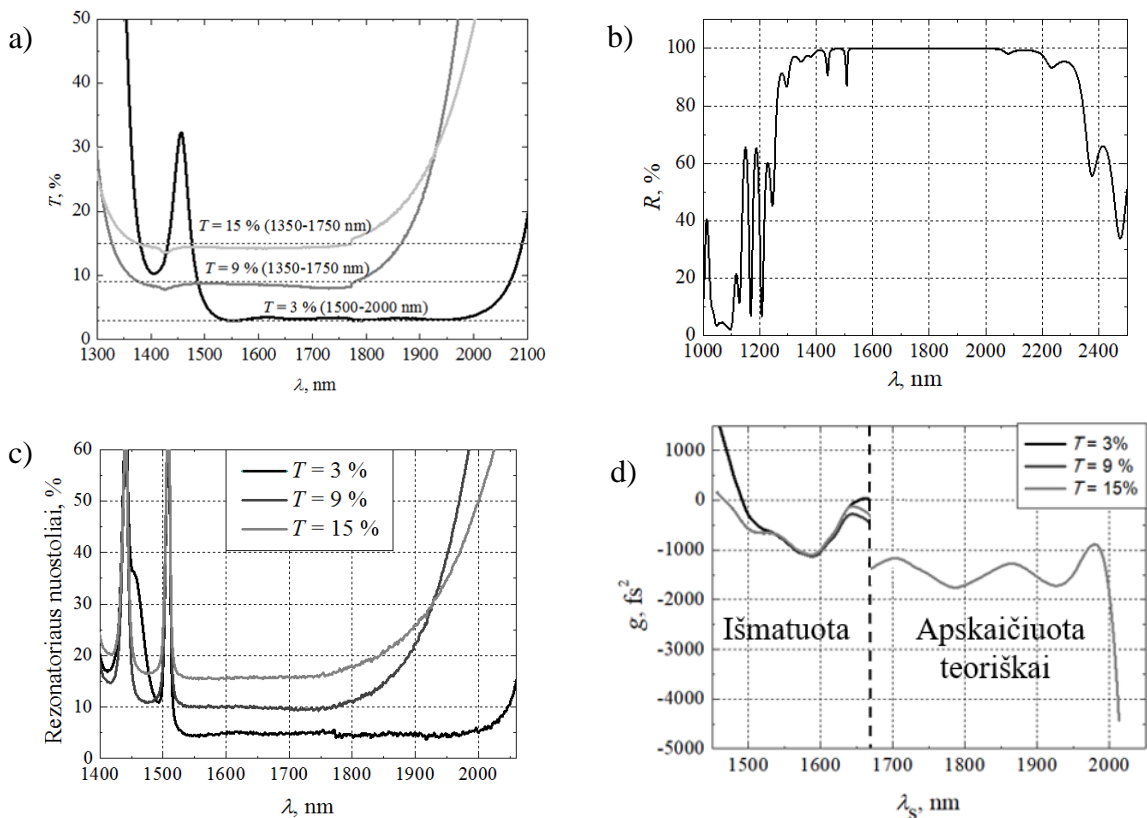
**10 pav.** Impulsų laikinio išsiskyrimo priklausomybė nuo signalinio impulso bangos ilgio.

- **Veidrodžiai**

Tiriamas SKOPO yra vienbangis. Idealiu atveju jo veidrodžiai turi atspindėti tik signalinius impulsus, o visus kitus praleisti. Tokios sąlygos buvo realizuotos specialiai sumodeliuotais dielektrinių dangų veidrodžiais. Sumodeliuoti didelio atspindžio veidrodžiai 1500 – 2000 nm srityje

ir didelio pralaidumo 1030 nm – kaupinimo bangos ilgiui. Taip pat tyrimų metu naudoti trys skirtingų charakteristikų rezonatoriaus išvadiniai veidrodžiai (3 %, 9% ir 15% pralaidumo signalinei spinduliutei). Didelio atspindžio veidrodžių atspindžio ir išvadinių veidrodžių pralaidumo ir atspindžio charakteristikos pavaizduotos 11 pav. a ir b dalyse. Didelio atspindžio veidrodžių charakteristikos pateiktos veidrodžių gamintojo, o išvadinių veidrodžių pralaidumas išmatuotas *Shimadzu UV-3101 PC* spektrofotometru. Taip pat buvo apskaičiuota suminė veidrodžio nuostolių priklausomybė nuo bangos ilgio dvigubam rezonatoriaus lėkui.

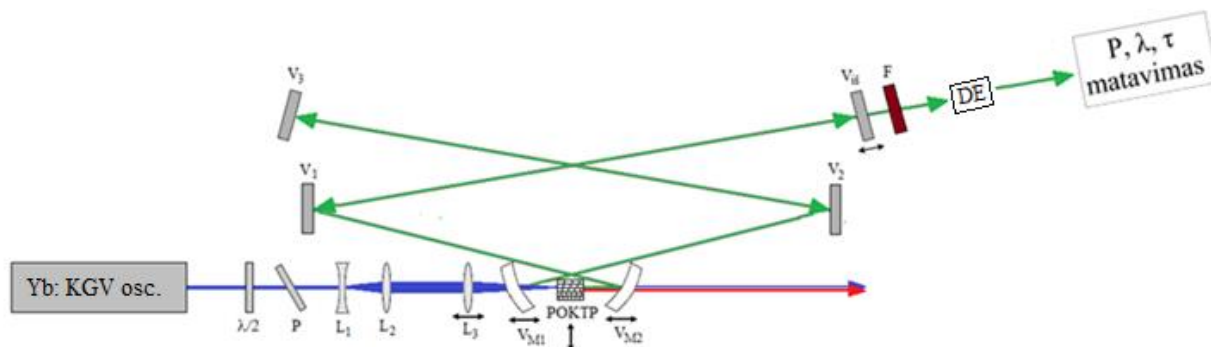
Dėl sudėtingos dielektrinių veidrodžių sluoksnių struktūros stebimas pašalinis reiškinys – veidrodžių grupinio vėlinimo dispersija. Suminė rezonatoriaus GVD dvigubam rezonatoriaus lėkui su skirtingo pralaidumo išvadiniais veidrodžiais buvo išmatuota bangos ilgiams iki 1650 nm. Matavimai atlikti *Chromatis* dispersijos matuokliu, kuriame naudojamas InGaAs fotodetektorius. Didesniems bangos ilgiams GVD sumodeliuota teoriškai. Rezonatoriaus didelio atspindžio veidrodžių dispersiją sumodeliavo veidrodžių gamintojas, netiesinio kristalo dispersija apskaičiuota remiantis teorija. Skaičiavimuose neįskaityta išvadinių veidrodžių dispersija – apie ją gamintojai nepateikė duomenų.



**11 pav.** Spektrofotometru išmatuoti išvadinių veidrodžių pralaidumo ( a) ir didelio atspindžio veidrodžių atspindžio (b) koeficientų priklausomybė nuo bangos ilgio, suminiai rezonatoriaus nuostoliai (c) ir suminė rezonatoriaus GVD su skirtingo pralaidumo išvadiniais veidrodžiais (d).

## 2.2. Eksperimento schema

Principinė tyrimų schema pavaizduota 12 pav. Anksčiau buvo minėta, kad kaupinimo spinduliuotės galia yra reguliuojama išoriniu atenuatoriumi. Jis sudarytas iš  $\lambda/2$  plokštelė ir poliarizatoriaus. Netiesinei sąveikai reikalingas intensyvumas pasiekiamas kaupinimo spinduliuotės  $L_3$  lęšiu ( $f = 100$  mm) fokusuojant į kristalo centrą. Prieš tai lęšiais  $L_1$  ir  $L_2$  kaupinimo pluoštas išplečiamas 3,3 karto iki 3,7 mm  $1/e^2$  galios lygyje. Apskaičiuotas pluošto diametras sąsmaukoje siekia 38  $\mu\text{m}$ .



**12 pav.** Eksperimento schema; FLINT – lazeris, V – veidrodžiai, F – filtras,  $\lambda/2$  – pusbangė plokštelė, L – lęšiai, P – poliarizatorius, POKTP – kristalas, DE – dispersinis elementas (naudojamas ne visuose matavimuose).

Rezonatoriuje meniskiniai veidrodžiai  $V_{M1}$  ir  $V_{M2}$  skirti rezonuojančios signalinės bangos fokusavimui. Jų kreivumo spinduliai  $R_{M1} = R_{M2} = 100$  mm. Atstumai nuo meniskinių veidrodžių iki kristalo yra parinkti taip, kad signalinei bangai būtų išpildoma konfokalinio rezonatoriaus sąlyga – pluoštas fokusuojamas centre tarp veidrodžių. Tiksliam meniskinių veidrodžių suderinimui buvo pasinaudota *Lascad* programa - sumodeliuotas rezonatoriaus stabilumas ir nustatyti tikslūs atstumai nuo kristalo paviršių iki veidrodžių.

Išvadinis veidrodis sumontuotas ant poslinkio staliuko, kurio žingsnis – 1,25  $\mu\text{m}$ . Keičiant veidrodžio padėtį keičiamas rezonatoriaus ilgis jame sklindančiai spinduliuotei. Tikslus rezonatoriaus ilgio derinimas svarbus sinchroniško kaupinimo sąlygai užtikrinti. Taip pat dėl vidinės rezonatoriaus GVD keičiant rezonatoriaus ilgį buvo keičiamas išvadinės signalinės spinduliuotės bangos ilgis.

### 3. Eksperimento rezultatai

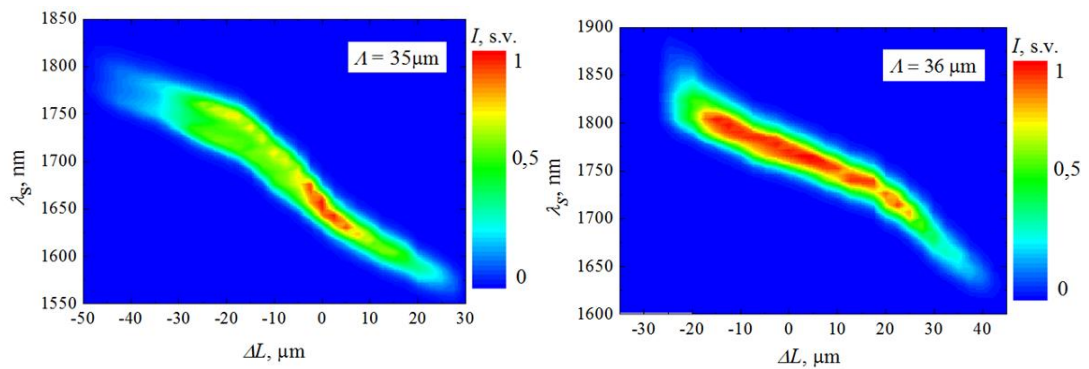
#### 3.1. Spektrinių savybių tyrimas

Vienas iš darbo tikslų buvo ištirti spektrines SKOPO charakteristikas ir nustatyti išvadinės spinduliuotės bangos ilgio derinimo galimybes. Matavimams buvo naudojamas spektrometras *Avantes AvaSpec-NIR256-2.5*. Spektrometro matavimo ribos – nuo 1000 nm iki 2500 nm. Matavimai atlikti už išvadinio veidrodžio ir IKS-7 filtro, nufiltruojančio parazitinę regimojo spektro spinduliuotę, besigeneruojančią dėl nepageidaujamų netiesinių reiškinių SKOPO kristale.

Išvadinės spinduliuotės bangos ilgio derinimas realizuotas anksčiau minėtais metodais – keičiant periodiškai orientuotos gardelės periodą, bei keičiant rezonatoriaus ilgį. 13 pav. pavaizduotose priklausomybėse matoma, kad bangos ilgis gali būti tolydžiai derinamas keičiant rezonatoriaus ilgį. Šuoliškai jį galima pakeisti keičiant gardelės periodą. Grafike matoma, kad naudojant 35 μm ir 36 μm periodais orientuotą kristalą gaunamas bangos ilgio derinimas skirtingame diapazone. Visų gardelių diapazonai persikloja tarpusavyje, todėl bendrai galime gauti bet kokią išvadinės spinduliuotės bangos ilgį diapazone nuo 1490 nm iki 1965 nm. Vis tik derinimo tikslumą riboja rezonatoriaus ilgio keitimo žingsnio dydis. Eksperimentų metu ilgio derinimui naudotas mikrometrinis staliukas, kurio žingsnis - 1,25 μm (tai lygu 2,5 μm rezonatoriaus optinio kelio pailgėjimui). Toks ilgio pokytis lemia nuo 1,5 nm iki 38 nm išvadinės spinduliuotės centrinio bangos ilgio poslinkį, priklausomai nuo signalinės spinduliuotės bangos ilgio. Dauguma atvejų svyruoja tarp 5-12 nm. Svyravimai priklauso nuo suminės rezonatoriaus GVD. Esant didelei dispersijai (tiek teigiamai, tiek neigiamai) signalinis impulsas smarkiai išplinta ir norint pakeisti bangos ilgį reikia smarkiai pakeisti rezonatoriaus ilgį. Kita vertus GVD artėjant į nulį dažninė moduliacija mažėja, impulso plitimas lėtesnis – net mažas rezonatoriaus ilgio pokytis lemia staigų bangos ilgio kitimą. Tai atsispindi 13 pav., kuriame galima matyti, kad keičiant rezonatoriaus ilgį išvadinės spinduliuotės bangos ilgis kinta netolygiai. Vienose srityse greičiau, kitose – lėčiau. Iš 11 pav. d) galime matyti, kad išmatuota didžiausia neigiama dispersija yra ties 1590 nm bangos ilgiu ir beveik priartėja prie nulio ties 1650 nm (15% pralaidumo veidrodžiui). 13 pav. atitinka tokius rezultatus – bangos ilgis staigiausiai kinta apytiksliai ties 1650 nm ir lėčiau ties kitais bangos ilgiais.

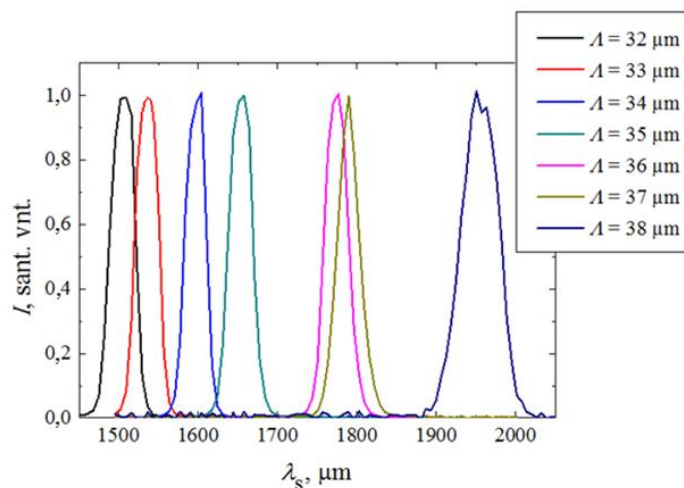
Bendra tendencija visam diapazonui – signalinės bangos ilgis visais atvejais mažėja, didinant rezonatoriaus ilgį. Tai reiškia, kad trumpesnių bangos ilgių spinduliuotė greičiau apeina rezonatorių, ir norit išlaikyti sinchroniško kaupinimo sąlygas rezonatorių reikia prailginti. Vadinasi rezonatoriaus dispersija visame diapazone yra neigiama.





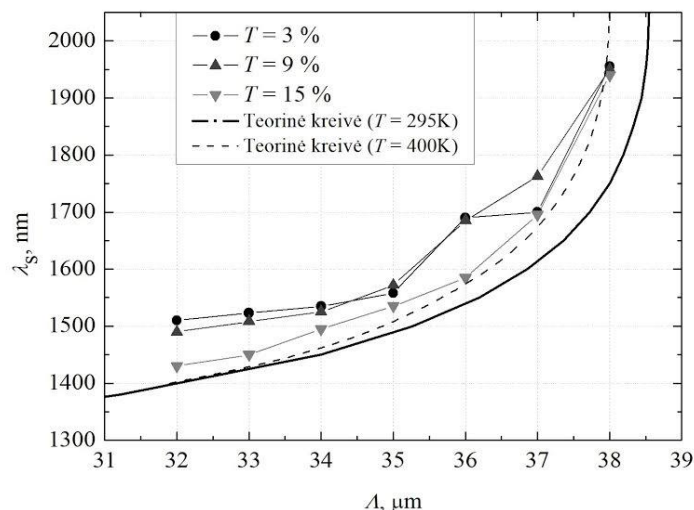
**13 pav.** Signalinės bangos spektro kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį, naudojant skirtingo periodo gardelės ir 15 proc. pralaidumo išvadinį rezonatoriaus veidrodį.

Tolygus bangos ilgio keitimas gali būti realizuojamas keičiant rezonatoriaus ilgį, o šuoliškai bangos ilgis keičiamas keičiant periodiškai orientuoto kristalo periodą. 14 pav. pavaizduota maksimalios išvadinės galios atveju generuojamos spinduliuotės spektro forma naudojant skirtingo gardelės orientavimo periodo kristalą. Matome, kad spektras yra artimas Gauso funkcijos pavidalui. Nors keičiant rezonatoriaus ilgį, registruotas spinduliuotės spektras kai kuriais atvejais tapo nesimetriškas, ar skilo į dvi dedamąsias (matoma 13 pav.).



**14 pav.** Išvadinės spinduliuotės spektrai, naudojant skirtingo periodo gardelės, kai buvo pasiekama maksimali išvadinė galia.

Išmatuotų išvadinės spinduliuotės bangos ilgių priklausomybė nuo gardelės periodo pavaizduota 15 pav. Rezultatai palyginti su teoriniais duomenimis. Teorinė kreivė apskaičiuota naudojantis (13) ir (14) formulėmis. Eksperimentiniai matavimai atlikti su skirtingo pralaidumo rezonatoriaus išvadiniais veidrodžiais, kaupinant slenkstinės galios spinduliuote. Didinant kaupinimo galią generuojamų bangos ilgių diapazonas plečiasi, tuo tarpu slenkstinės galios atveju generuojama siauro spektrinio diapazono spinduliuotė, kuriai geriausiai tenkinamos fazinio kvazisinchronizmo sąlygos.

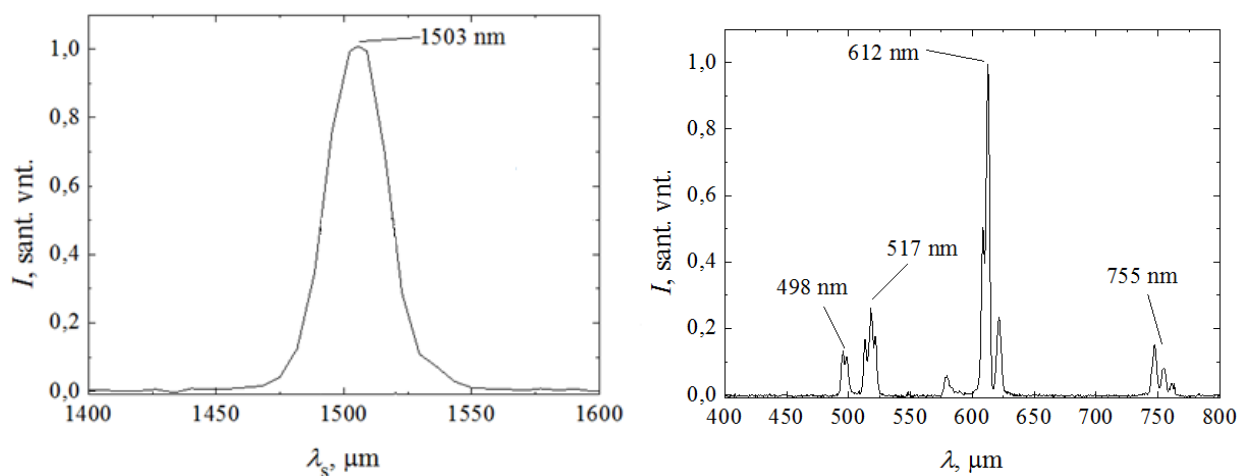


**15 pav.** Signalinės bangos ilgio priklausomybė nuo gardelės periodo esant slenkstinei kaupinimo galiai; matavimai atlikti su skirtingo pralaidumo išvadinais veidrodžiais.

Matome, kad visais atvejais generuojama didesnių bangos ilgių spinduliuotė, nei numato teorija sąveikai kambario temperatūroje. Neatitikimas gali atsirasti dėl ne visai tikslaus kristalo periodinio orientavimo gamybos metu. Galbūt gardelės periodas nėra tiksliai toks, kokį gamintojai deklaruoja. Šiek tiek reiškiniai įtakos gali turėti ir tai, kad spinduliuotė į kristalą krinta ne visai statmenai jo paviršiui. Dėl sklidimo kampu gardelės periodas impulso sklidimo krypties atžvilgiu tampa didesnis atvirkščiai proporcingai kritimo kampo kosinusui. Vis tik kritimo kampo pokytis pilnai nepaaiškina gardelės periodo neatitikimo – jo įtaka mažiems kampams pernelyg nedidelė lyginant su gautu skirtumu. Dar vienas neatitikimo paaiškinimas – kristalo temperatūros kitimas. Kristale gali pasireikšti daugiafotonė sugertis, taip pat šalutinės bangos sugertis, kurios lemia lokalų kristalo temperatūros didėjimą. Trumpesnio bangos ilgio signalinė spinduliuotė lemia ilgesnio bangos ilgio šalutinės spinduliuotės generaciją. Šalutinės spinduliuotės bangos ilgiui pasiekus 3000 nm ima smarkiai didėti jos sugertis KTP kristale (pilna sugerties priklausomybė nuo bangos ilgio pavaizduota 3 pav). Teoriškai apskaičiuota kreivė 400 K temperatūrai daug geriau atitinka eksperimentinius matavimų rezultatus.

POKTP kristalas tenkina pirmo tipo kvazisinchronizmo sąlygas 15 pav. teorinėje kreivėje pavaizduotiems bangos ilgiams. Tačiau kristale vyksta ne tik parametrinė generacija, bet ir kiti netiesiniai reiškiniai. Nors sinchronizmo sąlygos jiems nėra gerai tenkinamos, bet dėl didelio spinduliuotės intensyvumo ir kristalo netiesiškumo stebima pašalinė įvairių bangos ilgių spinduliuotė. Tai mažina SKOPO išvadinės spinduliuotės energetinį efektyvumą – kaupinimo ir signalinio impulsų energija perduodama pašalinėms harmonikoms, kurios galiausiai nufiltruojamos. 17 pav. pavaizduotas generuojamo signalinio impulso spektras ir tuo pačiu metu už  $V_{M2}$  meniskinio

veidrodžio stebimas spektras. Generuojamus bangos ilgius galima paaikškinti sąveika tarp kaupinimo, signalinio ir šalutinio impulso. Iš energijos tvermės dėsnio apskaičiuotų įvairių sąveikų bangos ilgių palyginimas su eksperimentiškai gauto spektro dedamosiomis pateiktas 1 lentelėje.



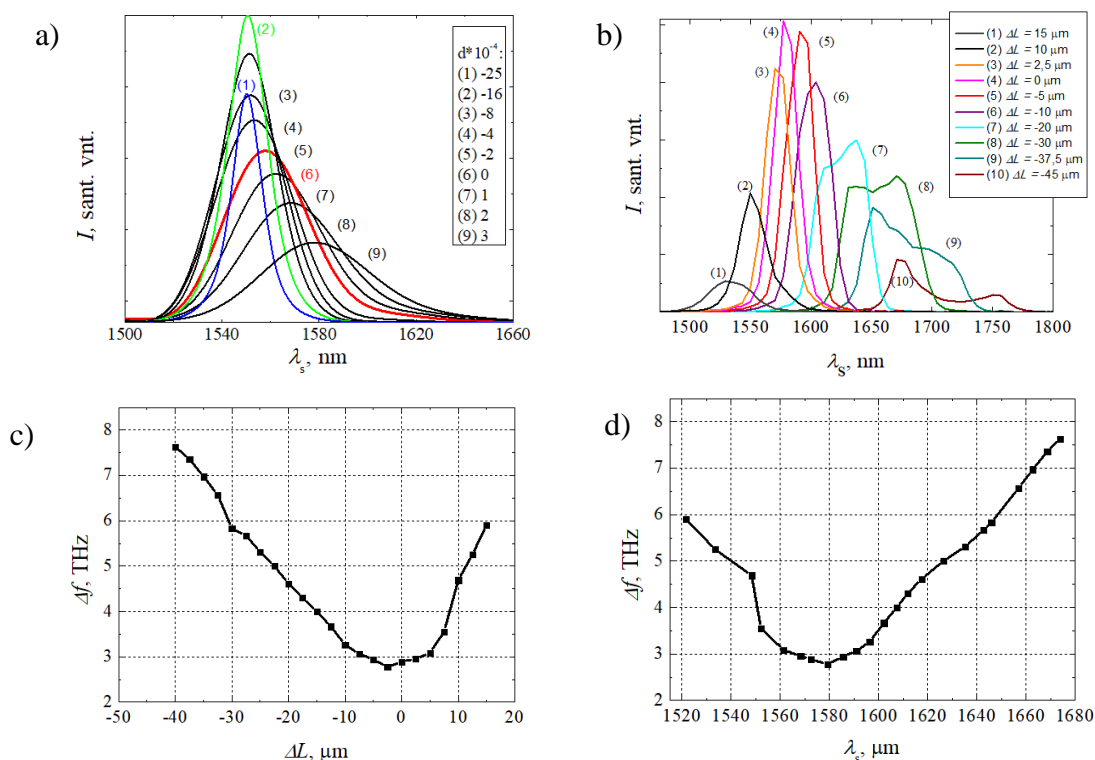
**16 pav.** Signalinės spinduliuotės spektras (kairėje) ir spektras, stebėtas už  $V_{M2}$  meniskinio veidrodžio (dešinėje).

**1 lentelė.** Eksperimentiškai išmatuotų bangos ilgių palyginimas su teoriškai apskaičiuotais.

Išmatuotas bangos ilgis	Netiesinės sąveikos modelis	Apskaičiuotas generuojamos bangos ilgis (centriniam bangos ilgiui)
498 nm	$2\omega_s + \omega_s$	502 nm
517 nm	$\omega_p + \omega_p$	516,5 nm
612 nm	$\omega_s + \omega_p$	612,7 nm
755 nm	$\omega_s + \omega_s$	753 nm

Išvadinės (signalinės) spinduliuotės spektrai priklauso nuo kontroliuojamų išorinių parametru: rezonatoriaus veidrodžių ašinio suderinimo, netiesinio kristalo gardelės periodo parinkimo, kaupinimo spinduliuotės parametru, taip pat rezonatoriaus ilgio. Tačiau tuo pat metu veikia sunkiai kontroliuojami ir nuspėjami reiškiniai. Tai dažnai sunkiai tiksliai nustatoma rezonatoriaus GVD, impulsų GGN kristale, parazitiniai netiesiniai procesai kristale. Pasinaudojus turima eksperimentine ir teorine informacija (apskaičiuota rezonatoriaus GVD, rezonatoriaus nuostoliais, žinomais kristalo parametrais, išmatuotais kaupinimo spinduliuotės parametrais) buvo sumodeliuota teorinė išvadinės spinduliuotės spektro priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio, kitus parametrus išlaikant pastovius (17 pav. a dalis. Modeliavimą atliko doc. Viktorija Tamulienė). Rezultatai parodė, kad didinant rezonatoriaus ilgį spinduliuotės spektras slenkasi į trumpabangę pusę – tai daugiausiai lemia neigiama suminė rezonatoriaus GVD. Tuo pačiu spektro smailinis intensyvumas mažėja ir spektras plečiasi

rezonatoriaus ilgiui tolstant nuo optimalaus – išvada iš signalinio ir kaupinimo impulsų laikinio nepersiklojimo kristale [30].



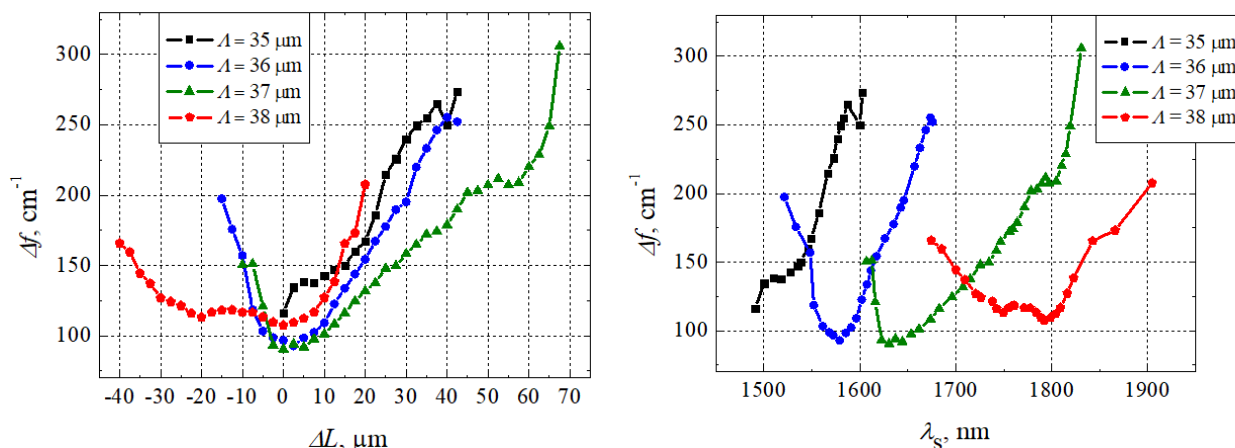
**17 pav.** Teoriškai sumodeliuotas SKOPO spektro kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį [30] (a), eksperimentiškai gautas spektro kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį (b), eksperimentiškai išmatuoto išvadinės spinduliuotės spektro pločio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio (c) ir generuojamos spinduliuotės centrinio bangos ilgio (d).

Atlikus eksperimentinius matavimus šios tendencijos pasitvirtino (17 pav. b). Kita vertus išryškėjo ir skirtumų. Pirmiausia centrinio bangos ilgio neatitikimas. Jis aptartas ankstesniuose eksperimentuose Taip pat neatitinka centrinio bangos ilgio poslinkio absoliutinio dydžio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio pokyčio. Eksperimentiškai išmatuotas bangos ilgis kinta platesnėse ribose ir kitimui reikalingas mažesnis poslinkis, nei prognozuota teoriškai. Taip gali būti dėl realios suminės rezonatoriaus GVD neatitikimo su teoriškai apskaičiuota. Realiomis sąlygomis signaliniai impulsai rezonatoriuje ne į visus veidrodžius pataiko  $0^\circ$  kampų (kuriuo apskaičiuota ir išmatuota veidrodžių GVD). Be to GVD vertės sumodeliuotos garinant dangas, bet realiomis sąlygomis gali atsirasti paklaidų. Tik spektrinė sritis iki 1650 nm yra eksperimentiškai išmatuota. Be to neišmatuota POKTP dangų GVD. Tačiau kaip jau minėta anksčiau – spektro kitimo tendencijos teoriniu ir eksperimentiniu atveju yra panašios.

Spinduliuotės spektro pločio kitimas keičiant rezonatoriaus ilgį (17 pav. c) yra nulemtas neoptimalaus signalinio ir kaupinimo impulsų laikinio persiklojimo kristale. Keičiant rezonatoriaus ilgį susidaro sąlygos ilgiau kristale persikloti signalinio ir kaupinimo impulsų kraštams, tuo pačiu mažinant centrinių impulso dalių persiklojimą. Tai sąlygoja didesnę kraštinių spektro komponentių

stiprinimą, centrinio bangos ilgio sąskaita – spektras išplinta, bet jo intensyvumo maksimumas sumažėja.

Kaupinant SKOPO maksimalia 1000 mW spinduliuote ir keičiant netiesinio kristalo gardelės periodą tendencija išlieka ta pati – kiekvienai gardelei yra tam tikras rezonatoriaus ilgis, ties kuriuo spektro plotis mažiausias. Keičiant rezonatoriaus bangos ilgį spektras išplinta dėl signalų nepersiklojimo kristale (18 pav.).



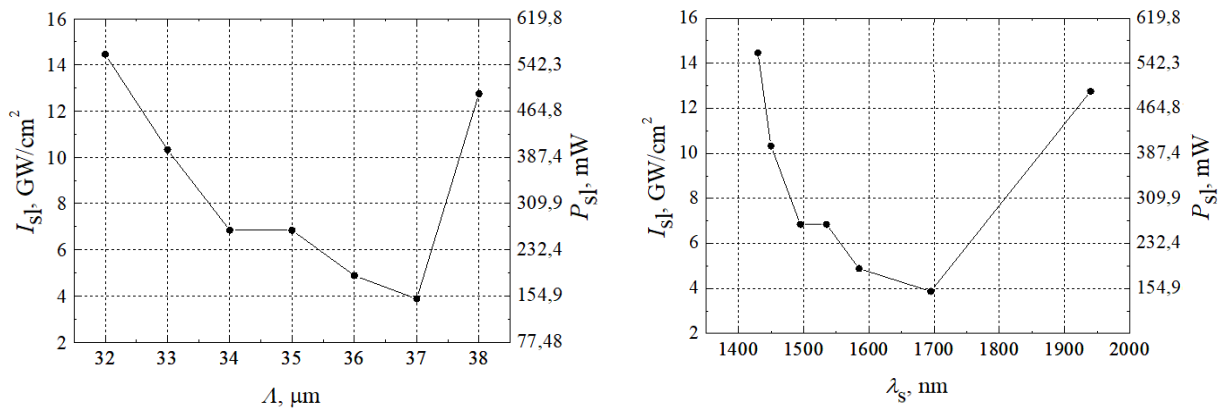
**18 pav.** Išvadinės spinduliuotės spektro pločio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo (kairėje) ir spinduliuotės bangos ilgio; absoliutinė dydžio  $\Delta L$  reikšmė parinkta taip, kad nulis atitinka rezonatoriaus ilgį, kuomet išmatuotas signalinio impulso spektrinis intensyvumas didžiausias.

### 3.2. Energetinių savybių tyrimas

Eksperimento metu išvadinė galia buvo matuojama šiluminiu galios matuokliu *Ophir* 3A-P-SH-V1, pastatytu už išvadinio veidrodžio ir IKS-7 filtro. Kaupinimo galia buvo matuojama prieš  $V_{M1}$  meniskinį veidrodį.

Tyrimo metu išmatuota slenkstinė kaupinimo spinduliuotės galia, ties kuria prasideda SKOPO generacija. Generacijos pradžia stebėta spektrometru, pastatytu už išvadinio veidrodžio. Kaupinimo intensyvumo vertė apskaičiuota pasinaudojant išmatuotais kaupinimo impulso trukmės ir pluošto diametro duomenimis, apskaičiuavus sufokusuoto pluošto matmenis teoriškai. Slenkstinio kaupinimo intensyvumo ir galios priklausomybė nuo kristalo gardelės periodo ir bangos ilgio rezonatoriuje su 15 % pralaidumo išvadinio veidrodžiu pavaizduotos 19 pav. Grafike matoma, kad gardelės periodui didėjant nuo 32 iki 37  $\mu\text{m}$  generacijos slenkstis mažėja, tačiau po to staigia išauga. Šis reiškinys vyksta dėl generuojamos signalinės spinduliuotės bangos ilgio kitimo. 19 pav. priklausomybę nuo bangos ilgio gerai apibūdina (18) ir (19) formulės. Iš jų išplaukia, kad:

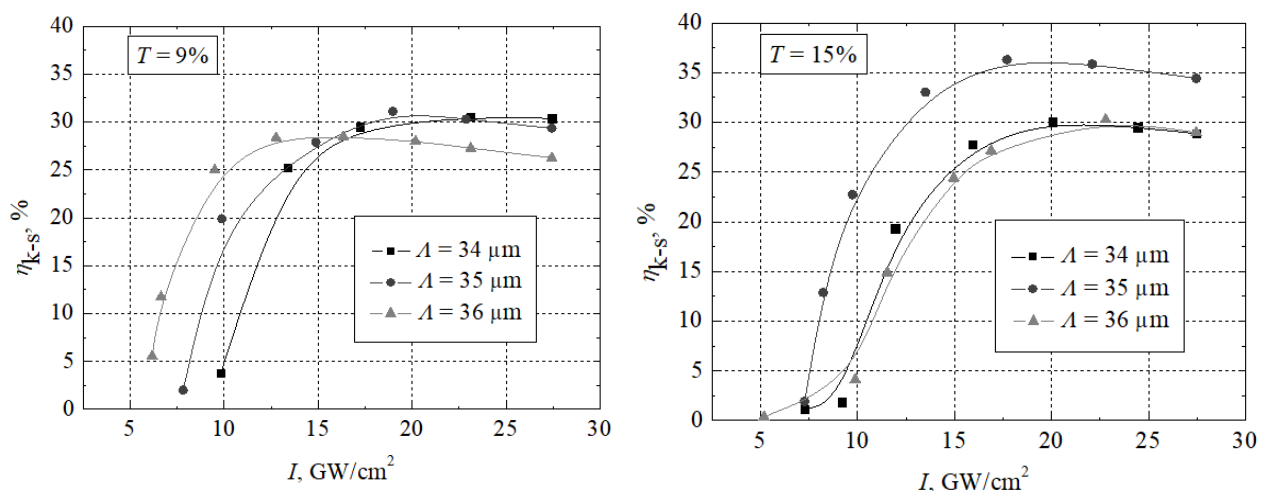
$$P_k^{th} \sim \alpha_s \left( \frac{\omega_s^2 + \omega_k^2}{\omega_s \cdot \omega_s} \right); \quad (25)$$



**19 pav.** Slenkstinio kaupinio intensyvumo priklausomybė nuo kristalo gardelės periodo galios (kairėje) ir nuo išvadinės spinduliuotės bangos ilgio (dešinėje).

Skliaustuose esantis narys mažėja didėjant signalinės bangos ilgiui. Todėl spektrinėje srityje, kurioje rezonatoriaus nuostoliai yra beveik pastovūs (iki 1750 nm – matoma 11 pav. c dalyje) signalinės spinduliuotės bangos ilgiui augant slenkstinė kaupinio galia mažėja. Aukštesniems bangos ilgiams rezonatoriaus nuostoliai ima didėti, todėl generacijos slenkstis išauga.

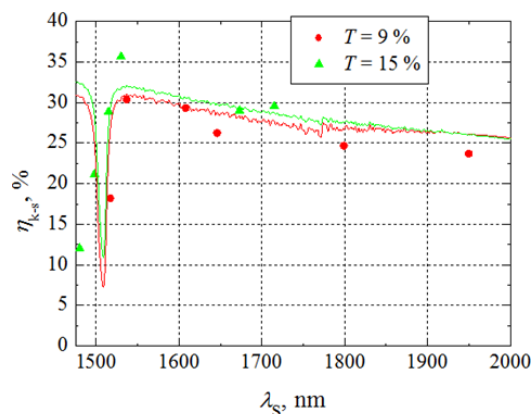
Didinant kaupinio spinduliuotės intensyvumą virš generacijos slenkščio stebėtas energetinio efektyvumo įsistotinimas dėl kaupinio nuskurdinimo (20 pav.). Didinant kaupinio intensyvumą, kaupinio ir išvadinės spinduliuotės galių santykis didėja tik iki tam tikros vertės – toliau pasiekama sotis. Skirtingoms gardelėms reikalingi soties intensyvumai siekia nuo 13 iki 23  $\text{GW}/\text{cm}^2$ . Naudojant didesnio pralaidumo veidrodį pasiekiamas aukštesnis efektyvumas (36% ir 31%), tačiau priklausomybės pobūdis panašus abiem veidrodžiams. Didžiausias efektyvumas pasiekiamas naudojant 35  $\mu\text{m}$  periodu orientuotą kristalo gardelę, kaupinio intensyvumui esant 18-19  $\text{GW}/\text{cm}^2$ , nepriklausomai nuo naudojamo išvadinio veidrodžio.



**20 pav.** Kaupinio spinduliuotės energijos perdavimo signalinei spinduliuotei efektyvumo priklausomybė nuo kaupinio intensyvumo, naudojant skirtingo periodo kristalo gardeles, rezonatoriuose su 9 % (kairėje) ir 15 % (dešinėje) pralaidumo išvadiniais veidrodžiais.

Maksimalus kaupinimo intensyvumas eksperimentų metu siekė  $27,4 \text{ GW/cm}^2$  ir atitiko  $1000 \text{ mW}$  kaupinimo spinduliuotės vidutinę galią. Kaupinant maksimalia galia buvo išmatuota kaupinimo energijos perdavimo signalinei spinduliuotei efektyvumo priklausomybė nuo bangos ilgio. Matavimų metu parinktos bangos ilgių vertės, ties kuriomis stebima maksimali išvadinės spinduliuotės galia, naudojant skirtingo orientavimo periodo kristalo sriti. Rezultatai pavaizduoti 21 pav. Pagal (20) formulę apskaičiuota teorinė efektyvumo vertė palyginta su eksperimentiniais duomenimis. Teorinės priklausomybės skaičiavimams reikalingi rezonatoriaus nuostolių ir veidrodžių pralaidumo duomenys paimi iš išmatuotų priklausomybių (11 pav. a, b ir c dalys). Skaičiavimuose laikoma, kad  $\eta_{\text{vid}} = 1$ . Tiek teoriniai, tiek eksperimentiniai rezultatai rodo, kad didesnio pralaidumo išvadiniam veidrodžiui pasiekiamas aukštesnis signalinės spinduliuotės generacijos efektyvumas.

Didžiausias efektyvumas pasiekiamas ties  $1530 \text{ nm}$ , naudojant  $15 \%$  pralaidumo išvadinį veidrodį -  $36 \%$ . Tuo tarpu rezonatoriuje su  $9 \%$  pralaidumo išvadinium veidrodžiu didžiausias efektyvumas siekia  $30 \%$  ties  $1537 \text{ nm}$  signalinės spinduliuotės bangos ilgiu. Efektyvumo mažėjimas vyksta dėl signalinio ir kaupinimo fotonų dažnių santykio ( $\omega_s/\omega_p$ ) mažėjimo. Esant pastoviam kaupinimo fotonų skaičiui ir sugeneruojant tą patį skaičių signalinės spinduliuotės fotonų, jų suminė galia bus mažesnė ties didesniais bangos ilgiais, nes fotono energija proporcinga jo dažniui. Kadangi energijos tvermės dėsnis vis dar galioja, energija iš tiesų nėra prarandama, ji tiesiog perduodama šalutinei spinduliuotei (kurios fotono energija auga dėl bangos ilgio mažėjimo).



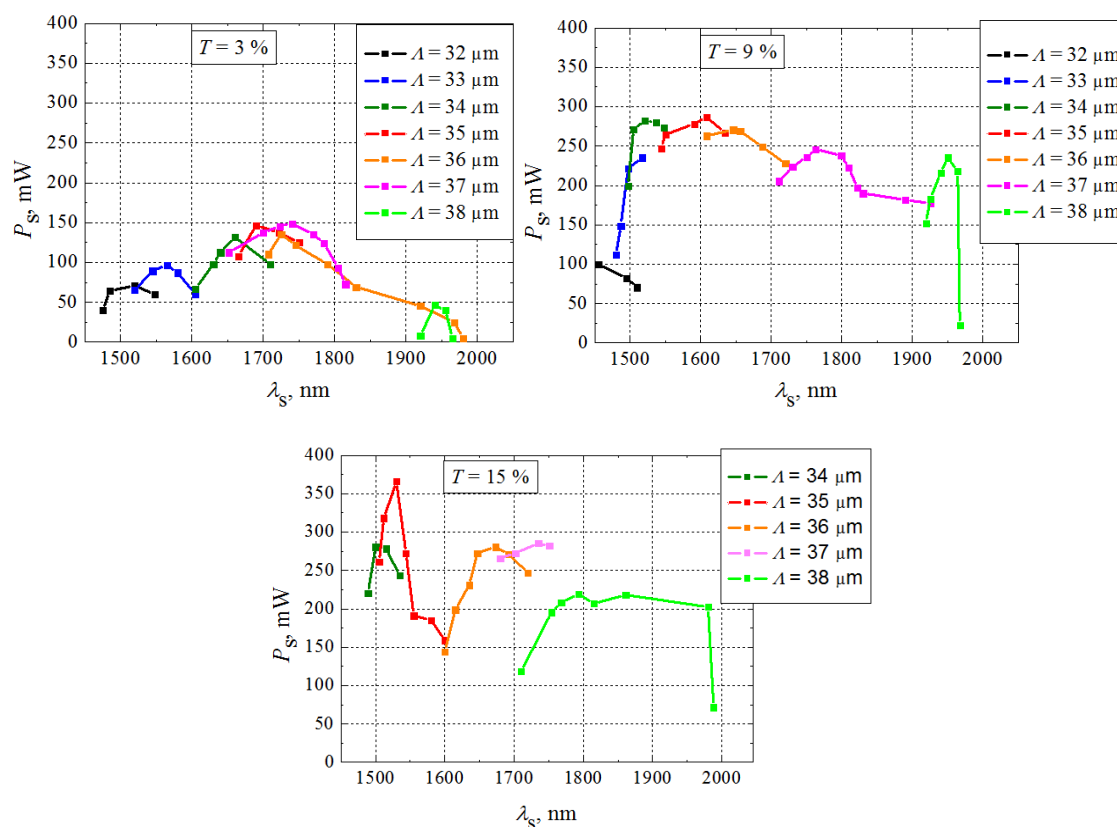
**21 pav.** Kaupinimo spinduliuotės energijos perdavimo signalinei spinduliuotei efektyvumo priklausomybė nuo bangos ilgio; eksperimentiškai gauti rezultatai pavaizduoti taškais, teoriškai apskaičiuoti – ištisine linija.

20 ir 21 paveiksluose pateiktuose rezultatuose įskaityta IKS-7 filtro įtaka matavimams (jis nufiltruoja ne tik šalutinius bangos ilgius, bet ir  $\sim 12 \%$  signalinės spinduliuotės). Iš tiesų efektyvumo skaičiavimams panaudota išvadinės spinduliuotės galia būtų pasiekama vietoj filtro naudojant plačiąjuosčius dichroinius veidrodžius, kurie turėtų didelį atspindžio koeficientą  $1450 - 2000 \text{ nm}$  diapazone, bet būtų pralaidūs regimajame diapazone.



Praktiniam SKOPO pritaikomumui aktualu gauti kuo didesnę galią plačiame spektriniame diapazone. Atlikus matavimus su skirtingo pralaidumo išvadinių veidrodžiais ištirta, kaip kinta išvadinės spinduliuotės galia keičiant jos bangos ilgį. Rezultatai pavaizduoti 22 pav. Matavimai atlikti kaupinimui naudojant 1000 mW galios spinduliuotę. Rezultatuose taip pat atsizvelgta į matavimų metu naudoto IKS-7 filtro įnešamus nuostolius.

Matavimų metu vizualizatoriumi buvo stebėtas skersinės modos kitimas bangos ilgiams iki 1650 nm (ilgesni bangos ilgiai nematomi). Grafiškai pavaizduotos galios esant pluoštams, artimiems skersinei modai TEM<sub>00</sub> (vertinant vizualiai su vizualizatoriumi). Matavimų metu buvo stebima ir kitokių modų generacija (iki 6 eilės). Galimai būtų galima gauti didesnę spinduliuotės galią kitoms modoms. Tačiau praktiniams generatoriaus taikymams dažnai svarbu pluošto kokybė, todėl galios matavimais norėta pademonstruoti kokybiškos spinduliuotės derinimo ribas. Dėl matavimo aparatūros trūkumo nebuvo galimybių tiksliau įvertinti pluošto skersinius parametrus, ypač ilgesnių bangų srityje.



**22 pav.** Signalinės spinduliuotės galios priklausomybė nuo bangos ilgio, kaupinant 1000 mW galios spinduliuotę, kai rezonatoriaus išvadinio veidrodžio pralaidumas siekia 3 %, 9% ir 15 %.

Iš 22 pav. matome, kad naudojant bet kurį veidrodį pasiekiamas bangos ilgių derinimas nuo 1490 nm iki 1965 nm. Naudojant 3% pralaidumo išvadinį veidrodį signalinės spinduliuotės galia siekia iki 150 mW ties 1695 ir 1735 nm. Tuo tarpu naudojant 9 % išvadinį veidrodį galima pasiekti



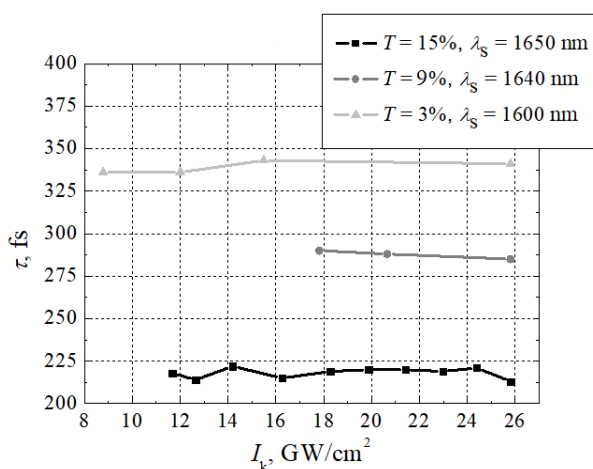
175 mW arba didesnę išvadinę galią visiems bangos ilgiams nuo 1500 nm iki 1965 nm. Maksimali išvadinė galia siekia 286 mW ties 1608 nm bangos ilgiu.

Rezonatoriuje su 15 % pralaidumo išvadiniu veidrodžiu pasiekiamas didžiausias generacijos efektyvumas ir didžiausia išvadinė galia – 365 mW, ties 1530 nm bangos ilgiu. Beveik visame spektriniame diapazone nuo 1490 nm iki 1965 nm išvadinė galia siekia daugiau nei 200 mW (išskyrus 1540 – 1615 nm, kur šiek tiek nukrinta, bet ne mažiau nei iki 150 mW). Iš šių matavimų rezultatų daroma išvada, kad 15 % pralaidumo išvadinis veidrodis geriausiai tinka turimai SKOPO rezonatoriaus konfigūracijai, nes su juo pasiekiami geriausi energetiniai spinduliuotės parametrai.

### 3.3. Laikinių savybių tyrimas ir gerinimas

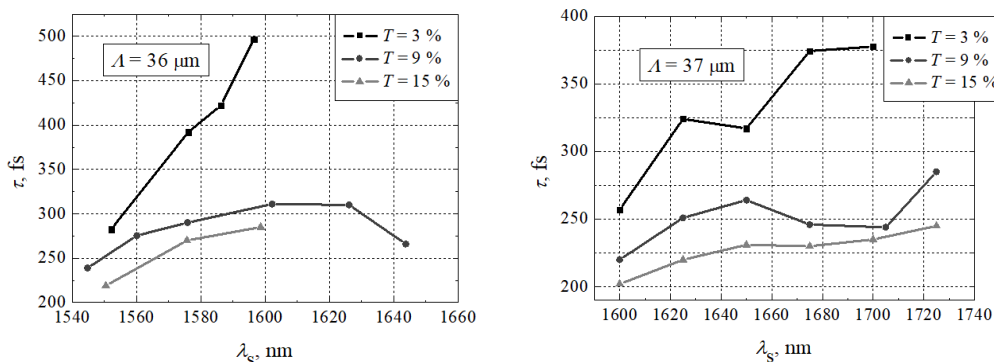
Tyrimų metu buvo siekiama nustatyti SKOPO išvadinės spinduliuotės impulsų trukmes. Kadangi norima kiek įmanoma trumpesnių impulsų svarbu ne tik trukmė, bet ir galimybė vėliau išoriškai suspausti generuojamus impulsus. Norima turėti spektriškai ribotus impulsus, tačiau dėl grupinio vėlinimo dispersijos, impulsų savimoduliacijos ir kitų reiškinų impulsai gali išplisti laike.

Norint nustatyti savimoduliacijos įtaką, buvo atlikti impulso trukmių priklausomybės nuo kaupinimo galios tyrimai. Lūžio rodiklio pokytis atsiradęs dėl impulsų savimoduliacijos reiškinio yra proporcingas spinduliuotės intensyvumui. Keičiant kaupinimo (o tuo pačiu ir signalinės) spinduliuotės galią tiesiškai kinta sufokusuotos spinduliuotės intensyvumas. Didinant kaupinimo galią tai turėtų lemti impulso trukmės kitimą. Vis tik 23 pav. pavaizduoti matavimų rezultatai rodo, kad impulso trukmė nepriklauso nuo kaupinimo intensyvumo, todėl fazinės savimoduliacijos įtaka impulsų plitimui yra maža. Impulsų trukmė varijuoja matavimų tikslumo ribose. Priklausomybės matuotos su skirtingais išvadiniais veidrodžiais. Matome, kad nors trukmės skiriasi dėl SKOPO konfigūracijos, bet nuo kaupinimo intensyvumo nepriklauso.



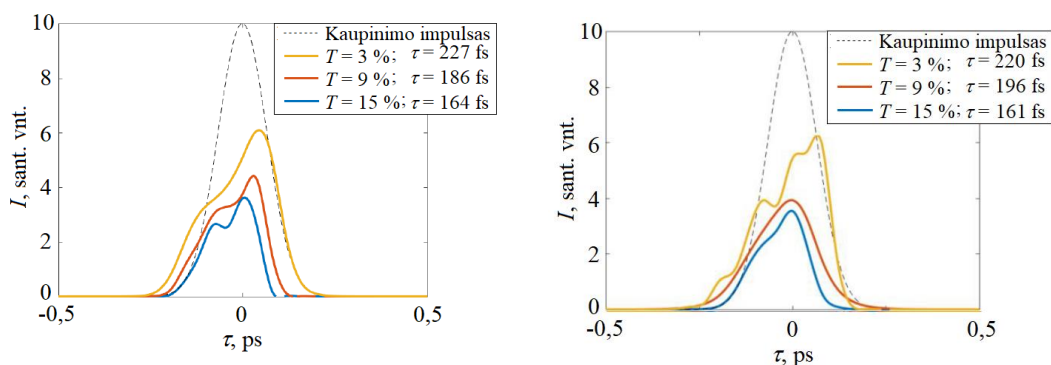
**23 pav.** Išvadinės spinduliuotės impulsų trukmių priklausomybė nuo kaupinimo spinduliuotės intensyvumo, naudojant skirtingo pralaidumo išvadinis veidrodžius.

Kita 23 paveiksle pastebima tendencija – impulso trukmių kitimas, keičiant rezonatoriaus išvadinio veidrodžio pralaidumą. Atlikus detalesnius matavimus buvo pastebėta, kad mažėjant pralaidumui, generuojamų impulsų trukmė didėja. Tai matoma 24 pav. Tendencija matoma plačiame spektriniame diapazone, naudojant skirtingas kristalo periodinio orientavimo gardeles. Tuo pat metu registruojant spektrinius spinduliuotės duomenis, nebuvo pastebėta vienareikšmiškų spektro pločio kitimo tendencijų, priklausančių nuo naudojamo rezonatoriaus išvadinio veidrodžio. Impulsų trukmių kitimą dalinai gali lemti skirtinga išvadinių veidrodžių GVD. Tačiau ji sudaro tik mažą dalį bendros rezonatoriaus dispersijos, be to beveik nesiskiria skirtingiems veidrodžiams 1530 – 1630 nm bangos ilgių srityje.



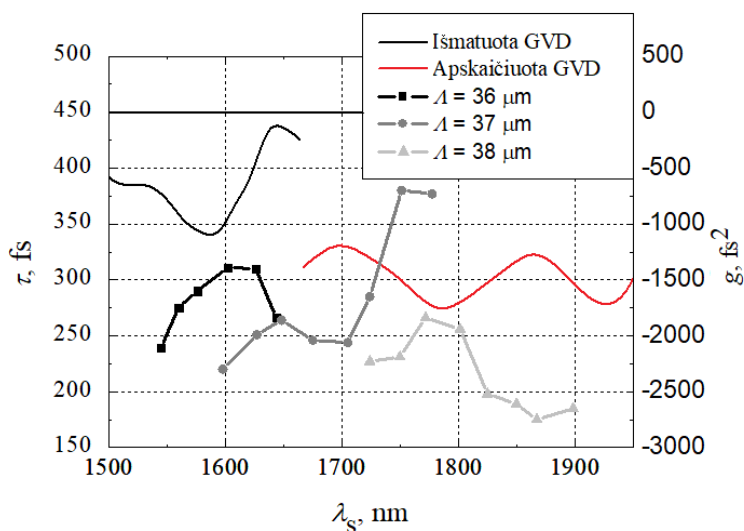
**24 pav.** Išvadinės spinduliuotės impulsų trukmių kitimas, keičiant bangos ilgį ir naudojant skirtingo periodo kristalą, bei skirtingo pralaidumo išvadinius veidrodžius.

Norint paaiškinti gautus rezultatus buvo atliktas modeliavimas, kuris parodė, kad net ir rezonatoriui be dispersijos impulsų trukmės skiriasi, priklausomai nuo rezonatoriaus nuostolių. Mažėjant rezonatoriaus nuostoliams mažėja ir impulsų generacijos slenkstis. Kadangi kaupinimo impulso intensyvumas kinta laike, esant didesniai generacijos slenksčiui impulso kraštai lieka žemiau generacijos slenksčio. Tai lemia kad trumpesnėje laikinėje srityje vyksta parametrinis stiprinimas, todėl generuojamas trumpesnis signalinis impulsas. Modeliavimo rezultatai SKOPO rezonatoriui be GVD ir su žinoma GVD ties 1650 nm (iš 11 pav. d) dalies) pavaizduoti 25 pav. (modeliavimą atliko doc. Viktorija Tamulienė).



**25 pav.** Teoriškai sumodeliuotos impulsų formos sinchroniškai kaupinamam optiniam parametriniam generatoriui kai rezonatoriaus GVD = 0 fs<sup>2</sup> (kairėje) su žinoma GVD 1650 nm bangos ilgiui (dešinėje).

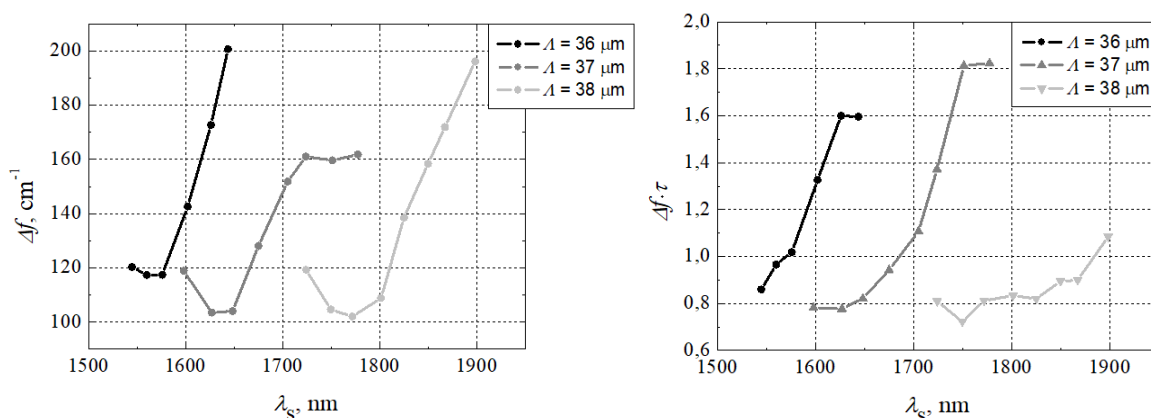
Iš 24 pav. matoma, kad išvadinių SKOPO impulsų trukmės kinta, keičiant spinduliuotės bangos ilgį. Detalesni impulsų trukmių matavimų rezultatai, naudojant 9 % pralaidumo išvadinį veidrodį, pavaizduoti 26 pav. Matome, kad generuojamų impulsų vertės svyruoja daugiau nei dvigubai – nuo 175 fs ties 1875 nm iki 380 fs ties 1750 nm bangos ilgiu. Dalinai svyravimus paaiškina rezonatoriaus GVD. Dispersijai tostant nuo nulinės vertės impulsai plinta. Matome, kad ties 1650 nm, 1700 nm ir 1875 nm bangos ilgiais, kai dispersija yra arčiausiai nulinės vertės, registruojamos impulsų trukmės mažėja. Toks vertinimas yra tik dalinai tikslus, kadangi apskaičiuota absoliutinė GVD vertė ilgesnių bangų diapazone nėra tiksli. Net ir išmatuota GVD vertė gali realiomis sąlygomis šiek tiek neatitikti matavimų rezultatų, kadangi matavimai atlikti nuliniam spinduliuotės kritimo kampui, o realiomis sąlygomis rezonatoriuje spinduliuotė krinta į veidrodžius mažu kampu.



**26 pav.** SKOPO išvadinės spinduliuotės impulsų trukmės kitimas prie skirtingo periodo kristalo gardelių, bangos ilgį nustatant rezonatoriaus ilgio keitimo būdu.

Iš 26 pav. taip pat galime matyti, kad impulso trukmė gali skirtis tam pačiam bangos ilgiui, jei naudojamas skirtingo gardelės periodo kristalas (bangos ilgiai ties 1600 – 1630 nm ir ties 1720 - 1780 nm). Tokius rezultatus paaiškina anksčiau tyrinėtos spektrinės generuojamų impulsų savybės. Turint pastovų kristalo gardelės orientavimo periodą bei keičiant rezonatoriaus ilgį spinduliuotės spektras slenkasi į ilgesnių bangų pusę, bet tuo pačiu didėja spinduliuotės spektro plotis (17 pav.). Nors keičiant kristalo orientavimo periodą tam pačiam bangos ilgiui GVD yra ta pati, bet skiriasi impulsų spektro pločiai. Didesnis spektro plotis lemia didesnę impulso plitimą. Tai paaiškina trukmių skirtumą, naudojant skirtingu periodu orientuotas kristalo sritis. Kaip jau minėta anksčiau, spektro plitimą lemia kaupinimo ir signalinio impulsų nepersiklojimas netiesiniame kristale, dėl grupinių greičių nederinimo [30].

27 pav. pavaizduota trukmių matavimų metu registruoto spinduliuotės spektro pločio ir apskaičiuoto impulso spektrinės kokybės parametro kitimas, keičiant bangos ilgį rezonatoriaus ilgio išderinimo būdu. Iš rezultatų matoma, kad šuoliškai keičiant kristalo orientavimo periodą, šuoliškai keičiama ir impulso spektrinė kokybė. Tokio šuoliško kitimo galima būtų išvengti SKOPO konfigūracijoje naudojant netiesinį kristalą su vėduoklės tipo periodine struktūra (tolygiai, o ne šuoliškai didėjančiu kristalo orientavimo periodu). Naudojant tokį kristalą būtų galima optimaliai parinkti fazinio kvazisinchronizmo sąlygas ir, tikėtina, gauti geresnes laikines impulsų savybes. Kita vertus tokių kristalų kainos didelės, o išplitusius impulsus galima suspausti kitais metodais, kurie reikalauja mažiau investicijų.

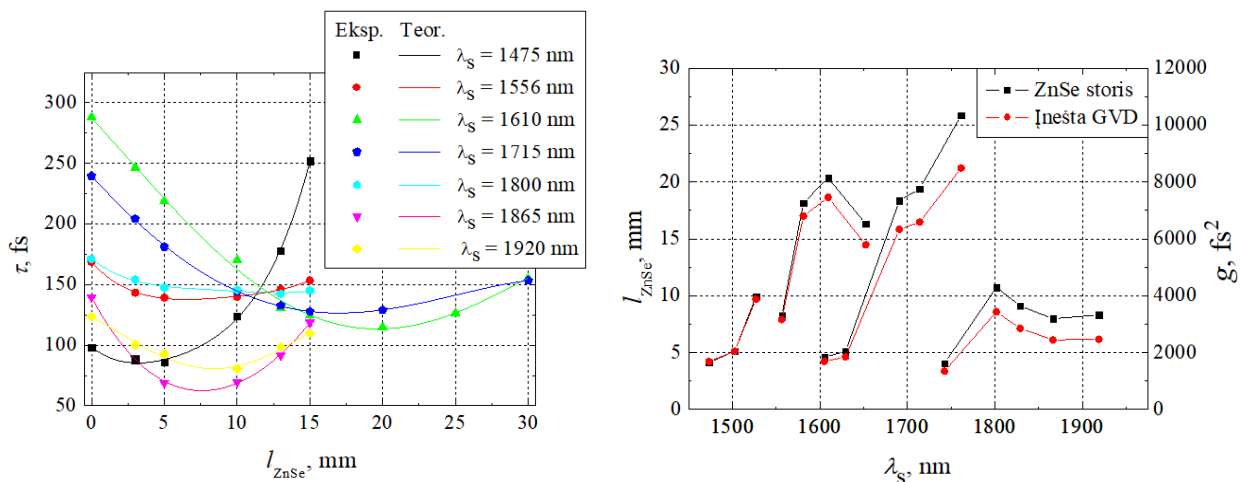


**27 pav.** SKOPO išvadinės spinduliuotės spektro pločio (kairėje) ir impulsų spektrinės kokybės kitimas prie skirtingo periodo kristalo gardelių, bangos ilgį nustatant rezonatoriaus ilgio keitimo būdu.

Norint generuoti trumpesnius impulsus buvo įvertintos impulsų dispersinio spaudimo galimybės. Kadangi SKOPO generuojami impulsai išplitę dėl neigiamos GVD, impulsų spaudimui buvo naudojama teigiamos dispersijos įnešanti terpė. Konkrečiai – skirtingo storio (2, 3 ir 10 mm) ZnSe langeliai. Už išvadinio veidrodžio ir filtro buvo talpinamas vis didesnis ZnSe kiekis ir registruotas impulsų trukmės kitimas. Norint pasiekti didesnę storį langeliai buvo dedami vienas po kito, taip sumuojant jų įnešamą dispersiją. Eksperimente panaudota iki 40 mm ZnSe. Matavimai atlikti rezonatoriui su 15% pralaidumo išvadinio veidrodžiu.

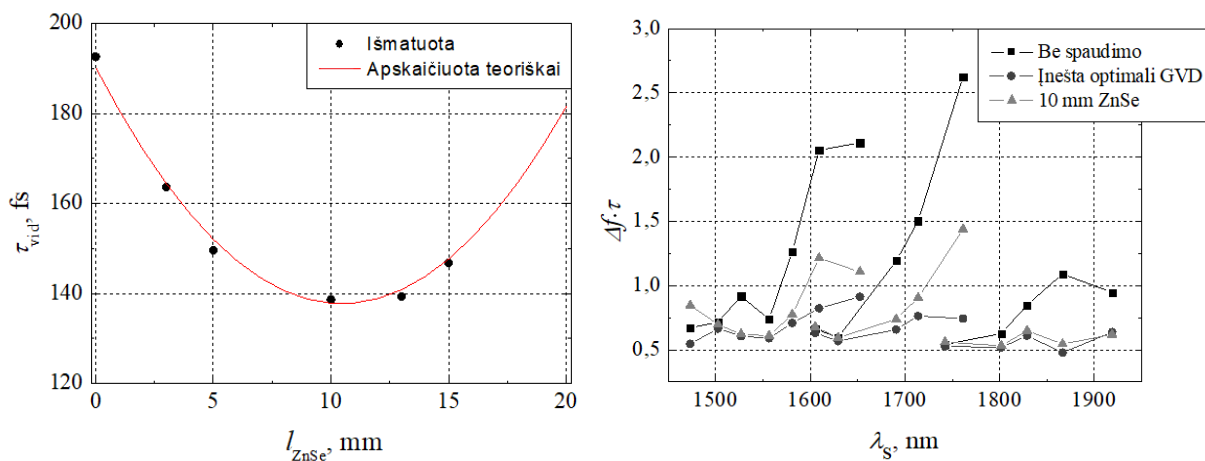
Trukmės kitimas, keičiant išorinę GVD apibūdinamas (22) formule, kur parametras  $g$  yra proporcingas ZnSe ilgiui, kuriuo sklinda impulsas. Gauti matavimų rezultatai buvo aproksimuoti ta pačia funkcija iš (22) formulės:  $g$  parametras parinktas kaip nepriklausomas kintamasis, o  $\tau_{SR}$  – konstanta. Iš aproksimavimo rezultatų nustatyta minimali galima impulso trukmė ir jai pasiekti reikalingas ZnSe storis. Matavimai kartoti su 17 skirtingų bangos ilgių nuo 1480 nm iki 1920 nm, norint padengti visą spektrinį diapazoną. Matavimų ir aproksimavimo rezultatai kai kuriems bangos ilgiams pavaizduoti 28 pav. kairėje pusėje. Tuo tarpu 28 pav. dešinėje dalyje galima matyti, kaip skiriasi reikalinga išorinė GVD arba ZnSe storis, norint maksimaliai suspausti generuojamus

impulsus. Reikalingo ZnSe storis kinta nuo 4 iki 26 mm. Praktiniam naudojimui tai nėra patogu, kadangi reikia turėti daug skirtingo storio langelių. Taip pat nepraktiška naudoti kelis langelius vienu metu, nes nuo kiekvieno langelio paviršiaus atsispindi dalis spinduliuotės ir taip prarandama naudinga spinduliuotės galia. Todėl pasirinkto bangos ilgio spinduliuotei geriausia naudoti vieną optimalaus storio langelį.



**28 pav.** Impulso trukmės kitimas keičiant ZnSe storį ir teorinis kitimo apytikslavimas (kairėje), optimaliam impulsų spaudimui reikalingos GVD ir ZnSe storio kitimas, keičiant bangos ilgį (dešinėje).

Norint dar supaprastinti SKOPO konfigūraciją buvo iširta, kokio storio ZnSe langelį būtų geriausia naudoti, jei skirtingo bangos ilgio spinduliuotei jis nebūtų keičiamas. Tam iš apytikslavimo rezultatų apskaičiuotas vidurkis iš visų išmatuotų impulsų trukmių. Nustatytas jo kitimas keičiant ZnSe langelio storį pavaizduotas 28 pav. kairėje pusėje.

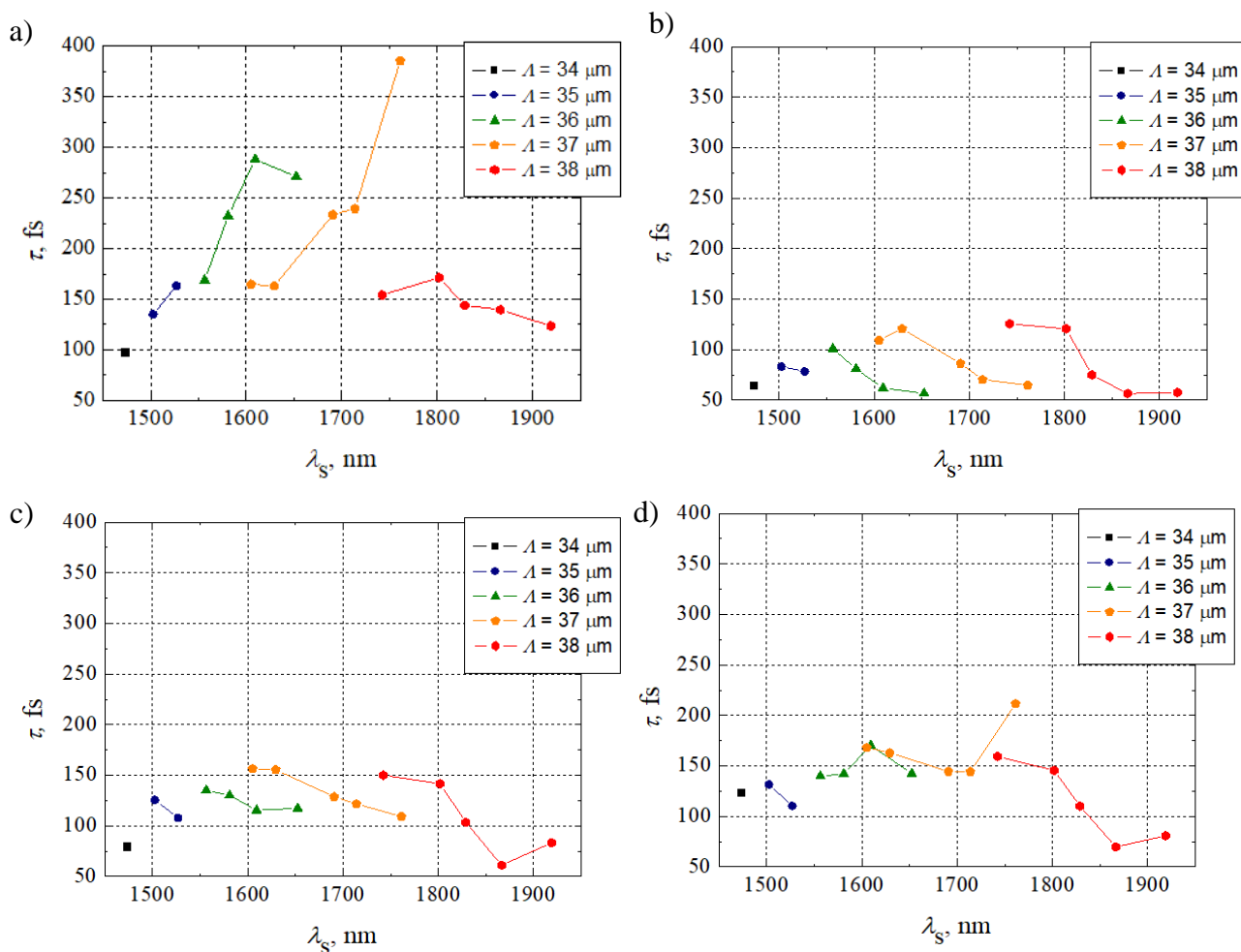


**28 pav.** Vidutinės impulso trukmės priklausomybė nuo ZnSe storio (kairėje) ir impulsų spektrinės kokybės kitimas, esant skirtingiems impulsų spaudimo parametrams.

Apytikslavimo rezultatai rodo, kad trumpiausia vidutinė generuojamų impulsų trukmė būtų spaudimui naudojant 10,5 mm storio ZnSe langelį. 28 pav. dešinėje pusėje pavaizduotas impulsų spektrinės kokybės kitimas, nenaudojant impulsų spaudimo, taip pat įnešant optimalios vertės GVD

ir spaudimui naudojant 10 mm ZnSe. Matome, kad net ir optimaliai spaudžiant impulsus nėra gaunami spektriškai riboti impulsai (0,441 vertė Gausiniam impulsui). Tačiau spektrinė kokybė ryškiai geresnė, nei nespauštų impulsų atveju. Taip pat galima pastebėti, kad naudojant 10 mm ZnSe langelį tik keliems bangos ilgiams impulsas išplinta ryškiai smarkiau nei įnešant optimalios vertės GVD.

Išmatuotos impulsų trukmės 1480-1920 nm bangos ilgio impulsams kai jie nespaudžiami, kai spaudimui naudojama 10 mm ZnSe plokštelė, taip pat apskaičiuotos spektriškai ribotos impulsų trukmės ir trukmės, įnešus optimalios vertės GVD plokštelę pavaizduotos 29 pav. Apibendrinti trukmių kitimo rezultatai patalpinti 2 lentelėje. Rezultatai rodo, kad naudojant teisingai parinkto storio ZnSe langelius galima generuojamų impulsų trukmę sumažinti vidutiniškai 48 %, o naudojant vienintelį 10 mm storio ZnSe langelį – 38 %. Vis tik reikia nepamiršti, kad papildomų elementų naudojimas didina energijos nuostolius išvadinei spinduliutei. Išmatuotas ZnSe langelio be skaidrinančių dangų pralaidumas 1480 – 1950 nm bangos ilgių diapazone siekia 64,5 – 69 %. Langelio su skaidrinančiomis dangomis – 95,2 – 98,1 % (skaidrinimas 1200 – 2600 nm diapazonui).



**29 pav.** Impulso trukmės kitimas, keičiant bangos ilgį nespauštiems (a), spektriškai ribotiems (b), spauštiems naudojant optimalios vertės GVD (c) ir spauštiems naudojant 10 mm ZnSe langelį (d) impulsams.

**2 lentelė.** SKOPO išvadinių impulsų trukmės.

	Impulsų trukmių intervalas	Vidutinė impulso trukmė
Nespausti impulsai	98 – 386 fs	192,7 fs
Spektriškai riboti impulsai	56 – 126 fs	83,1 fs
Impulsų spaudimui įnešta optimali GVD vertė	61 – 156 fs	118,9 fs
Impulsų spaudimui panaudota 10 mm ZnSe	70 – 212 fs	138,6 fs

Apibendrinus tyrimų rezultatus, galima teigti, kad periodiškai orientuotos KTP kristalas gerai tinka kaupinimui 1030 nm lazeriniais šaltiniais, veikiančiais Yb:KGV kristalo pagrindu. Pasiektas energetinis efektyvumas siekia iki 36 % signalinei spinduliuotei (53,5 % įskaičius šalutinę spinduliuotę) ir nenusileidžia komerciškai prieinamoms Ti:safyro lazeriais kaupinamoms sistemoms. Panaudojus parametrinio stiprinimo metu besigeneruojančią šalutinę spinduliuotę būtų galima pasiekti bangos ilgių derinimą 1490 – 1965 nm ir 2150 – 3300 nm diapazonuose. Impulsų trukmės gali būti suspaustos iki ne ilgesnių nei 160 fs visame spektriniame diapazone. Spaudimui naudojant ZnSe langelius su skaidrintomis dangomis spaudimo metu prarandama iki 5 % spinduliuotės galios. Tokie SKOPO parametrai leidžia jį panaudoti praktiniams taikymams.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Realizuotas Yb:KGV femtosekundinio lazerio pirmąją harmoniką sinchroniškai kaupinamas optinis parametrinis generatorius su periodiškai orientuotu KTP kristalu.
2. SKOPO generacijos slenkstis skirtingo bangos ilgio signalinei bangai kintant 1490-1965 nm ribose, esant 15 % išvadiniam veidrodžiui, kito nuo 150 mW iki 560 mW.
3. Tolydus bangos ilgio derinimas 1490 – 1965 nm diapazone pasiektas keičiant rezonatoriaus ilgį 140  $\mu\text{m}$  ribose ir periodiškai orientuoto kristalo gardelės periodą nuo 32  $\mu\text{m}$  iki 38  $\mu\text{m}$ .
4. Geriausios energetinės charakteristikos (iki 36 % kaupinimo spinduliuotės energijos keitimas į signalinę spinduliuotę) pasiekiamos naudojant rezonatorių su 15 % pralaidumo išvadiniu veidrodžiu.
5. Kaupinimo galiai siekiant 1000 mW pasiekama ne mažesnė nei 175 mW išvadinės spinduliuotės galia visame spektriniame diapazone.
6. Parametrinis generatorius generuoja ryškiai išplitusius impulsus, kuriuos galima suspausti maždaug du kartus praleidus per teigiamos dispersijos terpę, spaudimo metu prarandant iki 5 % galios.
7. Impulsų plitimą daugiausiai lemia rezonatoriaus nuostoliai, grupinio vėlinimo dispersija ir kaupinimo bei signalinių impulsų laikinis nepersiklojimas kristale, tuo tarpu impulsų fazinės savimoduliacijos įtaka maža.



# Santrauka

Adomas Tumas

Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus su periodiškai orientuota KTP struktūra tyrimas

Parametriniai šviesos generatoriai – derinamo bangos ilgio lazerinės spinduliuotės šaltiniai. Kai kuriems taikymams (pavyzdžiui netiesinėje mikroskopijoje) reikalinga femtosekundinė lazerio impulsų trukmė ir spinduliuotės bangos ilgio keitimo galimybė. Sinchroniškai femtosekundiniais impulsais kaupinami parametriniai generatoriai tenkina šias sąlygas, todėl gali būti pritaikomi atitinkamuose tyrimuose.

Šiuo metu yra sukurta įvairių konfigūracijų OPA ir OPO. Tačiau femtosekundinių OPA generacijai reikalingas kaupinimas didelės energijos impulsai. Jų kaupinimui netinka pigūs, didelio pasikartojimo dažnio lazeriniai osciliatoriai. Tuo tarpu komerciškai realizuoti femtosekundiniai SKOPO yra kaupinami Ti:Safyro lazeriais, kurie yra brangūs ir energetiškai neefektyvūs. Todėl siekiama sukurti gerų spektrinių ir energetinių charakteristikų SKOPO, kaupinamus pigesniais Yb:KGV lazeriniais osciliatoriais.

Šio darbo tikslas buvo ištirti sinchroniškai kaupinamo femtosekundinio optinio parametrinio generatoriaus, kuriame naudojamas periodiškai orientuotos struktūros KTP kristalas, generuojamos spinduliuotės spektrines, energetines ir laikines charakteristikas, kai kaupinimui naudojamas Yb:KGV lazerinis osciliatorius, veikiantis 76 MHz dažniu.

Išvadinės spinduliuotės bangos ilgio keitimas realizuojamas keičiant rezonatoriaus ilgį ir kristalo gardelės orientavimo periodą. Eksperimentų metu nustatyta, kad SKOPO generacija galima 1490 – 1965 nm bangos ilgių diapazone. Kaupinimo galiai siekiant 1000 mW pasiekama ne mažesnė nei 175 mW išvadinės spinduliuotės galia visame spektriniame diapazone. Didžiausias išmatuotas kaupinimo spinduliuotės keitimo į signalinę spinduliuotę efektyvumas siekė 36 %, naudojant 15 % pralaidumo išvadinį rezonatoriaus veidrodį.

Atlikti grupinio vėlinimo dispersijos, spektrinių savybių ir impulsų trukmių matavimai leidžia teigti, kad SKOPO generuoja dėl neigiamos grupinio vėlinimo dispersijos stipriai išplitusius impulsus. Didžiausią įtaką impulsų plitimui daro rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersija ir laikinis signalinio ir kaupinimo impulsų nepersiklojimas kristale. Tuo tarpu fazinės savimoduliacijos įtaka impulsų plitimui maža. Eksperimentų metu impulsai buvo sėkmingai suspausti naudojant ZnSe langelius, kaip teigiamos dispersijos terpę. Išmatuotos trukmės optimalaus spaudimo atveju siekia nuo 61 iki 156 fs.

## **Summary**

**Adomas Tumas**

### **Characteristics of Synchronously Pumped Optical Parametric Oscillator Based on Periodically Poled KTP**

Synchronously pumped optical parametric oscillators (SPOPO) – laser radiation sources of tunable wavelength. Some researches (for example, in nonlinear microscopy) requires femtosecond laser pulse duration and tunability in wide spectral range. SPOPO's might be used for such various ultrafast researches.

There are already various configurations of optical parametric amplifiers (OPAs) and OPOs. However, femtosecond OPA requires relatively high energy pump pulses, because of the high generation threshold. High repetition rate laser oscillators are mostly not suitable for OPAs pumping. Meanwhile, commercially available femtosecond SPOPO are pumped by Ti: Sapphire lasers, which are relatively expensive and energy-inefficient. Cheaper Yb:KGW laser oscillators could be used for SPOPO pumping. It is expected to create SPOPO with good spectral, power and temporal characteristics, pumped by Yb:KGW laser oscillator.

The aim of this work was to investigate spectral, power and temporal characteristics of the synchronously pumped optical parametric generator, with the periodically poled KTP crystal, pumped by Yb:KGW laser oscillator.

SPOPO generation was realized in the wavelength range of 1490 – 1965 nm. Output power of at least 175 mW across the spectral range was measured for 1000 mW pump power. The conversion efficiency of the pump to signal radiation was up to 36%, when 15% transmission output coupler was used.

The experimental measurements of signal pulses, optical spectrum width and group delay dispersion shows that SPOPO generates negatively chirped pulses. Chirp is due to GDD of the resonator and the temporal walk-off in the crystal. The influence of the phase self-modulation is negligible. Output pulse duration were successfully reduced using ZnSe windows as a positive dispersion source. Measured pulse durations after compression were 61 – 156 fs.

## Literatūros sąrašas

1. J. A. Giordmaine, R. C. Miller, Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies, *Physical Review Letters* **14(24)**, 973 (1965).
2. R. W. Boyd, Order of magnitude estimates of the nonlinear optical susceptibility, *Journal of Modern Optics* **46**, 367-378 (1999).
3. A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus Universiteto leidykla, Vilnius 2011).
4. A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpųjų šviesos impulsų netiesinė optika*, (Vilniaus Universiteto leidykla, Vilnius 2008).
5. R.W.Boyd, *Nonlinear optics*, ed. 3 (Academic press, 2008).
6. O. Balachninaite, R. Butkus, E. Gaižauskas, V. Kudriašov, M. Maciulevičius, V. Sirutkaitis, V. Smilgevičius, V. Vaičaitis, *Netiesinės optikos laboratoriniai darbai* (Vilniaus Universiteto leidykla, Vilnius, 2008).
7. M. Yamada et al., First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
8. F. C. Zumsteg, J. D. Bierlein, T. E. Gier, K<sub>x</sub>Rb<sub>1-x</sub>TiOPO<sub>4</sub>: A new nonlinear optical material, *J. Appl. Phys.* **47**, 4980 (1976).
9. Q. Chen, W. P. Risk, Periodic poling of KTiOPO<sub>4</sub> using an applied electric field, *Electron. Lett.* **30(18)**, 1516-1517 (1994).
10. D. N. Nikogosyan, *Nonlinear optical crystals: a complete survey* (Springer, 2005).
11. K. Kato and E. Takaoka Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP, *Appl. Opt.* **41**, 5040-5044 (2002).
12. Internetinė prieiga, [https://www.rp-photonics.com/optical\\_parametric\\_oscillators.html](https://www.rp-photonics.com/optical_parametric_oscillators.html), (tikrinta 2018-05-11).
13. S. C. Kumar, A. Esteban-Martin, Few cycle, broadband, mid-infrared optical parametric oscillator, pumped by a 20-fs Ti:sapphire laser, *Laser and photonics reviews* **8(5)**, 86-91 (2004).
14. X. L. Dong, B. T. Zhang, High-power 1,5 and 3,4 μm intracavity KTA OPO driven by a diode-pumped Q-switch Nd:YAG laser, *Optics communications*, **282(8)**, 1668-1670 (2009).
15. R. Asby, Theory of optical parametric amplification from a focused Gaussian beam, *Phys. Rev.*, **B2**, 4273 (1970).
16. M. Dekker, *Lasers. A series of advances*, vol. 4, New York and Basel.
17. A. Piskarskas, V. Smilgevičius, A. Umbrasas, Continuous parametric generation of picosecond light pulses, *Sov. J. Quantum Electron.*, **18**, 155 (1988).

18. H. M. van Driel, Synchronously pumped optical parametric oscillators, *Appl. Phys. B*, **60**, 411-420 (1995).
19. P. E. Powers, C. L. Tang, L. K. Cheng, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on RbTiOAsO<sub>4</sub>, *Optics letters*, **19(18)**, 1439-1441 (1994).
20. P. E. Powers, C. L. Tang, L. K. Cheng, High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on CsTiOAsO<sub>4</sub>, *Optics letters*, **19(1)**, 37-39 (1994).
21. D. T. Reid, Z. Penman, et al, Broadly tunable infrared femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO<sub>4</sub>, *Optics letters*, **22(18)**, 1397-1399 (1997).
22. Kent C. Burr, et al., High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, **70(25)**, 3341-3343 (1997).
23. Z.J. Feng, Z.Xin, and et. al., Synchronously pumped optical parametric oscillator based on MgO doped periodically poled LiNbO<sub>3</sub>, *Chin.Phys. Lett.*, **24(9)**, 2603-2605 (2007).
24. T. Kartaloglu, K Kahraman, et al., Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO<sub>4</sub>, *Optics letters*, **23(1)**, 61-63 (1998).
25. Internetinė prieiga <https://www.coherent.com/lasers/laser/mira-opo>, (Tikrinta 2018-05-07).
26. Ch. G. Durfee, T. Storz et. al, Direct diode-pumped Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser, *Optics Express*, **20(13)**, 13677-13683 (2012).
27. H. Zhao, I. T. Lima et. al, Near-Infrared Properties of Periodically Poled KTiOPO<sub>4</sub> and Stoichiometric MgODoped LiTaO<sub>3</sub> Crystals for High Power Optical Parametric Oscillation with Femtosecond Pulses, *Nonl. and Quant. Opt.*, **20(6)**, 1404-1409 (2010).
28. X. Zhang, *High-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillators based on KTP and PPLN*, Ph.D. thesis, Philipps-Universit'at Marburg (2002).
29. K. Ivanauskienė, *Rezonatoriaus komponentu grupinio vėlinimo dispersijos įtaka sinchroniškai femtosekundiniais impulsais kaupinamam parametriniam šviesos generatoriui*, (Vilniaus universitetas, daktaro dis. sant.: fiz. mokslai, fizika (02p), Vilnius, 2017).
30. J. Vengelis, A. Tumas, et. al, 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).

## Publikacijos

1. Julius Vengelis, Adomas Tumas, Ieva Pipinytė, Miglė Kuliešaitė, Viktorija Tamulienė, Vygandas Jarutis, Rimantas Grigonis, Valdas 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).