

Vilniaus Universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Ieva Baltrukonytė

PARAMETRINIO ŠVIESOS STIPRINTUVO DERINAMO REGIMOJOJE SPEKTRO
SRITYJE IR KAUPINAMO SUBNANOSEKUNDINIAIS MIKROLAZERIO IMPULSAIS
TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentė	Ieva Baltrukonytė
Leista ginti	2026-05-22
Darbo vadovas	Dr. Jonas Banys
Centro direktorė	Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Turinys

Santrumpų sąrašas.....	3
Įvadas	4
1. Teorinis įvadas	6
1.1. Netiesinė optika	6
1.2. Fazinis sinchronizmas ir kvazisinchronizmas.....	9
1.3. Netiesiniai kristalai	12
1.3.1. Netiesiniai dvejetainiai kristalai	12
1.3.2. Netiesiniai periodiškai poliuoti kristalai	15
1.4. Mikrolazeriai.....	20
1.5. Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas kaupinant subnanosekundiniais impulsais	22
1.6. Subnanosekundinio parametrinio šviesos stiprinimo literatūros apžvalga	25
2. Eksperimentinė dalis	30
2.1. Eksperimento schema	30
2.2. Eksperimento rezultatai bei jų aptarimas	35
2.2.1. OPG charakterizavimas	35
2.2.1.1. OPG bangos ilgio derinimas ir spektrinės savybės.....	35
2.2.1.2. OPG energinės ir erdvinės savybės.....	37
2.2.2. OPA pluošto kokybę lemiantys veiksniai.....	40
2.2.3. MgO:PPLN kristalo gardelės krašto efektas bei jo taikymas optimizuojant OPA pluošto kokybę.....	41
2.2.4. OPA charakterizavimas	45
3. Išvados	50
Literatūros sąrašas.....	51
Santrauka.....	57
Summary	58
Aprobacija.....	59

Santrumpų sąrašas

FS – fazinis sinchronizmas

OPG – optinis parametrinis generatorius

OPA – optinis parametrinis stiprintuvas

OPO – optinis parametrinis osciliatorius

QPM – fazinis kvazisinchronizmas

LBO – ličio triborato

BBO – beta bario borato

KTP – kalio titano fosfato

PPLN – periodiškai poliuotas ličio niobato kristalas

PPKTP – periodiškai poliuotas kalio titano fosfato kristalas

MgO:PPLN – magnio oksidu legiruotas periodiškai poliuotas ličio niobato kristalas

FWHM – pilnasis plotis pusės maksimumo lygyje

LIDT – lazeriu indukuotos pažaidos slenkstis

Įvadas

Lazeriai yra nepakeičiami įrankiai, užtikrinantys koherentinę, didelio intensyvumo ir tiksliai valdomą spinduliuotę. Vis dėlto lazerinių šaltinių bangos ilgio derinimo galimybės yra labai ribotos, todėl naujų bangos ilgių generacijai plačiai taikoma netiesinė optika. Optiniai parametriniai generatoriai (OPG), stiprintuvai (OPA) ar osciliatoriai (OPO) leidžia realizuoti plačiai derinamus lazerinės spinduliuotės šaltinius nuo ultravioletinės iki vidutinės infraraudonosios spektro srities [1]. Pastaraisiais metais didelis dėmesys skiriamas kokybės moduliacijos mikrolazerių, generuojančių vienmodžius, šimtų μJ – kelių mJ eilės subnanosekundinius ($\sim 300\text{ ps} - 1\text{ ns}$) impulsus [2–4], taikymui parametrinėse sistemose. Tokiu atveju galima realizuoti kompaktiškas, sąlyginai nebrangias bei plačiai derinamas sistemas. Tokie derinamo bangos ilgio šviesos šaltiniai yra aktualūs spektroskopijos [5–8], biomedicinos [9], LIDAR [10,11], THz generacijos [12] ir netiesinės optikos taikymams [13], ypač tais atvejais, kai femtosekundinė laikinė rezoliucija nėra būtina, o nanosekundinė – nepakankama.

Šiuo metu mikrolazeriais paremtos parametrinės sistemos artimojoje ir vidutinėje infraraudonojoje spektro srityse yra sąlyginai plačiai ištirtos. Tačiau taikymams tokiems kaip lazeriu indukuotos fluorescencijos [14], sugerties [15] ir Ramano [16] spektroskopija, fotoakustinis vaizdinimas [17], puslaidininkinių medžiagų kaupinimas [18] yra reikalingi regimojoje spektro srityje derinami subnanosekundiniai impulsai. Nepaisant poreikio, tokios mikrolazeriais pagrįstos parametrinės sistemos yra labai menkai išvystytos [19]. Tai sąlygoja periodiškai poliuotų kristalų panaudojimo ribojimai šioje spektro srityje – kristalu ribotas skaidrumas, mažesnis LIDT ir sudėtinga mažų gardelės periodų gamyba ($\sim 1-4\text{ }\mu\text{m}$, kaupinant 355 nm) [19].

Vienas iš pademonstruotų būdų realizuoti regimojo spektro srityje tolygiai derinamus subnanosekundinius impulsus yra Nd:YAG mikrolazerio trečiąją harmoniką kaupinamas OPA, kuriame užkrato šaltinis yra superkontinuumas sugeneruotas fotoninių kristalų šviesolaidyje [20,21]. Problema tai, kad toks užkrato šaltinis pasižymi labai mažu spektriniu energijos tankiu (pJ/nm eilės), tad pasiekti efektyvią OPA veiką būtų reikalingi kaupinimo intensyvumai, kurie ženkliai viršytų netiesinių kristalų lazeriu indukuotos pažaidos slenkstį (LIDT). Šiame darbe yra siūlomas alternatyvus užkrato šaltinis – antrąją mikrolazerio harmoniką kaupinamas OPG, paremtas MgO:PPLN kristalu, kuriame būtų galima pasiekti keliomis eilėmis didesnę spektrinę energijos tankį ($\mu\text{J/nm}$). Tokiuose kristaluose dėl fazinio kvazisinchronizmo (QPM) galima išnaudoti didžiausius netiesinio jautrio tenzorius elementus ir ženkliai padidinti parametrinės sąveikos efektyvumą [22], o daugelio gardelių ar kintamo periodo struktūros suteikia galimybę

realizuoti plačiai derinamus subnanosekundinius OPG šaltinius [23,24]. Taigi, kelių pakopų OPA sistemoje, kurioje užkrato signalas būtų generuojamas MgO:PPLN kristale, leistų pasiekti regimojoje spektro srityje derinamus subnanosekundinius impulsus su taikymams reikalingomis dešimčių μJ energijomis.

Šio darbo tikslas yra sukurti mikrolazeriu kaupinamą μJ eilės impulsų energijos parametrinę šviesos stiprintuvą, tolygiai derinamą regimojoje spektro srityje.

Darbo uždaviniai:

1. Surinkti ir optimizuoti moduluotos kokybės mikrolazerio antrosios harmonikos impulsais kaupinamą OPG pakopą, realizuojamą daugelio gardelių MgO:PPLN kristale, kurio generuojamas signalas bus naudojamas kaip užkratas OPA pakopoje.
2. Ištirti užkrato (MgO:PPLN OPG) spinduliuotės savybes.
3. Surinkti ir optimizuoti OPA pakopą, realizuojamą dviejuose LBO kristaluose, derinamą regimojoje spektro srityje.
4. Ištirti OPA pakopos spektrines, erdvines, laikines bei energines charakteristikas.

1. Teorinis įvadas

1.1. Netiesinė optika

Netiesinė optika tai mokslo šaka, kuri nagrinėja skaidrių medžiagų (dielektrikų) atsaką į krentančią intensyvią elektromagnetinę spinduliuotę. Bendrai, dielektrinę medžiagą veikiant elektromagnetiniu lauku, joje esantys krūviai pasislenka ir dėl to atsiranda dipolinis momentas $\mu(t)$ [25,26]. Šiame kontekste toks reiškinyss dar yra vadinamas medžiagos poliarizuotumu $P(t)$, kuris tiesinės optikos atveju tiesiškai kinta nuo krintančios EM spinduliuotės stiprio $E(t)$

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

čia ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba, $\chi^{(1)}$ – tiesinis optinis jautris. Toks tiesinis optikos reiškinyss vyksta, kai medžiagą veikianti spinduliuotė yra mažo intensyvumo, o tokio lauko sukurtas dipolinis momentas yra nedidelis, tiesiškai priklausantis nuo $E(t)$. Taip pat, dipoliai osciliuoja EM lauko dažniu, todėl išėjime spinduliuotė lieka to paties dažnio, tik faziškai užvėlinta. Tuo tarpu kai krintanti spinduliuotė yra pakankamai didelio intensyvumo (bet mažesnio nei atomo Kulono laukas), dipolio poslinkis jau yra nebetiesinis ir osciliuoti gali tiek didesniais, tiek mažesniais dažniais negu medžiagą veikiančio EM lauko. Tokiu atveju, išeinančioje spinduliuotėje susidaro naujų dažnių bangos. Būtent tai ir yra netiesinės optikos pagrindas ir tokiu atveju medžiagos poliarizuotumas nuo elektrinio lauko priklauso netiesiškai [25,26]

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

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

čia $P^{(2)}$ – kvadratinis poliarizuotumas, $P^{(3)}$ – kubinis poliarizuotumas, $\chi^{(2)}$ ir $\chi^{(3)}$ yra antrosios (kvadratinis) ir trečiosios eilės (kubinis) optiniai jautriai, P_T – tiesinis poliarizuotumas, P_{NT} – netiesinis poliarizuotumas. Kuo aukštesnio laipsnio optinis jautris tuo mažesnė jo vertė, tuo mažesnis indėlis į medžiagos poliarizuotumo dydį: $\chi^{(1)} \approx \pi/2$, $\chi^{(2)} \approx 2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$, $\chi^{(3)} \approx 4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [25,26]. Taigi, kuo aukštesnio laipsnio optinis jautris, tuo didesnio intensyvumo reikia jam „įdarbinti“. Netiesiniai reiškiniai, sąlygojami kubinio poliarizuotumo, gali pasireikšti visose terpėse nepriklausant nuo simetrijos bei fizinės būsenos (dujos, skysčiai, kietieji kūnai). Tokie reiškiniai yra vadinami neparametriniais optiniais procesais, kurie vyksta tiek per virtualius tiek per realius energijos lygmenis. Čia dalis energijos atitenka medžiagai, kai yra sužadinami realūs lygmenys. Neparametrinės sąveikos gali būti: daugiafotonė sugertis,

priverstinė Ramano sklaida. Prie kubinio poliarizuotumo taip pat priskiriamos keturių bangų sąveikos, tačiau tai yra parametrinis procesas, kadangi viskas vyksta per virtualius energijos lygmenis, o energija medžiagai nėra atiduodama. Tuo tarpu kvadratinis poliarizuotumas gali pasireikšti medžiagose, neturinčiose centro simetrijos (anizotropinėse) [25]. Tokiose medžiagose vyksta netiesinės trijų bangų sąveikos, kurios dar yra vadinamos parametriniais procesais. Parametriniai reiškiniai vyksta tik per virtualius energijos lygmenis, energija nėra perduodama medžiagai ir privalo tenkinti energijos (visų trijų bangų intensyvumų suma yra pastovi) ir judesio kiekio tvermės dėsnius. Medžiagą veikiant intensyviu EM lauku, sukuriama virtualus lygmuo, o pasibaigus procesui grįžtama į pradinį realų energijos lygmenį. Grįžti į realų (pradinį) lygmenį galima keliais būdais, kurie nusako tam tikrus netiesinius procesus, kurių metu gali susidaryti įvairių dažnių EM spinduliuotė. Toliau bus trumpai išdėstyti vykstantys parametriniai reiškiniai dielektrinėse terpėse, kurie yra sąlygojami kvadratinio netiesiškumo.

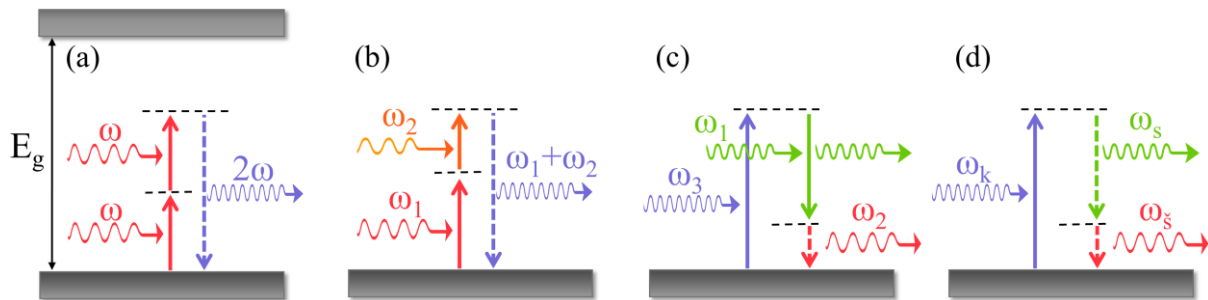
Antrosios harmonikos generacija, tai tokia netiesinė sąveika, kai netiesinėje terpėje susideda du vienodo dažnio fotonai, suformuodami naują dvigubo dažnio fotoną, kurio spinduliuotė dar yra žinoma kaip antroji harmonika [žr. 1 pav. (a)]. Kaip buvo minėta prieš tai, anizotropinę dielektrinę medžiagą veikiant intensyviu EM lauku, laikinai susidaro virtualus energijos lygmuo draustinėje juostoje, nes optinis jautris moduliuojasi optiniu dažniu. Po proceso grįžtama į realų energijos lygmenį, o grįžimo metu susidaro dvigubo dažnio EM banga.

Suminio dažnio generacija [žr. 1 pav. (b)], tai tokia netiesinė sąveika, kai anizotropinėje medžiagoje susideda du skirtingo dažnio ir skirtingos tiesinės poliarizacijos fotonai ω_1 ir ω_2 , kurie suformuoja naujo dažnio fotoną lygų kaupinimo dažnių sumai $\omega_1 + \omega_2$. Kadangi generuojamas dažnis yra didžiausias (mažiausias bangos ilgis), toks procesas dar yra vadinamas dažnio didinimu. Verta paminėti, jog norint tokią sąveiką turėti efektyviausią, reikia pritaikyti Menlio ir Rou sąryšį. Toks sąryšis sako, kad sąveika vyksta efektyviausiai, kai kaupinimo dažnių ω_1 ir ω_2 fotonų skaičius į ploto vienetą yra vienodas, t.y. kiekviena kaupinanti fotonų pora sugeneruoja vieną suminio dažnio fotoną. Taigi, norint realizuoti efektyvią SFG sąveiką, svarbu parinkti tinkamas kaupinimo spinduliuočių galias.

Skirtuminio dažnio generacija [žr. 1 pav. (c)], tai tokia sąveika, kai netiesinio kristalo įėjime yra dvi skirtingo dažnio bangos ω_1 ir ω_3 , o susidariusios bangos dažnis yra lygus tų bangų skirtumui $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Kadangi susidaręs dažnis yra mažiausias (didžiausias bangos ilgis), tokia sąveika dar yra vadinama dažnio mažinimu. Šiuo atveju bangos elgiasi visiškai kitaip nei SFG proceso metu. Čia laikome, kad kaupinimo banga ω_3 yra aukščiausio dažnio ir

pakankamai stipri, o jos amplitudė sklaidimo metu nekinta. Bendrai, naujas skirtuminis dažnis ω_2 generuojasi, nes kartu su stipriu lauku ω_3 sklindantis silpnesnis dažnis ω_1 skatina virtualų šuolį, dėl kurio generuojasi minėtas ω_2 . Tuo tarpu atsiradęs ω_2 dažnis skatina dažnio ω_1 šuolius, dėl ko bangų ω_1 ir ω_2 amplitudės auga kartu eksponentiškai. Taip pat, šios sąveikos metu dažnio ω_1 banga yra stiprinama, nes energija iš ω_3 yra perduodama tiek į ω_1 , tiek į ω_2 . Iš esmės skirtuminio dažnio generacijos procesas yra *parametrinės šviesos stiprinimas*.

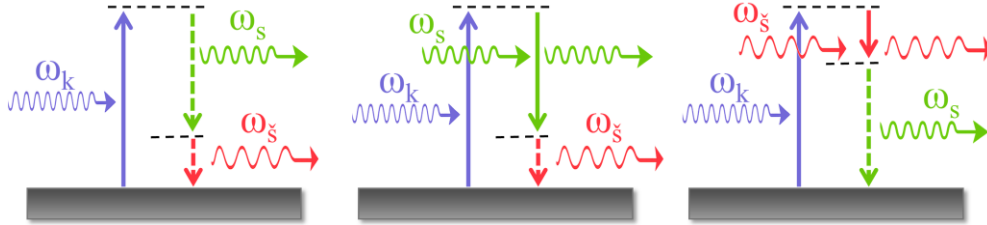
Parametrinės šviesos generacija [žr. 1 pav. (d)], tai spontaninė, kvantmechaninė netiesinė sąveika, kai dėl terpės netiesiškumo didžiausio dažnio ω_k kaupinimo fotonas išnyksta, o kiti du mažesnio dažnio fotonai ω_s ir ω_g susidaro. Čia ω_s banga atsiranda dėl kvantinių triukšmų, o ω_g banga atsiranda tenkinant energijos ($\omega_k = \omega_s + \omega_g$) ir judesio kiekio ($k_k = k_s + k_g$) tvermės dėsnius. Čia ω_k , ω_s ir ω_g bangos yra vadinamos kaupinimo, signaline ir šalutine bangomis.



1 pav. (a) Antros harmonikos; (b) suminio dažnio; (c) skirtuminio dažnio; (d) parametrinės šviesos generacijos iliustracijos. Čia E_g – draustinės energijos juosta, ω_k – kaupinimo dažnis, ω_s – signalinės bangos dažnis, ω_g – šalutinės bangos dažnis. Punktyrinės rodyklės žymi sąveikos metu generuojamą dažnį.

Parametrinės šviesos generacijos procesas dar yra skirstomas į du režimus: *parametrinė fluorescencija* ir *parametrinė superfluorescencija*. *Parametrinė fluorescencija*, tai netiesinio proceso metu susidariusi spinduliuotė, kurios susidarymą nulemia kvantiniai triukšmai. Kadangi medžiagos poliarizuotumą sukuria kaupinimo banga, tai iš klasikinės pusės, tokį procesą galima pavadinti koherentine šviesos sklaida fotonais nuo kaupinimo bangos, nesužadinant realių energijos lygmenų. Tokio proceso efektyvumas siekia tik 10^{-6} , kadangi tai yra savaiminė sklaida. Tuo tarpu, kai kaupinimo spinduliuotė yra pakankamai intensyvi, parametrinės fluorescencijos spinduliuotė tampa stiprinama, o sklaida – priverstinė, nes signalinė ir šalutinė bangos pradeda sąveikauti su intensyvia kaupinimo banga ω_k . Tokio proceso eiga vyksta *parametrinės šviesos stiprinimo* procesas dar vadinamas *parametrine superfluorescencija* (žr. 2 pav.). Parametrinės šviesos stiprinimo metu, į netiesinį kristalą yra

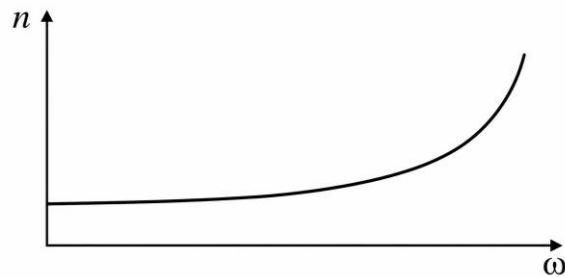
įvedamos dvi bangos: kaupinimo ω_k ir užkrato ω_s , kuris susiformuoja iš parametrinės superfluorescencijos [25]. Apie šį procesą bus aptarta plačiau 1.5. skyriuje.



2 pav. Parametrinio šviesos stiprinimo (parametrinės superfluorescencijos) atsiradimo eiga (iš kairės į dešinę).

1.2. Fazinis sinchronizmas ir kvazisinchronizmas

Parametrinių procesų metu, netiesiniame anizotropiniame kristale sklindanti kaupinimo banga bei susigeneravusi banga yra skirtingų dažnių, todėl dėl dispersijos jos terpėje patiria skirtingus lūžio rodiklius. Visos medžiagos savo skaidrumo srityje pasižymi normalia dispersija (žr. 3 pav.), kur lūžio rodiklis didėja esant didesniai dažniui.



3 pav. Lūžio rodiklio n priklausomybė nuo dažnio ω normalios dispersijos atveju [25].

Tuomet, skirtingų dažnių bangos sklinda skirtingais greičiais, dėl ko nukeliavus koherentinį ilgį L_c įvyksta tų bangų fazių išderinimas (bangų vektorių nederinimas), dar apibrėžiamas kaip Δk . Po šito atstumo generuojamos ir kaupinančios bangos fazės pasislenka per $\pi/2$, t.y. išsifazuoja

$$L_c = \frac{2}{|\Delta k|}, \quad (4)$$

čia L_c – koherentinės sąveikos ilgis, kuriuo vyksta generuojamos bangos efektyvus intensyvumo augimas. Bangų vektorių nederinimo apibrėžimas

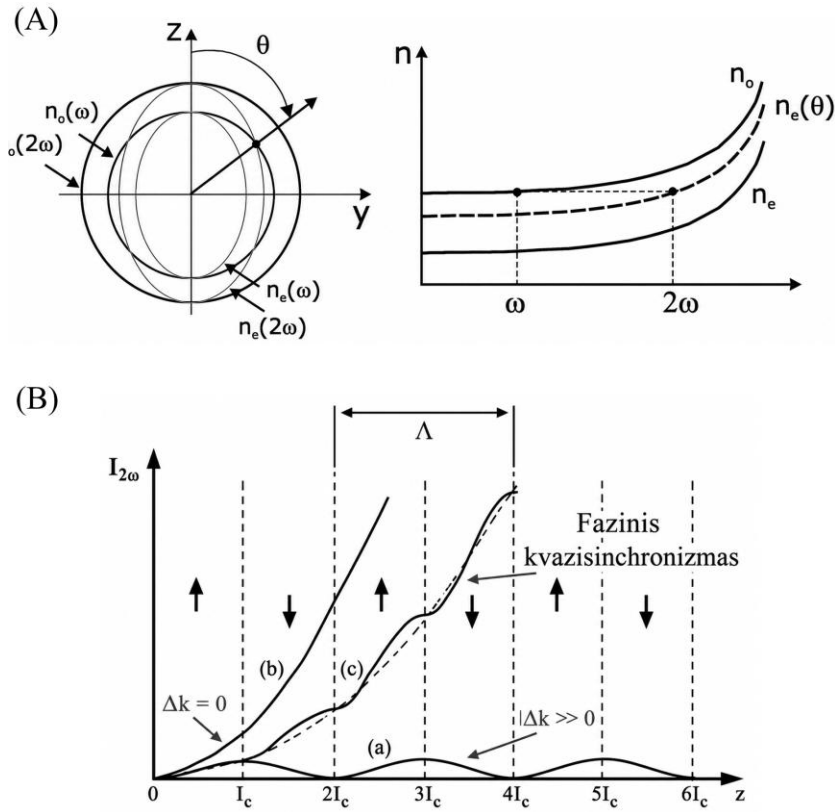
$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3, \quad (5)$$

čia $k_j = n_j \omega_j / c$ yra bangos vektorius. Vientisoje netiesinėje terpėje, kai yra pasiektas tikslus fazinis sinchronizmas (FS), $\Delta k = 0$, o koherentinis ilgis yra begalinis, ko pasekoje generuojamo dažnio intensyvumas auga kvadratiškai, nes sąveikaujančių bangų fazės yra sutapatintos sklindant kristalu, dėl ko energija į generuojamą bangą yra perduodama efektyviai. Kitu atveju, kai FS sąlygos netenkiname, Δk tampa dideliu ($\gg 0$) ir generuojamo dažnio fazė po koherentinio atstumo apsiverčia, ko pasekoje abi sklindančios bangos destruktoriai interferuoja. Fazinio nederinimo metu sklindančios bangos periodiškai mainosi energija, generuojamos bangos amplitudės osciliavimo dažnis didėja didėjant faziniam išderinimui [žr. 4 pav.(B), kreivė (a)].

Bendru atveju, netiesiniai kristalai yra anizotropinės medžiagos, kuriose gali sklisti dvi skirtingos bangos: paprastoji (o) ir nepaprastoji (e). Tokios bangos pasižymi skirtingu lūžio rodikliu bei sklidimo kryptimi kristalo optinės ašies atžvilgiu – toks reiškinys dar yra žinomas kaip dvejetainis lūžis. Įprastu atveju dėl medžiagos dvelopalūžiškumo savybės galime išpildyti FS sąlygą, kai bangos yra skirtingų tiesinių poliarizacijų. FS atveju, kuomet Δk yra lygus (idealiu atveju) arba artimas 0, fazių suderinimo sąlyga yra

$$n_o(\omega_1) = n_e(2\omega). \quad (6)$$

Norint išpildyti FS, pvz., I tipo sąveikai ir neigiamam kristalui, reikia suvienodinti kaupinančios „o“ bangos ir generuojamos „e“ bangos lūžio rodiklius. Kadangi nepaprastosios (e) bangos lūžio rodiklis priklauso nuo sklidimo krypties, lieka surasti kristalo kampą θ jo optinės ašies atžvilgiu, kuriam yra išpildomas FS, kaip yra parodyta 4 paveiksle (A).



4 pav. (A) kairėje: neigiamo kristalo lūžio rodiklio elipsoidas su FS kryptimi ir FS kampų θ AHG atveju. Dešinėje: kaip atrodo FS išpildymas dispersinėje lūžio rodiklio kreivėje [25]. (B) Generuojamos bangos intensyvumas $I_{2\omega}$, kai yra: a) didelis fazinis išderinimas $\Delta k \gg 0$; b) tikslus fazinis synchronizmas $\Delta k = 0$; c) fazinis kvazisinchronizmas. Adaptuota pagal [27].

Kai negalime pasiekti FS, tada dažnių keitimo procesą galima pasiekti išpildžius vektorinio synchronizmo sąlygą, kai sąveikaujančios bangos sklinda nekolineariai (skirtingomis kryptimis). Tokiu atveju surandame kampą tarp kaupinančių bangų vektorių, tenkinantį nekolinearų FS. Verta paminėti, kad FS galima išpildyti ir keičiant kristalo temperatūrą, kadangi lūžio rodiklis kinta nuo temperatūros (tam reikalingi kristalai, turintys labai stiprią temperatūrinę lūžio rodiklio priklausomybę, pvz.: ličio niobatas LiNbO_3). Toks atvejis yra vadinamas nekritiniu FS, kai FS yra pasiekiamas nekeičiant kristalo kampo.

Pasitaiko atvejų, kai netiesinio kristalo dvejetainis lūžis yra per mažas (t.y. yra milžiniškas fazinis nederinimas) arba negalime išnaudoti didesnio kvadratinio netiesiškumo tenzorinio elemento (d_{33}). Tokiais atvejais FS pasiekti atrodo neįmanoma, ypač jei naudojama spinduliuotė yra UV bangos ilgių srityje, kur lūžio rodiklis kinta labai sparčiai nuo dažnio (žr. 3 pav.). Taip pat, neįmanoma tenkinti FS sąlygos, kai visos kristale sąveikaujančios bangos yra vienodos tiesinės poliarizacijos. Tokiais atvejais egzistuoja būdas, kaip pasiekti efektyvią dažnių keitimo sąveiką netiesinėse medžiagose, tai – fazinis kvazisinchronizmas (QPM).

Pagrindinė tokio proceso idėja yra tokia, kad šviesai nusklidus koherentinį ilgį L_c kristalo optinė ašis yra apverčiama 180° , ko pasekoje bangos fazė ima keistis į priešingą pusę nei norėtų įprastai. Taip kristalo optinė ašis yra orientuojama periodiškai po kiekvieno koherentiškumo ilgio L_c [žr. pav. 4 (B), (c) kreivę] arba kas periodą Λ [25]

$$\Lambda = 2L_c = \frac{2\pi}{k_1 + k_2 - k_3}. \quad (7)$$

Tokiu būdu vietoje destruktivos interferencijos įvyksta konstruktyvi, t.y. esant tokiam periodiniam optinių ašių išdėstymui, generuojamos bangos, sklindančios per tam tikro ilgio terpę intensyvumas auga kvadratiškai [žr. 4 pav.(B)]. Optinė ašis gali būti invertuojama pasitelkus statinį elektrinį lauką, kurį pridėjus prie feroelektrinio kristalo, medžiagos elektriniai dipoliai yra suorientuojami pagal elektrinio lauko ženklą, bet apie tai plačiau bus kalbama 1.3.2. skyriuje. QPM gali būti išpildytas ir didžiausias netiesiškumas gali būti pasiektas įvairiomis sąlygomis esant laisvam bangų poliarizacijų bei sklidimo krypčių pasirinkimui, ko negalime pasiekti su FS. Taip pat, QPM atveju galima išnaudoti didžiausio netiesiškumo d_{33} koeficientą [28] (esantį tam tikrose medžiagose, pvz.: LiNbO_3 , LiTaO_3 , KTiOPO_3), nes tam reikalinga sąveika, kur visų bangų poliarizacijos yra vienodos. Svarbu paminėti, kad esant vienodų poliarizacijų bangų sąveikai, QPM kristaluose nepasireiškia apertūrinis diafragminis efektas, kai bangos per atitinkamą kristalo ilgį išbėga erdvėje viena nuo kitos ir fiziškai nebesusikerta, nes „e“ ir „o“ poliarizacijos bangos sklinda šiek tiek skirtingomis kryptimis. Dėl pastarosios priežasties efektyvus bangų sąveikos ilgis išauga iki kelių centimetrų eilės, kas yra labai svarbu subnanosekundinių impulsų atveju. Tuo tarpu vientisuose netiesiniuose kristaluose reikalingi aukštesni intensyvumai, norint sukelti kvadratinį medžiagos netiesiškumą, todėl tokioms sąveikoms būtini ultratrumpi impulsai.

1.3. Netiesiniai kristalai

1.3.1. Netiesiniai dvejetainiai kristalai

OPG, OPA, OPO pagrindinis funkciniai elementai yra kvadratinio netiesiškumu pasižymintys dvejetainiai netiesiniai kristalai, kurių savybės lemia didžiąją dalį generuojamos spinduliuotės charakteristikų [25]. Taigi, renkantis kristalą, svarbu atkreipti dėmesį į šias charakteristikas: netiesiškumo koeficientas, optinio pažeidimo slenkstis (riboja didžiausią galimą kaupinimo intensyvumą), skaidrumo sritis, mechaninis atsparumas, optiniai nuostoliai, higroskopiškumas. Praktikoje plačiausiai yra naudojami tūriniai dvejetainiai

netiesiniai kristalai, kuriuose netiesiniai dažnių keitimo procesai yra realizuojami išnaudojant medžiagos anizotropiškumą ir FS [25]. Kaip minėta anksčiau, dvejetainiuose kristaluose šviesa gali sklirti kaip paprastoji (o) arba nepaprastoji (e) banga, kurių lūžio rodikliai skiriasi, o (e) bangos priklauso nuo sklidimo krypties kristalo optinės ašies atžvilgiu. Ši savybė leidžia suderinti skirtingų dažnių bangų fazinius greičius ir išpildyti fazinio sinchronizmo sąlygą, parenkant tinkamą kristalo orientaciją ir sąveikaujančių bangų poliarizacijas [25,26]. Priklausomai nuo poliarizacijų kombinacijos, egzistuoja I ir II tipo FS režimai, kurie plačiai taikomi antros harmonikos generacijos, suminių ir skirtuminių dažnių generacijos bei parametrinės šviesos generacijos procesuose. Trumpai apie kristalo savybes:

- *Netiesiškumo koeficientas.* Efektyvioms netiesinėms sąveikoms realizuoti, labai svarbus kristalo efektyvus netiesiškumo koeficientas d_{eff} . Netiesinės tribangės sąveikos galimos tik necentrosimetriniuose kristaluose, kur kvadratinis netiesinis jautris $\chi^{(2)}$ yra nelygus nuliui. Minėtas netiesinis jautris sudaro tenzorių, kuris turi 27 elementus. Taigi, efektyvų netiesiškumo koeficientą d_{eff} galima įsivertinti žinant spinduliuočių sąveikos ypatumus, tokius kaip sklidimo kryptis, bangos poliarizacijos, naudojama terpė. Suskaičiuotas d_{eff} leidžia įsivertinti galimą netiesinės sąveikos efektyvumą [25]. Parametrinės šviesos generacijos atveju, tariant jog kaupinimo nuskurdimas yra mažas, spinduliuotės stiprinimas (vieno lėkio konfigūracijoje) yra [29]

$$G = \Gamma^2 L^2 \frac{\sinh^2\left(\sqrt{\Gamma^2 L^2 - \left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}\right)}{\Gamma^2 L^2 - \left(\frac{\Delta k L}{2}\right)^2}, \quad (8)$$

čia L – sąveikos ilgis, Γ – parametrinio stiprinimo koeficientas

$$\Gamma^2 = \frac{2w_s w_i d_{\text{eff}}^2 I_k}{\varepsilon_0 n_k n_s n_i c^3}. \quad (9)$$

- *Dispersinės charakteristikos.* Pagal 8-tą išraišką, galima pastebėti, kad parametrinės šviesos stiprinimas yra proporcingas sąveikos ilgiui L^2 . Tačiau, egzistuoja dar vienas sąveikas ribojantis veiksnys – vienalaikis sąveikaujančių impulsų laikinis persiklojimas. Skirtingo dažnio modos sklinda skirtingais greičiais, o jų naudingą sąveikos atstumą apsprendžia jų išbėgimo greitis. Taigi, atstumas, per kurį dviejų skirtingų dažnių impulsai išsiskirs [30]

$$L_g = \frac{\tau_k}{\frac{1}{v_{g1}} - \frac{1}{v_{g2}}}, \quad (10)$$

čia τ_k – kaupinimo impulso trukmė, v_{gN} – atitinkamos bangos grupinis greitis [30]

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} |_{\omega_0} = c[n - \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} |_{\lambda_0}], \quad (11)$$

čia $\omega_0(\lambda_0)$ – impulso nešantysis dažnis (bangos ilgis).

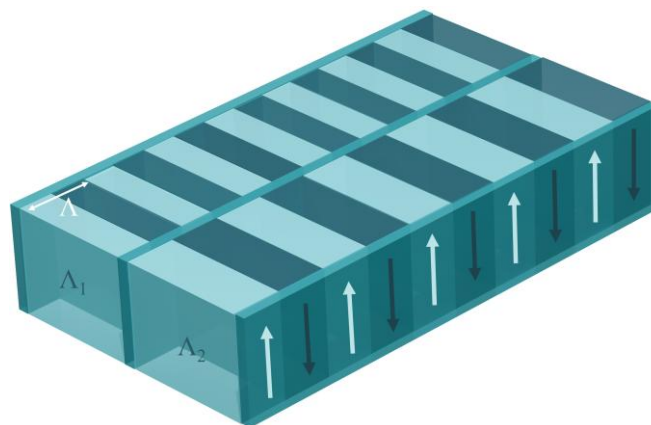
Svarbu paminėti, kad laikinis išbėgimas labiau reikšmingas ultratrumpiems impulsams. Šio tyrimo metu buvo naudotas subnanosekundinis lazerinis šaltinis, kuriam L_g yra dešimčių centimetrų eilės, taigi sąveikos ilgis šiuo atveju nėra apribojamas.

- *Erdvinis spinduliuotės išsiskyrimas.* Dvejopalaūžiais kristalais realizuojamas kritinis FS turi ir esminių apribojimų. Nepaprastosios bangos energijos srauto kryptis nėra kolineari su jos bangos vektoriumi, dėl ko atsiranda erdvinis spinduliuotės išsiskyrimas (dar vadinamas apertūriniu diafragminiu efektu), kuris reikšmingai riboja efektyvų sąveikos ilgį ir blogina pluošto kokybę. Tai yra ypač svarbi savybė subnanosekundinėse sistemose, kur netiesinės sąveikos realizuojamos ilgesniuose kristaluose – per didesnį ilgį modos spėja daugiau išsiskirti.
- *Skaidrumo sritis.* Svarbu, kad naudojamas kristalas būtų skaidrus visoms sąveikaujančioms bangoms. Kadangi jos yra surištos, tai bet kurios iš jų sugertis tiesiogiai lemia keitimo efektyvumo ribojimą [30].
- *Netiesiškumo tenzorius elementų išnaudojimas.* Naudojant dvejopalaūžius kristalus, dažniausiai negalima išnaudoti didžiausių kvadratinio netiesiškumo tenzorius elementų (pvz., d_{33}), nes FS yra pasiekiamas tik esant skirtingoms sąveikaujančių bangų poliarizacijoms [25].
- *Optinio pažeidimo slenkstis.* Norint pritaikyti netiesinę terpę efektyvioms parametrinėms sąveikoms, svarbu, kad generacijos slenkstis toje terpėje būtų pakankamai mažesnis nei pažeidimo slenkstis. Ši savybė riboja kaupinimo intensyvumą netiesinėje terpėje ir kartu keitimo efektyvumą. Tai yra ypač aktualu subnanosekundinių impulsų atveju, kur tūriniuose kristaluose OPG slenkstis dažniausiai yra mažesnis nei LIDT.
- *Šiluminės savybės.* Svarbu, kad būtų mažas optinių nuostolių lygis, nes sugertis ar sklaida ne tik mažina parametrinių sąveikų efektyvumą, bet ir sukelia kristalo kaitimą, dėl ko gali išsiderinti FS [25]. Dėl šios priežasties pageidaujamos medžiagos su geru šiluminiu laidumu ir mažu šiluminio plėtimosi koeficientu.

1.3.2. Netiesiniai periodiškai poliuoti kristalai

Periodiškai poliuoti netiesiniai kristalai iš esmės pakeitė optinių parametrinių sistemų galimybes, nes juose realizuojamas fazinis kvazisinchronizmas leidžia išvengti daugelio dvejopalaūžiams kristalams būdingų apribojimų. Skirtingai nei tūriniuose dvejopalaūžiuose kristaluose, kuriuose FS pasiekiamas tik parenkant specifines bangų poliarizacijas ir sklaidimo kampus, periodiškai poliuotuose kristaluose fazių suderinimas užtikrinamas periodiškai invertuojant kristalo optinę ašį. Tai leidžia išnaudoti didžiausius kvadratinio netiesiškumo tenzoriaus elementus (pvz., d_{33}), pasiekti didesnę keitimo efektyvumą ir išvengti erdvinio spinduliuotės išsiskyrimo efekto. Be to, QPM suteikia plačias dažnių derinimo galimybes, kurios realizuojamos keičiant gardelės periodą arba kristalo temperatūrą. Svarbu pabrėžti, kad QPM atveju galime pasiekti generuojamų dažnių derinimą visoje poliuoto kristalo skaidrumo srityje. Tuo tarpu FS atveju, dažnių derinimas yra apribotas FS kampo θ .

Periodiškai poliuoti kristalai dėl savo išskirtinių savybių yra susilaukę tiek komercinio, tiek mokslinio susidomėjimo netiesinės optikos srityje [31]. Kaip buvo minėta anksčiau, tokiuose kristaluose yra pasiekama QPM sąlyga, kai medžiagoje dipoliai yra periodiškai invertuojami tam tikru periodu Λ , tokiu būdu kompensuojant fazinį nederinimą pasiekiamas didelis netiesinis efektyvumas per tam tikrą medžiagos ilgį. Tokia idėja buvo iškelta dar 1962 metais J. Armstrongo ir jo bendradarbių [32]. Pirminė idėja buvo supjaustyti kristalą į koherentinio dydžio segmentus (plokšteles), kas antrą segmentą pasukant 180° . Sulipdžius tokius segmentus atgal gaunamas netiesinis kristalas su periodiškai poliuota optine ašimi (žr. 5 pav.).



5 pav. Periodiškai poliuotas netiesinis kristalas, kur rodyklės vaizduoja optinės ašies kryptį [25].

Periodiškai apsukant optinę ašį 180° tuo pačiu reiškia, kad efektinio netiesiškumo koeficiento d_{eff} ženklas pasikeičia į priešingą pagal [25]

$$d_{n,eff} = (-1)^{n-1} d_{n,eff} . \quad (12)$$

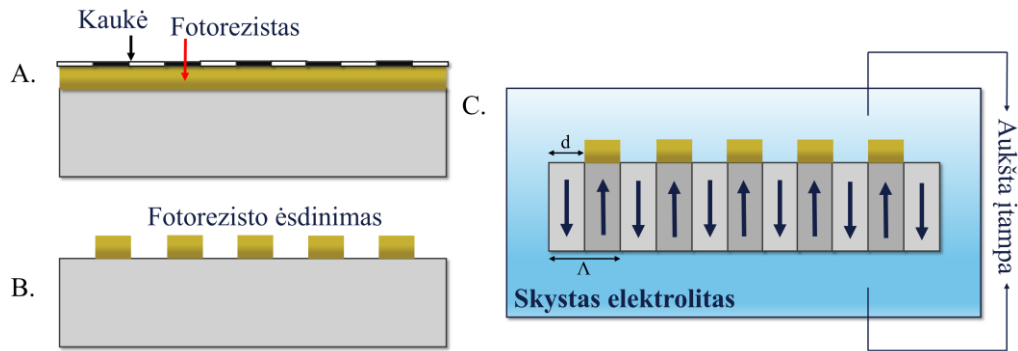
Čia $d_{n,eff}$ yra n -tojo sluoksnio efektinis netiesiškumas. Taigi, generuojamo dažnio intensyvumas didėja su kiekvienu L_C atstumu, nes už kiekvieno L_C atstumo bangos fazė kinta į priešingą pusę nei prieš tai dėl periodiškai invertuotos optinės ašies. Nuo 1962 metų periodiškai poliuotų kristalų gamybai buvo išrasta bei pritaikyta nemažai įvairių metodų [33–38], tačiau dažniausiai naudojamas bei laikomas patikimiausiu yra poliovimas pasitelkiant elektrinį lauką [39,40]. Šis procesas apima keletą svarbių žingsnių [41] (žr. pav. 6):

- 1) visų pirma yra paruošiamas standartinis stačiakampio formos, maždaug 0,5-1 mm storio netiesinis kristalas (pvz.: ličio niobatas, ličio tantalatas ar kalio titano fosfatas);
- 2) tada kristalo paviršius yra padengiamas plonų fotorezistiniu sluoksniu, o ant viršaus yra uždedama „kaukė“, kurios raštas nurodo norimą poliovimo periodą Λ , darbinį ciklą D ar poliovimo tipą;
- 3) tuomet pasitelkiant litografijos procesą yra atliekamas fotorezistinio sluoksnio ėsdinimas, kur kaukės uždengti domenai lieka nepaveikti. Taip ant kristalo lieka elektrodų raštas, lemiantis norimus kristalo parametrus;
- 4) visas kristalas su fotorezistinės medžiagos poliovimo raštu yra panardinamas į skystą elektrolitą, kuriuo yra leidžiama aukštą (kV/mm eilės) įtampa. Užgarintas elektrolito sluoksnis šiuo atveju yra elektrodas, kuriuo teka iš elektrolito atėjusi srovė.
- 5) galiausiai periodiškai poliuotas kristalas yra supjaustomas, poliruojamas, ėsdinamas bei padengiamas atitinkamomis optinėmis dangomis, pagal tai kokiais bangos ilgiais kristalas bus kaupinamas ir kokie bangos ilgiai bus generuojami.

Svarbu paminėti, kad poliovimo metodas turi būti pritaikomas kiekvienam kristalui atskirai, koreguojant tam tikrus parametrus, medžiagas bei paruošimą: 1) atitinkamai paruošti kristalo paviršius; 2) pasirinkti tinkamą elektrodų medžiagą; 3) išsirinkti reikalingą elektrinio lauko stiprį; 4) taip pat kiekvienam kristalui prieš ir poliovimo metu reikia pasirinkti atitinkamą kristalo šildymo temperatūrą [42]. Poliovimo periodas įprastai būna nuo keleto iki keliasdešimt mikronų dydžio ir apsprendžia kokiam bangos ilgiui bus išpildyta QPM sąlyga

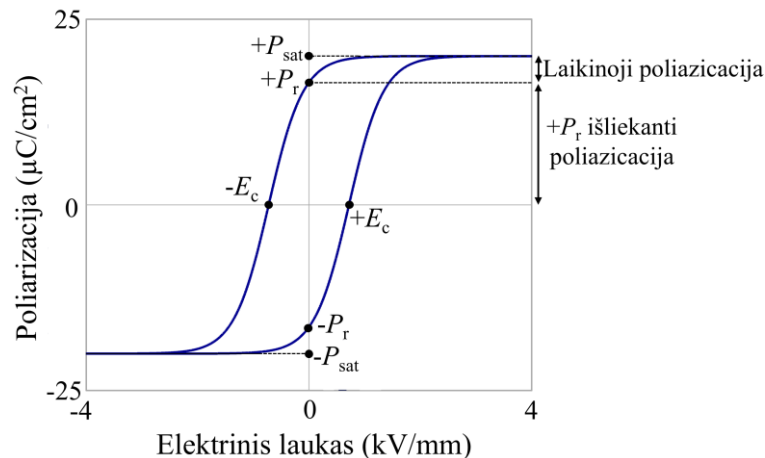
$$\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{1}{\Lambda} \right) = 0, \quad (13)$$

$$\Lambda = \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_s}{\lambda_s} \right)^{-1}. \quad (14)$$



6 pav. Netiesinio kristalo periodinis poliavimas pasitelkiant litografinį fotorezistinį elektrodų raštą bei elektrinį lauką. Čia d – domeno plotis. Adaptuota pagal [43].

Atitinkamo periodo Λ poliutu zona kristale yra vadinama gardele, o zona, kur dipoliai yra orientuoti tam tikra vienoda kryptimi - domenu. Tokiam procesui pritaikyti yra reikalingos feroelektrinės medžiagos, kurios natūraliai turi spontanineę elektrinę poliarizaciją - nuolatinį dipolinį momentą, kuris gali būti apverčiamas, kai medžiaga yra veikiamas išoriniu elektriniu lauku. Kodėl feroelektriškus kristalus galima poliuti elektriniu lauku ir kodėl dipoliai išlieka stabilūs išjungus išorinį el. lauką, galima paaiškinti remiantis feroelektrikų histerezės kilpa, t.y. medžiagos poliarizacijos priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio kreive, žr. 7 pav.



7 pav. Feroelektrinių medžiagų histerezės kilpa. Čia P_{sat} – soties poliarizacija, E_c – koercinis elektrinis laukas, P_r – išliekanti poliarizacija. Adaptuota pagal [44].

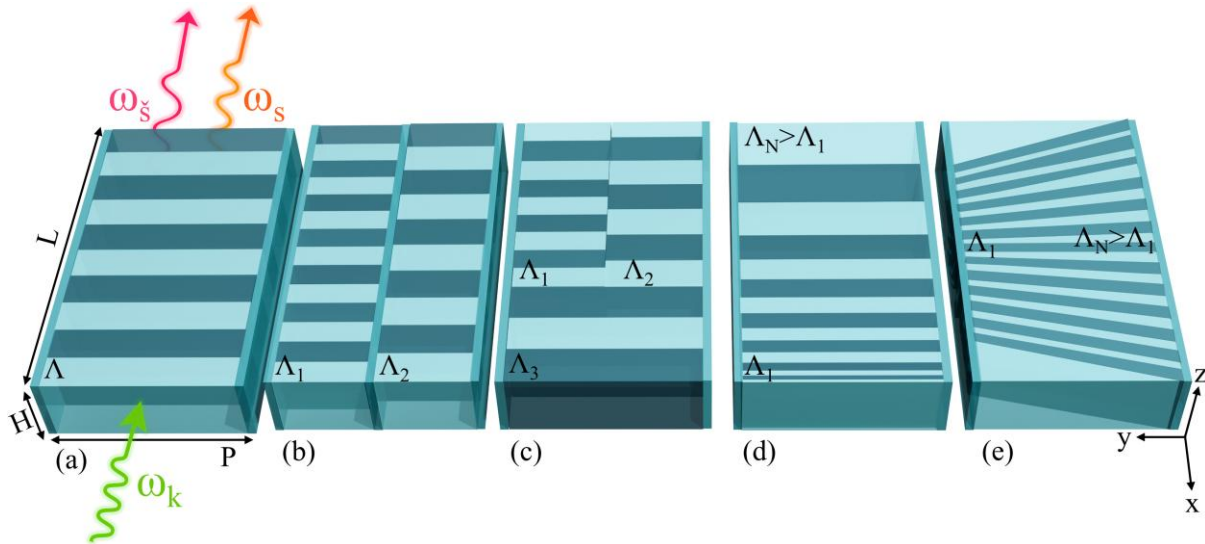
Paveikus tokią medžiagą išoriniu elektriniu lauku, medžiagos poliarizacija kinta palaipsniui pagal histerezės kilpą (kadangi ne visi domenai iš karto persijungia dėl skirtingos padėties, kristalinės struktūros defektų), o viršijus koercinį elektrinį lauką E_c dipoliai apsiverčia pilnai priešinga kryptimi pagal elektrinio lauko ženklą [44]. Dar didinat elektrinį lauką pasiekiamo poliarizacijos sotį, kur užtikriname didžiosios domenų dalies apsivertimą. Laikinosios

poliarizacijos zona yra tokia zona, kur išjungus išorinį elektrinį lauką nestabilūs domenai atsisuka atgal, o stabilių pozicija išlieka. Išlikę stabilūs domenai yra medžiagos P_r išliekamoji poliarizacija, kur periodiškai poliuotuose kristaluose ši poliarizacija periodiškai keičiasi iš neigiamos $-P_r$ į teigiamą $+P_r$, priklausant nuo elektrinio lauko ženklo. Dažniausiai naudojamos medžiagos yra ličio niobatas (LiNbO_3), ličio tantalatas (LiTaO_3) ir kalio titano fosfatas (KTiOPO_4 , KTP) [45,46]. Tokie kristalai dėl savo periodinės ašių orientacijos dar dažnai yra vadinami: periodiškai poliuotas ličio niobatas (PPLN), periodiškai poliuotas ličio tantalatas (PPLT), periodiškai poliuotas kalio titano fosfatas (PPKTP). Poliovimo metu naudojamas elektrinis laukas yra labai didelis, todėl kristalas gali būti pažeistas, taip pat reikia saugotis elektros iškrovos ore. Bendrai toks procesas yra labai sudėtingas, todėl poliovimo procese susiduriama su iššūkiais, dėl kurių poliovimo brokas dažnai yra neišvengiamas [43]. Vienas iš pagrindinių tokios metodikos minusų yra tai, kad norint poliuoti storesnius kristalus (> 0.5 mm), dėl per mažo elektrinio lauko įsiskverbimo gylio invertuos tik arčiau elektrodo esantys dipoliai [43]. Tokia problema dažnai yra sprendžiama naudojant medžiagą, kurios koercinis elektrinio lauko stipris yra mažesnis (pvz.: stoichiometrinis ličio niobatas). Taip pat svarbu paminėti, kad pasiekti gerą poliovimo kokybę tampa sudėtinga norint išgauti mažo periodo gardeles (< 10 μm), kurios yra naudojamos regimojo diapozono bangos ilgiams generuoti. Tokiu atveju tampa sudėtinga atskirti invertuotus ir neinvertuotus kristalo regionus, atsiranda didelių darbinio ciklo neatitikimų, kurie tiesiogiai lemia efektinio netiesinio koeficiento sumažėjimą [47]

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33} \sin(\pi D) \exp \left[- \left(\frac{\pi \sigma}{\sqrt{2} \lambda} \right)^2 \right], \quad (15)$$

čia D – darbinis ciklas, σ – domenų sienelių standartinis nuokrypis. Didžiausias efektinis netiesinis koeficientas yra pasiekiamas tada, kai $D = 0.5$ arba $\sigma \rightarrow 0$. Taigi, periodiškai poliuoti kristalai pasižymi ir tam tikrais trūkumais: jų gamyba yra technologiniu požiūriu sudėtinga, dažnai ribojamas maksimalus kristalo storis, o mažo periodo gardelėms būdingi poliovimo netolygumai.

Kaip buvo minėta prieš tai, pasitelkus litografiją, fotorezistinio sluoksnio raštu galima reguliuoti ir periodiškai poliuoto kristalo tipą [41]. Galimi tipai yra pateikti 8 pav.



8 pav. Periodiškai poliuotų kristalų poliavimo geometrijos: (a) vienos gardelės, (b) kelių gardelių, (c) kaskadinis, (d) čirpuotas, (e) vėduoklinės geometrijos. Čia L – ilgis, H – aukštis, P – plotis.

Patys paprasčiausi periodiškai poliuoti kristalai yra vienos gardelės, kur visas kristalas yra vienodo poliavimo periodo [žr. pav. 8 (a)]. Periodas parenkamas toks, kad būtų efektyvi tam tikro bangos ilgio generacija per aptartus netiesinius procesus. Taipogi dažnai sutinkami praktikoje yra kelių gardelių periodiškai poliuoti kristalai, kur viename kristale yra įrašomos kelios gardelės su skirtingais periodais, ko pasekoje kristalas gali palaikyti kelias skirtingas dažnių konversijos sąveikas tiesiog pakeitus kaupinimo bangos įėjimo į kristalą vietą y ašyje [8 pav. (b)]. Gardelės būna atskirtos nepoliuotomis kristalo zonomis, kuriose nevyksta netiesinės sąveikos. Dar viena įdomi kristalo struktūra, tai kaskadinio tipo [žr. pav. 8 (c)], kur kristalo pradžioje yra vienas pastovus gardelės periodas, o kitame kristalo gale yra kitas pastovus gardelės periodas (kaupinimo bangos sklidimo kryptimi). Dėl tokios struktūros iš pradžių generuojasi viena netiesinė sąveika (pvz. antroji harmonika, 2ω), o iš pirmo periodo Λ_1 perėjus į sekantį periodą Λ_2 seka kita netiesinė sąveika (pvz. sąveika tarp ω ir 2ω). Kitas kristalas – čirpuotos QPM struktūros, tai toks kristalas kur poliavimo periodas palaipsniui didėja arba mažėja kaupinančios bangos sklidimo kryptimi [x ašis, žiūrėti 8 pav. (d)]. Tokiu būdu skirtingoje kristalo vietoje (pagal x ašį) yra išpildomos skirtingos QPM sąlygos, dėl ko kristale generuojasi platus dažnių spektras, o ne vienas bangos ilgis, kaip prieš tai minėtuose periodiškai poliuotuose kristaluose. Dar vienas įdomesnis kristalas yra vėduoklinės geometrijos tipo, kur gardelės periodas palaipsniui keičiasi skersai kristalo pločio [y ašies kryptimi, žiūrėti 8 pav. (e)], t.y. vienoje kristalo pusėje periodas mažesnis, kitame didesnis. Toks kristalas veikia panašiai kaip kelių gardelių periodiškai poliuotas kristalas, tačiau dabar bangos ilgiai gali būti derinami tolygiai.

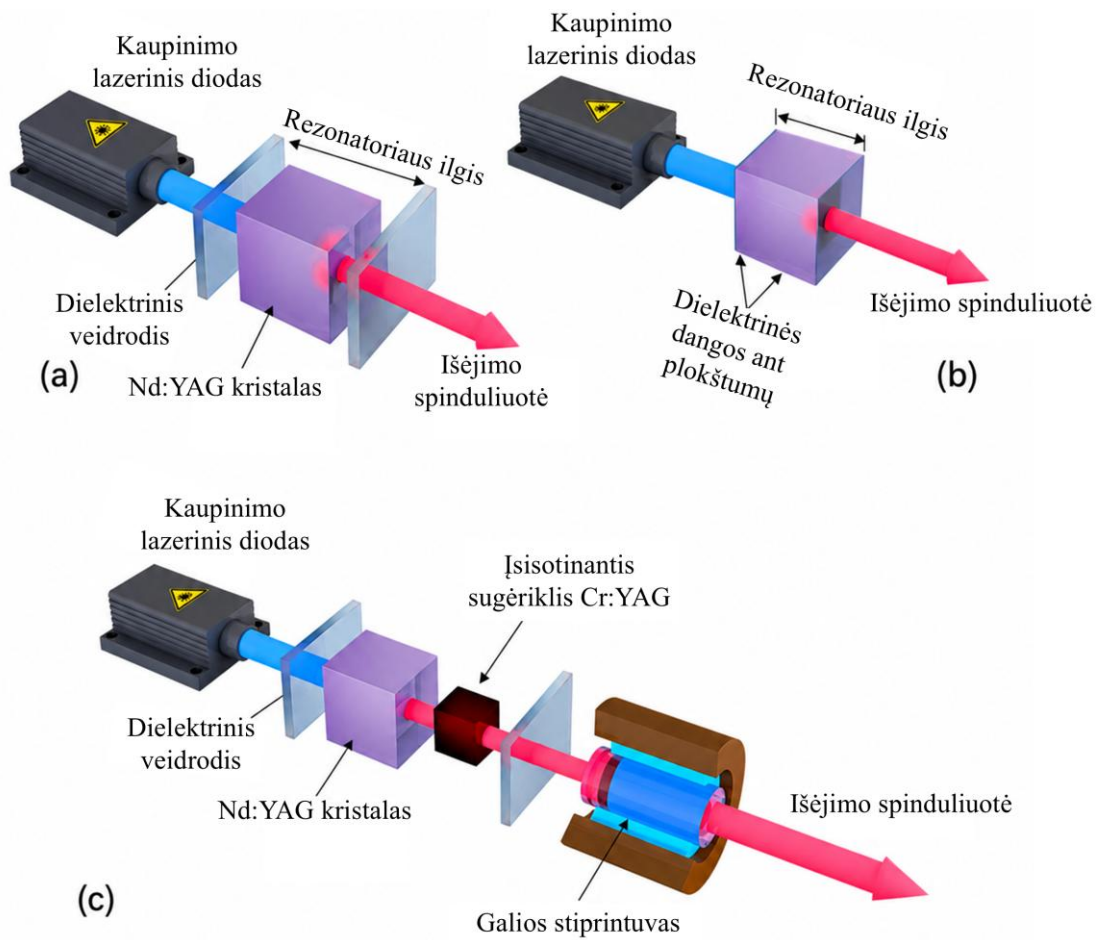
Norint pritaikyti periodiškai poliuotus kristalus praktikoje dar svarbu žinoti terpės lūžio rodiklio ryšį su bangos ilgiu. Toks ryšys yra aprašomas Sellmeier'io lygtimi

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i}, \quad (16)$$

čia n yra lūžio rodiklis, λ – bangos ilgis, B_i ir C_i eksperimentiškai nustatomi Sellmeier'io koeficientai tam tikrai terpei. Koeficientų vertės dažnai lygtyje pritaikytos bangos ilgiui mikrometrais. Taip pat, medžiagos turi temperatūrinę lūžio rodiklio priklausomybę (šiuo atveju QPM kristalai būna didelės temperatūrinės lūžio rodiklio priklausomybės), t.y. keičiant kristalo temperatūrą, tam tikriems bangos ilgiams galime pakeisti lūžio rodiklį. Tokia priklausomybė dažnai yra naudinga norint išpildyti QPM sąlygą periodiškai poliuotuose kristaluose, kai paprastomis sąlygomis su fiksuoto periodo gardelėmis to padaryti negalime. Žinant šią priklausomybę galima apskaičiuoti sąveikaujančių bangų lūžio rodiklius bei nustatyti, kokie bangos ilgiai bus generuojami konkrečiame kristale esant pasirinktam kaupinimo bangos ilgiui ir gardelės periodui. Tai leidžia žinoti OPG derinimo diapazoną keičiant periodiškai poliuotos gardelės periodą, kristalo temperatūrą ar kaupinimo sąlygas.

1.4. Mikrolazeriai

Mikrolazeriai yra kompaktiški kietakūniai lazeriai, pasižymintys konstrukciniu paprastumu, patikimumu bei galimybe generuoti didelės smailinės galios subnanosekundinius impulsus [2–4]. Tokie lazeriai dažniausiai būna pusiau monolitinės [žr. 9 pav. (a)] arba monolitinės [žr. 9 pav. (b)] konstrukcijos ir susideda iš kelių pagrindinių elementų: 1) nedidelių matmenų aktyviosios terpės (dažniausiai Nd:YAG arba Nd:YVO₄ kristalo), esančios rezonatoriuje tarp dielektrinių veidrodžių; 2) išisotinančio sugėriklio, naudojamo pasyviai kokybės moduliavimui realizuoti; 3) kaupinimo šaltinio, kuris paprastai yra puslaidininkinis lazerinis diodas, kaupinantis aktyvią terpę tiesiogiai arba per šviesolaidį [48]. Monolitiniuose mikrolazeriuose rezonatorius suformuojamas pačioje aktyviojoje terpėje, kurios paviršiai padengiami dielektrinėmis atspindinčiomis dangomis, todėl nereikia atskirų optinių elementų, o visa sistema tampa mechaniškai stabili ir kompaktiška. Bendru atveju, mikrolazerių rezonatoriaus ilgis paprastai siekia nuo kelių milimetrų iki kelių centimetrų [3]. Dėl tokio trumpo rezonatoriaus dažnai yra palaikoma tik viena išilginė moda, užtikrinanti siaurą spektrinį plotį.



9 pav. Nuolatinės veikos Nd:YAG mikrolazeris, turintis nemonolitinį rezonatorių, kuriame optiniai elementai yra laisvoje erdvėje (a). Monolitinis mikrolazeris (b). Pasyvios kokybės moduliacijos MOPA mikrolazeris (c). Adaptuota pagal [49].

Tuo tarpu plokščių veidrodžių rezonatorius yra ties stabilumo riba, todėl aukštesnės eilės skersinės modos patiria didelius difrakcinius nuostolius ir negali išsilaikyti rezonatoriuje. Dėl to selektyviai yra stiprinama tik pagrindinė TEM_{00} moda, kad leidžia pasiekti beveik difrakciškai ribotos skėsties pluoštą, kurio kokybės parametras M^2 paprastai yra artimas 1 [3]. Dėl mažos rezonatoriaus geometrijos (kelių mm – kelių cm ilgio) mikrolazeriuose fotonų gyvavimo trukmė yra trumpa, o tai sudaro sąlygas generuoti trumpus impulsus. Trumpų impulsų generacija dažniausiai yra realizuojama pasyvaus kokybės moduliavimo būdų, kai rezonatoriuje naudojamas įsisotinantis sugėriklis (pvz., Cr^{4+} :YAG kristalas arba puslaidininkinis įsisotinantis sugėriklis veidrodis - SESAM). Šio proceso metu energija pirmiausia yra sukaupiama aktyviojoje terpėje, o pasiekus sugėriklio įsisotinimo slenkstį – greitai išspinduliuojama trumpo, didelės energijos impulso pavidalu. Tokie mikrolazeriai generuoja impulsus, artimus spektriškai ribotiems (kelių pm eilės spektro pločio), kurių trukmė kinta nuo ~ 300 ps iki 1 ns [3]. Dėl kompaktiškumo, patikimumo, geros pluošto kokybės ir

galimybių generuoti didelės smailinės galios subnanosekundinius impulsus, mikrolazeriai yra patrauklūs praktiniuose taikymuose, kuriuose nanosekundinio impulso tikslumo nepakanka, o femtosekundinės sistemos yra ekonomiškai neefektyvios. Tokie lazeriai yra taikomi spektroskopijoje [5–8], LIDAR [10,11], netiesinėje optikoje [13], mikroapdirbime [3] ir panašiai.

Siekiant padidinti išėjimo energiją ir galią, mikrolazeriai dažnai yra integruojami į MOPA (pagrindinio osciliatoriaus ir galios stiprintuvo) sistemas [žr. 9 pav. (c)]. Tokiu atveju, pasyviai moduluotos kokybės mikrolazeris veikia kaip pagrindinis osciliatorius, generuojantis aukštos kokybės signalą, kuris vėliau stiprinamas vienoje ar keliose diodu kaupinamuose kietojo kūno stiprinimo pakopose. Tokios sistemos gali veikti 100 – 1000 Hz pasikartojimo dažniu, generuoti kelių megavatų smailinės galias ir pasiekti kelių mJ impulso energijas.

Taip pat daugeliui praktinių taikymų yra aktualūs subnanosekundiniai, derinamo bangos ilgio šviesos šaltiniai, kurių naudojant vien tik mikrolazerį realizuoti nepavyksta. Vienas paprasčiausių būdų išplėsti generuojamų bangos ilgių diapazoną yra naujų dažnių generacija netiesinių sąveikų metu, pavyzdžiui, generuojant harmonikas iš mikrolazerio spinduliuotės galima realizuoti žalios ar ultravioletinės srities bangos ilgius [3]. Nors šis metodas yra paprastas ir efektyvus, jis leidžia pasiekti tik diskrečius bangos ilgius, tuo tarpu daugelyje sričių yra pageidautini nenutrūkstamai derinami šaltiniai. Tokie derinami subnanosekundiniai šaltiniai yra ypač aktualūs tokiuose taikymuose kaip spektroskopija [5–8], biomedicina [9], LIDAR [10,11], THz generacija [12] ir netiesinė optika [13]. Tokius šaltinius būtų galima realizuoti naudojant mikrolazerį kaip kaupinimo šaltinį parametrinėse sistemose, kas bus aptarta plačiau sekančiuose skyriuose.

1.5. Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas kaupinant subnanosekundiniais impulsais

Parametrinė šviesos generacija yra netiesinės optikos reiškiny, kurio metu iš vieno kaupinimo spinduliuotės fotono ω_k , generuojami du žemesnių dažnių fotonai: didesnio dažnio signalinis ω_s ir mažesnio dažnio šalutinis ω_ξ . Šie dažniai atsiranda iš kvantinių triukšmų, todėl toks procesas dar yra vadinamas parametrine fluorescencija. Generuojamų bangų dažniai tenkina energijos tvermės dėsnį ($\omega_s + \omega_\xi = \omega_k$), o jų banginiai vektoriai – impulso tvermės dėsnį ($k_s + k_\xi = k_k$). Parametrinės fluorescencijos spinduliuotė pasižymi plačiu spektru, kur skirtingi bangos ilgiai sklinda skirtingomis kryptimis, sudarydami kūginę emisijos struktūrą

[25]. Efektyviausia spinduliuotės generacija vyksta tomis kryptimis, kurioms yra tenkinamas impulso tvermės dėsnis (dar kitaip žinomas kaip FS). Parametrinė fluorescencija yra spontaniškas procesas, pasižymintis labai mažu efektyvumu – generuojamos spinduliuotės galia priklauso tiesiškai nuo kaupinimo galios ir sąveikos ilgio. Tačiau esant pakankamai dideliame kaupinimo intensyvumui, spontaniškai sugeneruota spinduliuotė tampa stiprinama. Tokiu atveju signalinė ir šalutinė bangos sąveikauja su kaupinimo banga ir procesas pereina į stiprinimo režimą (dar vadinamą parametrine superfluorescencija arba OPG). Šiame procese dalyvauja trys bangos, tarp kurių vyksta energijos mainai sklindant netiesinė terpėje. Tokiai sąveikai realizuoti būtinos necentrosimetrinės medžiagos pasižyminčios antros eilės netiesiniu jautriu $\chi^{(2)}$. Darant prielaidą, kad sąveikaujančios bangos yra plokščios, o kaupinimo banga yra intensyvi ir nenuskurdinama, šį parametrinį procesą galima aprašyti Maxwell'o surištųjų bangų amplitudžių lygtimis signalinei ir šalutinei bangoms [26]

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{2j\omega_s^2 d_{eff}}{k_s c^2} A_s^* A_k e^{j\Delta k z}, \quad (17)$$

$$\frac{dA_s^*}{dz} = \frac{2j\omega_s^2 d_{eff}}{k_s c^2} A_k^* A_s e^{j\Delta k z}, \quad (18)$$

kur šių lygčių sprendiniai yra [26]

$$A_s(z) = [A_s(0) \left(\cosh(gz) - \frac{j\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) + \frac{\kappa_s}{g} A_s^*(0) \sinh(gz)] e^{\frac{j\Delta k z}{2}}, \quad (19)$$

$$A_s^*(z) = [A_s^*(0) \left(\cosh(gz) - \frac{j\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) + \frac{\kappa_s^*}{g} A_s(0) \sinh(gz)] e^{\frac{j\Delta k z}{2}}, \quad (20)$$

$$\kappa_{s,s} = \frac{2j\omega_{s,s}^2 d_{eff} A_k}{k_{s,s} c^2}, \quad (21)$$

čia $\kappa_{s,s}$ – netiesinio ryšio koeficientas signalinei arba šalutinei bangai, $A_{s,s}(0)$ – signalinės ir šalutinės bangos pradinė amplitudė, z – sklidimo netiesinėje terpėje atstumas, $\Delta k = k_k - k_s - k_s$ – sąveikaujančių bangų fazinis nederinimas, d_{eff} – efektinis netiesiškumo koeficientas. Dažniau parametrinio stiprinimo efektyvumui aprašyti naudojamas stiprinimo koeficientas

$$g = \sqrt{\kappa_s \kappa_s^* - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}. \quad (22)$$

Iš šios išraiškos matyti, kad stiprinimas yra didžiausias, kai fazinis nederinimas yra lygus nuliui, t. y. esant idealiam FS. Tokiu atveju signalinės bangos stiprinimas gali būti išreikštas

$$G_2(L) = \sinh^2(\Gamma L), \quad (23)$$

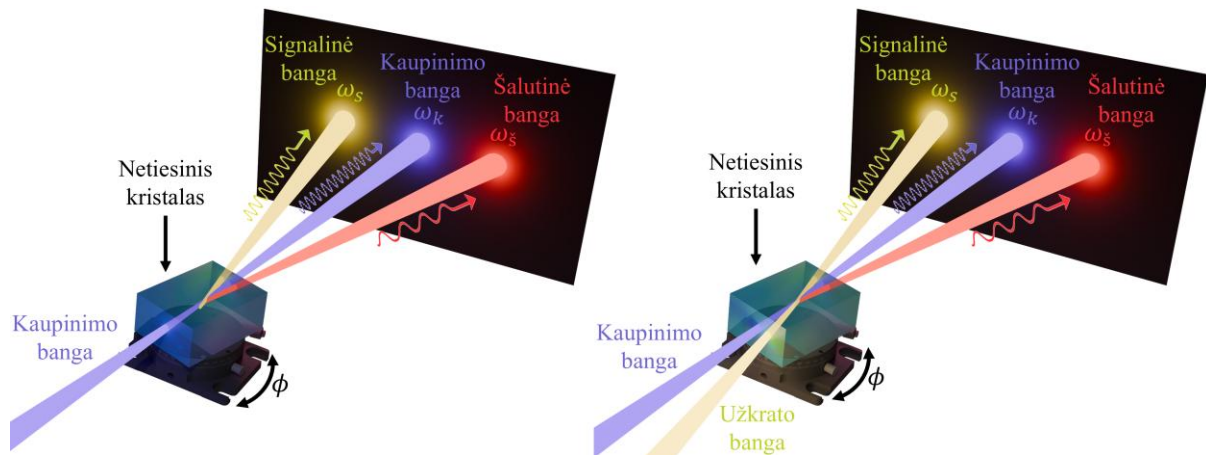
kur L yra sąveikos ilgis, o Γ yra stiprinimo koeficientas:

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_{\xi}d_{eff}^2I_k}{\varepsilon_0n_sn_{\xi}n_kc^3}, \quad (24)$$

čia I_k – kaupinimo bangos intensyvumas, $n_{s,\xi,k}$ – sąveikaujančių bangų lūžio rodikliai. Iš pateiktų išraiškų matyti, kad parametrinis stiprinimas priklauso nuo medžiagos optinių savybių (lūžio rodiklių bei efektinio netiesiškumo koeficiento), nuo kaupinimo spinduliuotės parametrų nuo netiesinės terpės ilgio (z) bei nuo sąveikos ilgio (L). Taip pat, esant didelio stiprinimo režimui ($\Gamma L \gg 1$), signalinės ir šalutinės bangų galios auga eksponentiškai. Svarbu paminėti, kad subnanosekundinių impulsų atveju, dėl santykinai ilgos impulso trukmės, grupinių greičių neatitikimas ir dispersinis plėtimas dažnai gali būti neįtraukiami į sąveikaujančių bangų išraiškas.

Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas yra universalus būdas gauti plačiai derinamą koherentinę spinduliuotę spektrinėse srityse, kurios nėra prieinamos tiesiogiai su lazerinėmis aktyviosiomis terpėmis [26]. Šių procesų eiga reikšmingai priklauso nuo kaupinimo impulso trukmės. Naudojant subnanosekundinius impulsus, parametrinė šviesos generacija dažniausiai realizuojama OPG, veikiančiame vieno lėkio režimu be rezonatoriaus bei naudojant didelio kvadratinio netiesiškumo kristalus (pvz., PPLN, PPKTP). Nors kaupinimo spinduliuotė netiesinį kristalą praeina tik vieną kartą, vieno lėkio parametrinis stiprinimas gali būti labai didelis. OPG neturi absoliutaus generacijos slenksčio, nes užkratas susiformuoja iš kvantinių triukšmų, tačiau praktikoje visgi egzistuoja slenkstis, kai generuojamos bangos pasiekia detektuojamą signalo intensyvumo lygį [50]. Subnanosekundinių impulsų atveju šis slenkstis gali būti pasiektas, esant keliomis eilėmis mažesniems kaupinimo intensyvumams, ypač didelio efektinio netiesiškumo kristaluose, todėl tokios sistemos yra suderinamos su kokybės moduliacijos režimu veikiančiais diodiniais Nd:YAG mikrolazeriais. Dėl sąlyginai ilgos impulso trukmės grupinių greičių nederinimas paprastai neapriboja sąveikos ilgio, todėl galima naudoti ilgesnius kristalus (pvz., kelių cm ilgio periodiškai poliuotus kristalus) ir pasiekti sąlyginai gerą stiprinimą, kurio keitimo efektyvumas viršija siekia keliasdešimt procentų [51]. Pagrindiniai OPG privalumai yra konstrukcinis paprastumas, didelės išėjimo energijos ir platus, nenutrūkstamas bangos ilgio derinimas, neapribotas rezonatoriaus veidrodžių savybių, kaip OPO. Tačiau OPG generuojama spinduliuotė dažnai pasižymi prastesne erdvine ir spektrine kokybe [25]. Šiuos apribojimus galima įveikti taikant erdvinį ir spektrinį filtravimą, naudojant papildomas stiprinimo pakopas (OPA) arba realizuojant optinį parametrinį stiprintuvą su išoriniu užkrato šaltiniu.

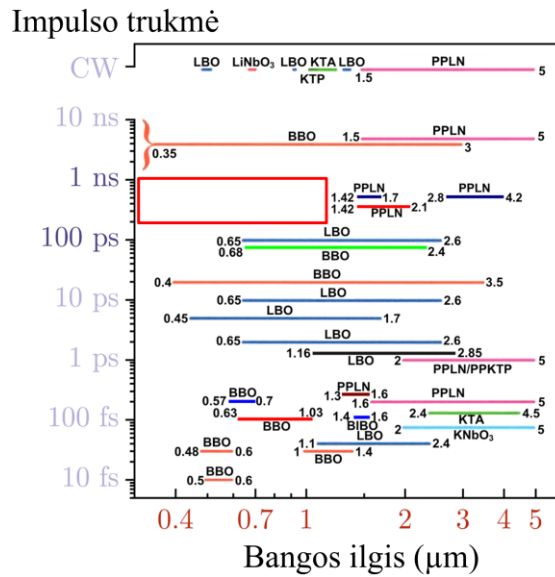
Nekolinerios OPA sistemos dažniausiai realizuojamos naudojant ultratrumpų impulsų lazerinį šaltinį, kuriose užkrato šaltinis yra tūrinėje terpėje sugeneruotas superkontinuumas, kuris yra puikus plačiajuostis, koherentinis spinduliuotės šaltinis [52].



10 pav. Kairėje – OPG, dešinėje OPA.

1.6. Subnanosekundinio parametrinio šviesos stiprinimo literatūros apžvalga

Subnanosekundinių impulsų (~ 100 ps–1 ns) parametrinės generacijos ir stiprinimo sistemos literatūroje dažnai išskiriamos kaip kompromisinis sprendimas tarp femtosekundinių (plačiajuostės, bet dažnai ribojamos grupinių greičių nederinimo ir trumpų kristalų [25]) ir nanosekundinių parametrinių šaltinių (didelės energijos, tačiau dažniau susiduriančių su šiluminiais apribojimais [25]). Subnanosekundinės sistemos užima tarpinę nišą, leidžiančią pasiekti pakankamai dideles energijas išlaikant santykinai paprastą optinės schemos konstrukciją. Praktikoje dauguma subnanosekundinių parametrinių sistemų yra realizuojamos vieno lėkio OPG konfigūracijose t. y. be rezonatoriaus, nes tokios schemos yra konstrukciškai paprastesnės, stabilesnės ir gerai suderinamos su kokybės moduliacijos režimu veikiančiais mikrolazeriais. Nepaisant to, kad parametriniai reiškiniai yra gerai žinoma ir plačiai ištirta sritis, būtent subnanosekundiniai parametriniai šviesos generatoriai išlieka menkai išvystyta ir nišinė tyrimu sritis, ypač kai siekiama plataus ir nenutrūkstamo derinimo, žr. pav. 11.



11 pav. Įvairių parametrinių sistemų spektrinės derinimo ribos bei generuojamų impulsų trukmės.

Pagrindinės šios srities ribojančios priežastys buvo tinkamų lazerinių kaupinimo šaltinių trūkumas, žemas LIDT bei maži netiesinių sąveikų efektyvumai dvejetainiuose netiesiniuose kristaluose [21]. Šiuo metu subnanosekundiniai mikrolazeriai jau yra gerai išvystyti bei plačiai naudojami įvairiuose subnanosekundinių parametrinių sistemų tyrimuose, todėl tinkamu lazerinių kaupinimo šaltinių trūkumas jau nebėra problema. Tuo tarpu žemi LIDT išlieka reikšmingu ribojimu, ypač subnanosekundinių impulsų režime, kur OPG slenkstis dažniausiai yra didesnis nei tūrinių dvejetainių kristalų LIDT. Tarp mokslinių tyrimų įvairovės, daugiausia yra realizuotos subnanosekundinio režimo OPG sistemos, tuo tarpu subnanosekundinių parametrinių šviesos stiprintuvų (OPA) tyrimų yra mažiau (ypač derinamo bangos ilgio regimojoje spektro srityje). To pagrindinė priežastis yra ta, kad subnanosekundiniams OPA reikalingas stabilus, aukšto spektrinio energijos tankio užkrato signalas, kurį šiame režime realizuoti yra sudėtinga. Ryškiausia dabartinė kryptis yra mikrolazeriu kaupinami subnanosekundiniai OPG su periodiškai poliutais MgO:PPLN kristalais, ypač naudojant vėduoklinės geometrijos arba kelių gardelių kristalų struktūras. Tokiose sistemose demonstruojamas greitas ir patogus bangos ilgio derinimas, dideli keitimo efektyvumai ir platus derinimo diapozonas artimoje-vidutinėje IR srityje. Pavyzdžiui, Zayhowski [2] tyrime, kuriame naudojant ~ 1 ns mikrolazerį ir PPLN kristalą pasiektas signalinių ir šalutinių bangų derinimas 1,4 – 1,7 ir 2,9 – 4,3 μm diapazonuose bei 25 % keitimo efektyvumas. Panašūs rezultatai gauti ir kituose darbuose, pavyzdžiui, Qiao ir kt. [24] pademonstravo Nd:YAG pasyviai moduluotos kokybės mikrolazeriu (1 kHz pasikartojimo dažnis, 330 ps impulso trukmė, 1064 nm bangos ilgis) kaupinamą OPG sistemą su daugelio gardelių MgO:PPLN kristalu, kuriame buvo pasiektas 1399 – 4443 nm derinimo diapozonas ir

67,2 % keitimo efektyvumas. Kituose darbuose taip pat nagrinėjami alternatyvūs kristalų sprendimai. Pavyzdžiui, Ishizuki ir kt. [53] panaudojo čirpuoto periodo MgO:PPLN kristalą, kuriame gardelės periodas kinta išilgai kristalo, todėl vienu metu tenkinamos skirtingų bangos ilgių FS sąlygos. Tokiu būdu buvo pasiekta plataus spektro OPG generacija 1,7 – 2,6 μm diapazone, esant $\sim 7,5$ % keitimo efektyvumui. Tuo tarpu Banys su kolegomis [23] pademonstravo vėduoklinės geometrijos MgO:PPLN kristalu paremtą sistemą, kurioje pasiektas nenutrūkstamas 1,4 – 4,3 μm derinimas bei iki 45 % keitimo efektyvumas.

Kadangi taikymams dažnai reikalingi siauri, artimi spektriškai robotiems impulsai, siekiant sumažinti OPG spektrinį plotį, literatūroje plačiai taikomas išorinio užkrato metodas. Tokiose sistemose į OPG procesą įvedama siauro spektro lazerio spinduliuotė, kuri leidžia selektyviai stiprinti atitinkamą bangos ilgį ir taip reikšmingai susiaurinti generuojamo signalo spektrą. Pavyzdžiui, Cocuzzi ir kt. [54] parodė, kad naudojant išorinį $\sim 1,5$ μm CW lazerį, galima sumažinti OPG, generuojamo MgO:PPLN kristale, spektro plotį nuo kelių nanometrų iki dešimčių pikometrų. Papildomai derinant užkrato bangos ilgį pasiektas OPG derinimas 1,54 – 1,546 μm diapazone bei 29 % keitimo efektyvumas. Liu ir kt. [55] tyrime, naudojant papildomą CW lazerį kaip užkratą PPLN kristale, generuojamo OPG spektro plotis sumažintas nuo 35 nm iki 0,5 nm, o efektyvumas padidintas nuo 47 % iki 61 %. Taip pat, keičiant papildomo užkrato diodo srovę pasiekiamas derinimas 1651 – 1652,4 nm diapazone. Naujuose darbuose, pavyzdžiui, Zhong ir kt. tyrime [56], kur OPG generacija buvo realizuojama MgO:PPLN kristale, kuriame pasiektas derinimas 1509 – 1685 nm ir 2888 – 3610 nm diapazonuose. Naudojant derinamo bangos ilgio CW diodinį lazerį kaip papildomą užkratą, pasiektas ~ 300 kartų siauresnio spektro OPG derinimas 1510 – 1638 nm diapazone bei 47,9 % keitimo efektyvumas. Taip pat, Banys ir kt. [51] pademonstravo MgO:PPLN pagrindu veikiančią OPG sistemą, nenutrūkstamai derinamą 1442 – 4040 nm diapazone, pasiekiant 46 % keitimo efektyvumą. Papildomai panaudojus siauro spektro (~ 1550 nm) lazerio užkratą, buvo pasiektas reikšmingas OPG spektrinis susiaurėjimas iki pikometrų skalės (artimos spektriškai ribotam režimui), sumažintas generacijos slenkstis bei padidintas keitimo efektyvumas 4 – 20 %. Vis dėlto toks metodas paprastai leidžia dirbti tik siaurame bangos ilgių diapazone, kurį riboja naudojamo užkrato šaltinio derinimo galimybės. Panašūs rezultatai pateikti ir kituose darbuose.

Be vieno lėkio sistemų, literatūroje egzistuoja ir subnanosekundinės parametrinės sistemos su rezonatoriumi (OPO). Tokiose sistemose pasiekiamas mažesnis parametrinės generacijos slenkstis, tačiau jos yra sudėtingesnės. Pavyzdžiui, Marchev ir kt. [57] pademonstravo OPO sistemą, kur tarp 1 cm ilgio rezonatoriaus veidrodžių buvo pastatytas

PPKTP kristalas, per kurį kaupinimas pereina du kartus. Tokioje sistemoje buvo generuojama signalinė 1722 nm ir šalutinė 2786 nm bangos, keitimo efektyvumas siekė 32 – 35 %, tačiau be bangos ilgio derinimo galimybės. Dar vienas pavyzdys, Bruneteau tyrimas [58], kuriame buvo pademonstruotas kitokia koncepcija: tarp rezonatoriaus veidrodžių įstatytas cilindro formos MgO:PPLN kristalas, kurį sukant apie savo ašį buvo pasiektas derinimas 1410 – 4330 nm diapazone bei 26 % keitimo efektyvumas. Dar vienas pavyzdys - Liu ir kolegų atliktas tyrimas [59], kur kaupinimas buvo antroji harmonika (532 nm) nuo mikrolazerio, o KTP kristalas su dielektrinėmis dangomis buvo 200 - 260 μm ilgio rezonatorius. Keičiant KTP kristalo temperatūrą buvo pasiektas signalinės ir šalutinės bangų derinimas 1020 – 1050 ir 1080 – 1110 nm diapazonuose, pikometrų skalės pločio spektrai bei 10 % efektyvumas. Tuo tarpu

Kaip matyti iš apžvelgtų publikacijų, OPG generacijos derinimo diapazonai periodiškai poliuotuose kristaluose apima artimosios infraraudonosios spinduliuotės bangos ilgius ($\sim 1,4 - 4,4 \mu\text{m}$). Tuo tarpu subnanosekundinių impulsų derinimas $\sim 600 - 1000$ nm diapazone buvo pademonstruotas periodiškai poliuotus kristalus kaupinant antrosios harmonikos nuo mikrolazerio spinduliuote. Pavyzdžiui, Batchko ir kt [60], pademonstravo 532 nm spinduliuote kaupinamo PPLN OPG, kurio bangos ilgiai buvo derinami 539 – 637 nm diapazone. Panašus rezultatas buvo pademonstruotas Forget ir kolegų darbe [61], kur OPG buvo generuojamas antrąja harmonika kaupinamame PPLN bei derinamas 640 – 685 nm diapazone. Tuo tarpu Bjarnhall ir kt [62], atliktame tyrime buvo realizuotas 532 nm spinduliuote kaupinamo MgO:PPLN kristalo OPG, kuriame pasiektas bangos ilgių derinimas 800 – 1550 nm diapazone. Panašus tyrimas buvo pademonstruotas Marianovich ir kolegų [18], kuriame kaupinant MgO:PPLN kristalą 532 nm spinduliuote buvo pasiektas derinimas 710 – 1015 nm diapazone.

Tačiau trumpesnių bangos ilgių (regimosios spektro srities) generacija tokiuose kristaluose yra ribota, nes tam reikalingi labai maži gardelės poliavimo periodai, kurių realizavimas technologiniu požiūriu yra sudėtingas ir dažnai nepasiekiamas esamais gamybos metodais. Alternatyvus būdas pasiekti trumpesnius bangos ilgius yra parametrinio stiprinimo (OPA) realizavimas, naudojant atitinkamo bangos ilgio užkrato spinduliuotę. Tačiau efektyvių subnanosekundinių sistemų, ypač nenutrūkstamai derinamų visoje regimojoje spektro srityje, kol kas nėra pademonstruota. Vienas pavyzdys literatūroje, atliktas Stanionytės ir kolegų [20], kuriame užkrato šaltinis buvo superkontinuumas generuojamas fotoninių kristalų šviesolaidyje, o OPA realizuotas BBO kristalą kaupinant trečiosios harmonikos spinduliuote. Šiame tyrime buvo pasiektas nenutrūkstamas signalinės ir šalutinės bangų derinimas 470 – 660 nm ir 768 – 1450 nm diapazonuose. Generuojamų impulsų spektrinis plotis svyravo tarp 0,6 ir 13 nm, o keitimo efektyvumas buvo santykinai mažas - 0,35 – 1 %. Toks ribotas keitimo

efektyvumas siejamas su mažu užkrato spinduliuotės spektriniu energijos tankiu, žemu LIDT bei žymiu sąveikaujančių bangų erdviniu išbėgimu BBO kristale. Dar viename tos pačios autorės tyrime [21], naudojant tokį patį užkrato šaltinį, buvo realizuota OPA sistema LBO kristale. Šiuo pasiektas signalinės ir šalutinės bangų derinimas atitinkamai 460 – 680 nm ir 740 – 1500 nm diapazonuose, o didžiausias keitimo efektyvumas siekė 5,8 %. Tokioje sistemoje keitimo efektyvumą riboja tie patys veiksniai kaip prieš tai aptartame straipsnyje. Nors subnanosekundinės parametrinės sistemos šiuo metu yra palyginti menkai ištirtos, jos atveria plačias perspektyvas įvairioms taikymo sritims (ypač, kur femtosekundinė rezoliucija yra nebūtina), todėl šios krypties tyrimai išlieka itin aktualūs. Vis dėlto ypač trūksta darbų, skirtų subnanosekundinėms sistemoms, tolygiai derinamoms regimojoje spektro srityje, todėl svarbu tirti ir vystyti metodus, leidžiančius realizuoti tokias sistemas.

2. Eksperimentinė dalis

2.1. Eksperimento schema

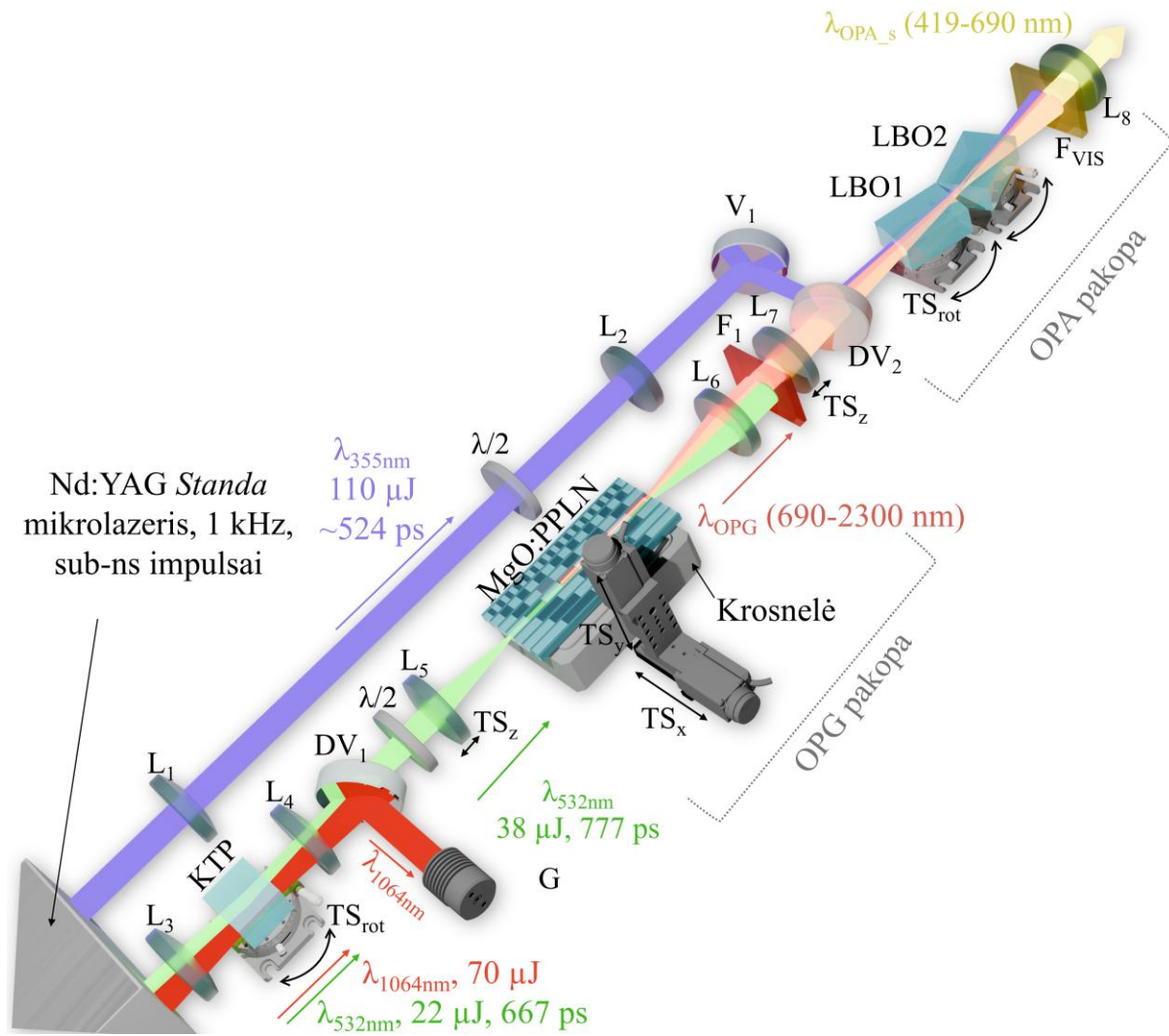
Šio tyrimo subnanosekundinės parametrinės stiprinimo sistemos, derinamos regimojoje spektro srityje, eksperimentinė schema yra pateikta 12-ame pav. Šioje sistemoje kaupinimo šaltinis buvo Nd:YAG pasyviai moduluotos kokybės UAB „Standa“ (*STA01-TH-8-VUOPA*) mikrolazeris, dirbantis 1 kHz pasikartojimo dažniu, generuojantis subnanosekundinius impulsus bei turintis du išėjimus: trečiosios harmonikos (355 nm, 3H) bei antrosios harmonikos (532 nm, 2H) kartu su pirmąja harmonika (1064 nm, 1H).

Kadangi šis mikrolazeris yra optimizuotas $\lambda_{355\text{nm}}$ generacijai, $\lambda_{532\text{nm}}$ spinduliuotės energija lieka nedidelė ($\sim 22 \mu\text{J}$). Tuo tarpu likusi $\lambda_{1064\text{nm}}$ spinduliuotės energija yra gerokai didesnė ($\sim 70 \mu\text{J}$). Siekiant efektyviai išnaudoti šią spinduliuotę, išėjime esanti $\lambda_{532\text{nm}} + \lambda_{1064\text{nm}}$ spinduliuotė yra švelniai fokusuojama L_3 lęšiu ($f = +250 \text{ mm}$) į 0,7 cm ilgio netiesinį kalio titanilfosfato (KTP) kristalą (kurio įėjimo/išėjimo plokštumos yra skaidrintos $\lambda_{532\text{nm}}$ ir $\lambda_{1064\text{nm}}$ bangos ilgiams), pritvirtintą ant TS_{rot} rotacinio staliuko. Tenkinant FS sąlygą, šiame kristale yra papildomai generuojama $\lambda_{532\text{nm}}$ spinduliuotė, o likusi $\lambda_{1064\text{nm}}$ spinduliuotė yra pašalinama DV₁ dichroiniu veidrodžiu, atspindinčiu 1064 nm ir skaidrintu 532 nm bangos ilgiui. Tokiu būdu $\lambda_{532\text{nm}}$ energija yra padidinama iki $\sim 38 \mu\text{J}$, ko pasekoje vėliau tai leis padidinti parametrinės šviesos generacijos pakopos išėjimo energiją. Svarbu paminėti, kad po šio proceso 2H impulso trukmė pailgėja iki 777 ps [žr. pav. 13 (b)], tačiau dėl švelnių fokusavimo sąlygų papildomai sugeneruotos ir pradinės 2H spinduliuotės pluoštai erdviškai neišsiskiria [žr. pav. 14 (b)].

Parametrinės šviesos generacijos (OPG) pakopa. Ši pakopa buvo naudojama kaip užkrato šaltinis tolimesnėje OPA pakopoje. Toliau, $\lambda_{532\text{nm}}$ spinduliuotė yra kolimuojama lęšiu L_4 ($f = +250 \text{ mm}$), praleidžiama pro fazinę $\lambda/2$ plokštelę ir fokusuojama L_5 lęšiu ($f = +150 \text{ mm}$), pritvirtintu ant TSz transliacinio staliuko, leidžiančio tiksliai nustatyti pluošto sąsmaukos padėtį kristale. Pastarojo pluošto dėmės dydis sąsmaukoje yra $\sim 130 \mu\text{m}$. Fokusavimo sąlygos parinktos švelnios, siekiant išvengti optinio pažeidimo MgO:PPLN kristale („saugus“ kaupinimo intensyvumas turi neviršyti 2 GW/cm^2 [51], sumažinti kaupinimo intensyvumo sukeltus antrinius reiškinius kristale bei užtikrinti, kad Reilėjaus ilgis būtų panašus arba didesnis už kristalo ilgį ($> 4 \text{ cm}$). Pastaroji spinduliuotė yra fokusuojama į MgO:PPLN kristalą (*Covesion Ltd.*, kristalo įėjimo ir išėjimo plokštumos dengtos skaidrinančia danga 532 nm ir 685 – 2200 nm bangos ilgiams), turintį septynias skirtingų periodų gardeles ($A_{1-7} = 6,85, 7,15,$

7,45, 7,75, 8,05, 8,35, 8,65 μm) (aukštis ir plotis 1 mm, gardelės atskirtos 0,05 mm pločio nepoliuotomis zonomis), kuris taip pat yra pritvirtintas ant krosnelės (*HC Photonics TC038-PC*), galinčios įkaitinti kristalą iki 200°C. Krosnelė yra pritvirtinta ant sukombinuotų motorizuotų transliacinių staliukų TSx ir TSy (*Standa 8MT30-50*), kurie leidžia keisti kristalo poziciją bei pasirinkti kaupinamą gardelę. MgO:PPLN kristale realizuojama parametrinė šviesos generacija (OPG pakopa), kurios metu generuojame signalinę bei šalutinę bangas. Tokioje OPG pakopoje naudojant MgO:PPLN kristalą su skirtingo periodo gardelėmis Λ_{1-7} bei krosnele, leidžiančia keisti kristalo temperatūrą, bus galima pasiekti nenutrūkstamą derinimą nuo 690 iki 2300 nm (λ_{OPG}). Naudojant šį signalą kaip užkratą tolimesnėje OPA pakopoje, būtų galima pasiekti derinimą regimojoje spektro srityje nuo 419 iki 690 nm. Toliau, ši sugeneruota OPG spinduliuotė yra kolimuojama L_6 lęšiu ($f = +150$ mm), o likusi $\lambda_{532\text{nm}}$ spinduliuotė yra nufiltruojama su F_1 optiniu filtru.

Parametrinio šviesos stiprinimo (OPA) pakopa. Pro F_1 filtrą praeinanti OPG spinduliuotė yra fokusuojama su L_7 lęšiu ($f = +200$ mm) į du nuosekliai išdėstytus 1,5 cm ilgio ličio triborato (LBO) kristalus, išpjautus XY plokštumoje, I tipo FS. Šiuo atveju LBO_1 kristalo įėjimo ir išėjimo plokštumų dangos yra skaidrintos 355 nm ir 400 – 760 nm bangos ilgiams, o LBO_2 dangų neturi. Tuo tarpu lygiagrečiai sklindanti trečiosios harmonikos spinduliuotė $\lambda_{355\text{nm}}$ (524 ps impulso trukmės) yra kolimuojama su L_1 lęšiu ($f = +300$ mm) bei praleidžiama pro fazinę $\lambda/2$ plokštelę, kuri yra reikalinga išstatyti poliarizacijai, tinkamai I tipo FS „ooe“ sąveikai LBO kristaluose. Toliau, 3H yra fokusuojama su L_2 lęšiu ($f = +250$ mm) bei naudojantis V_1 (atspindinčiu 355 nm) ir DV_2 (atspindinčiu 355 nm ir skaidrintu 700 – 2200 nm bangos ilgiams) veidrodžiais yra nukreipiama į LBO_1 ir LBO_2 kristalus, kolinearčiai su λ_{OPG} . Čia L_7 lęšis yra pastatytas ant TSz transliacinio staliuko, kuris leidžia suderinti abiejų sąveikaujančių spinduliuočių sąsmaukas LBO kristaluose, tokiu būdu optimizuojant netiesinės „ooe“ sąveikos efektyvumą. Sąveikaujančių pluoštų dėmės dydžiai sąsmaukoje yra atitinkamai ~ 290 μm (λ_{OPG} , priklauso nuo fokusuojamo OPG bangos ilgio) ir ~ 265 μm ($\lambda_{355\text{nm}}$). Fokusavimo sąlygos buvo parinktos švelnios dėl keleto priežasčių. Pirmoji priežastis buvo tokia, kad naudojant du LBO kristalus reikalingas didesnis Reilėjaus ilgis. Kaip bus aptarta rezultatuose OPG išėjimo bangos pasižymi didele skėstimi, todėl buvo reikalingas švelnus fokusavimas. Tuo tarpu trečiosios harmonikos spinduliuotė buvo fokusuojama švelniau tam, kad palaikyti geresnę sąveikaujančių modų sutapimą sąsmaukoje. Antroji priežastis buvo ta, kad antrajame LBO kristale pastebėtas mažesnis lazeriu indukuotos pažaidos slenkstis (LIDT) (aštriau fokusuojant ir esant smailiniam intensyvumui $\sim 3\text{GW}/\text{cm}^2$ buvo užfiksuotas optinis pažeidimas) ko priežastis galėjo būti dangų nebuvimas bei netobulas paviršių poliravimas.



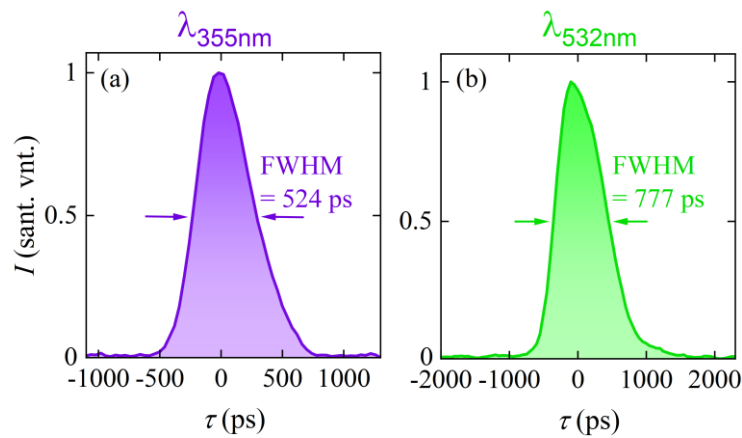
12 pav. Eksperimentinė subnanosekundinio mikrolazerio impulsais kaupiamos OPA sistemos, derinamos regimojoje spektro srityje, schema. Čia L_1 - L_8 yra CaF_2 lęšiai; $\lambda/2$ – fazinė plokštelė; V_1 – HR veidrodis; DV_1 , DV_2 – dichroiniai veidrodžiai; F_1 – optinis filtras; F_{VIS} – juostinių filtrų rinkinys, praleidžiantis atitinkamą regimosios spinduliuotės dalį; TS_z – transliacinis staliukas pluošto sklaidimo kryptimi; TS_x ir TS_y – motorizuoti transliaciniai staliukai x ir y kryptimis; TS_{rot} – rotacinis staliukas, KTP – netiesinis kalio titanilfosfato kristalas; LBO_1 ir LBO_2 – netiesiniai ličio triborato kristalai; MgO:PPLN – netiesinis periodiškai poliutas ličio niobato kristalas.

Taigi, OPG spinduliuotė buvo naudojama kaip užkratas didesnio bangos ilgio (šalutinės bangos) parametriniam stiprinimui, o susigeneravusi skirtuminio dažnio banga (OPA signalas) buvo trumpesnio bangos ilgio nei užkrato spinduliuotė ir turėtų būti derinama beveik visoje regimojoje spektro srityje nuo 419 iki 690 nm (λ_{OPA_s}). Generuojamas OPA signalinės bangos ilgis gali būti apskaičiuotas remiantis 25 išraiška

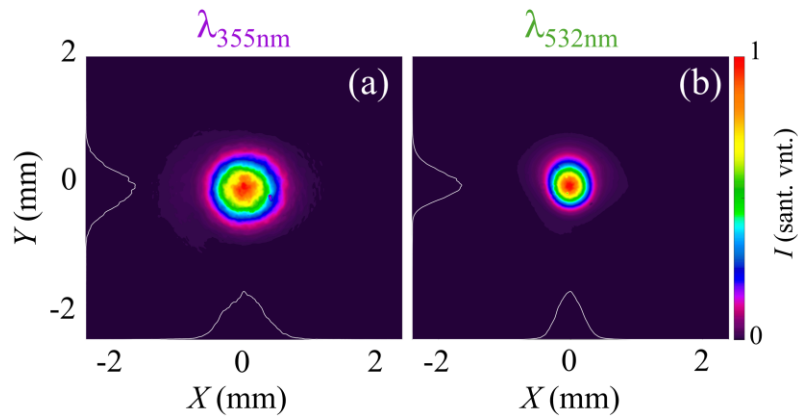
$$\frac{1}{\lambda_{\text{OPA}_s}} = \frac{1}{\lambda_{355\text{nm}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{OPG}}}. \quad (25)$$

Abu LBO kristalai yra pastatyti ant TS_{rot} rotacinių staliukų, kurie leidžia keisti kristalo FS ϕ kampą bei pakeitus ateinančią λ_{OPG} bangą tenkinti FS sąlygą kitai λ_{OPA_s} bangai. LBO kristalai yra išdėstyti taip, kad jų optinės ašys būtų priešingomis kryptimis, todėl FS kampai yra priešingų ženklų. Toks išdėstymas leidžia dalinai kompensuoti erdvinį sąveikaujančių bangų išbėgimo efektą, būdingą dvejopalauiams kristalams. Šiuo atveju kristalų ilgiai nėra parinkti efektyviausiai erdvinio išbėgimo kompensacijai, tačiau leidžia šiek tiek pagerinti generuojamo λ_{OPA_s} signalo pluošto savybes bei padidinti bendrą sistemos keitimo efektyvumą. Galiausiai, už LBO kristalų yra pastatytas filtras F_{VIS} iš juostinių filtrų rinkinio (*Thorlabs FKBV40*, 40 nm spektrinis plotis), praleidžiantis atitinkamą regimojo spektro dalį. Taip pat svarbu paminėti, kad lazerinio šaltinio impulsų trukmė yra subnanosekundinė (t.y. impulsai erdvėje yra centimetrų skalės: λ_{355nm} impulsas atitinka ~ 16 cm, λ_{532nm} - ~ 23 cm), tad impulsai laike buvo sutapdinti be vėlinimo linijos.

Visi šiame schemos aprašyme bei visame darbe pateikti pluoštų diametrai buvo matuoti $1/e^2$ lygyje. Visi spektrai (išskyrus erdvinio spektro matavimą) buvo matuojami naudojant integruojančią sferą. Matavimams naudota įranga bei jos parametrai yra aprašyti 1-oje lentelėje.



13 pav. Išmatuotos kaupinio spinduliuočių impulsų trukmės: (a) trečiosios harmonikos λ_{355nm} , (b) antrosios harmonikos λ_{532nm} .



14 pav. Naudojamų kaupinimo pluoštų skerspjūvio vaizdai tolimajame lauke: (a) trečiosios harmonikos $\lambda_{355\text{nm}}$, (b) antrosios harmonikos $\lambda_{532\text{nm}}$.

1 Lentelė. Įrangos, naudotos įvairiems matavimams, pavadinimai bei parametrai.

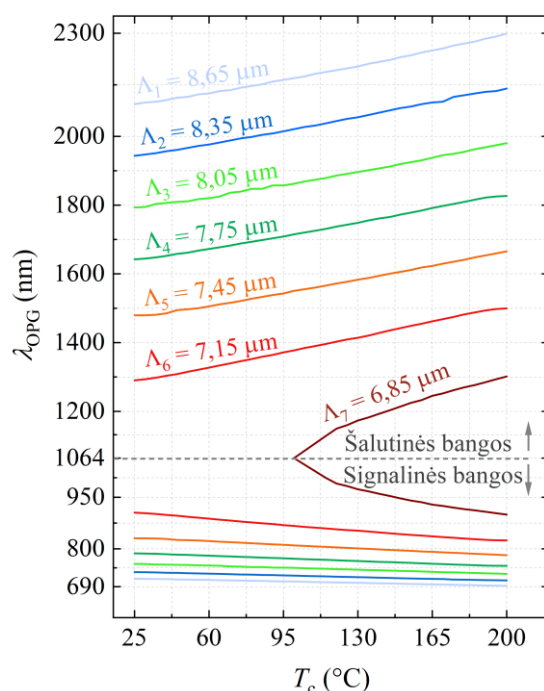
Kas matuota	Įrangos pavadinimas	Įrangos parametrai
1. Visi spektrai nuo 650 nm	<i>AvaSpec-2048-USB2</i> spektrometras.	Veikimo diapazonas nuo 630 iki 1100 nm, skyra ~1 nm.
2. Visi spektrai iki 650 nm	<i>Avantes AvaSpec-USB2-DT</i> keturių kanalų spektrometras.	Veikimo diapazonas nuo 200 iki 664 nm, skyra ~ keli šimtai pm (FWHM).
3. Visi spektrai nuo 1100 nm	<i>NIRQuest512-2.5</i> (OceanOptics) spektrometras	Veikimo diapazonas nuo 0,9 iki 2500 nm, skyra ~6,5 nm.
4. Erdvinis spektras	<i>Standa 8MT30-50</i> transliacinis motorizuotas staliukas su <i>Avantes</i> spektrometru <i>AvaSpec-2048-SPU</i> .	
5. Pluošto skerspjūvio vaizdai	CMOS kamera <i>BGS-USB3-SP932U</i> .	Veikimo diapazonas nuo 190 iki 1100 nm.
6. Pluošto kokybės parametro M^2 matavimai	<i>Ophir Optronics BeamSquared (SP204S, CMOS)</i> pluošto sklaidimo analizatorius.	Veikimo diapazonas nuo 266 iki 1100 nm.
7. Impulsų trukmių matavimai	Osciloskopas <i>Femtoscope 1161</i> su <i>ALPHALAS</i> fotodiodu <i>UPD-50-UD</i> .	Osciloskopas – 16 GHz spektrinės juostos. Fotodiodas – 7 GHz, 50 ps signalo kilimo/kritimo laikas, medžiaga – silicis
8. Energinių savybių matavimai	Piroelektrinis <i>Ophir 7Z02933 PE9-C</i> arba šiluminis <i>3A Ophir Optronics Solutions Ltd.</i> galios matuoklis.	

2.2. Eksperimento rezultatai bei jų aptarimas

2.2.1. OPG charakterizavimas

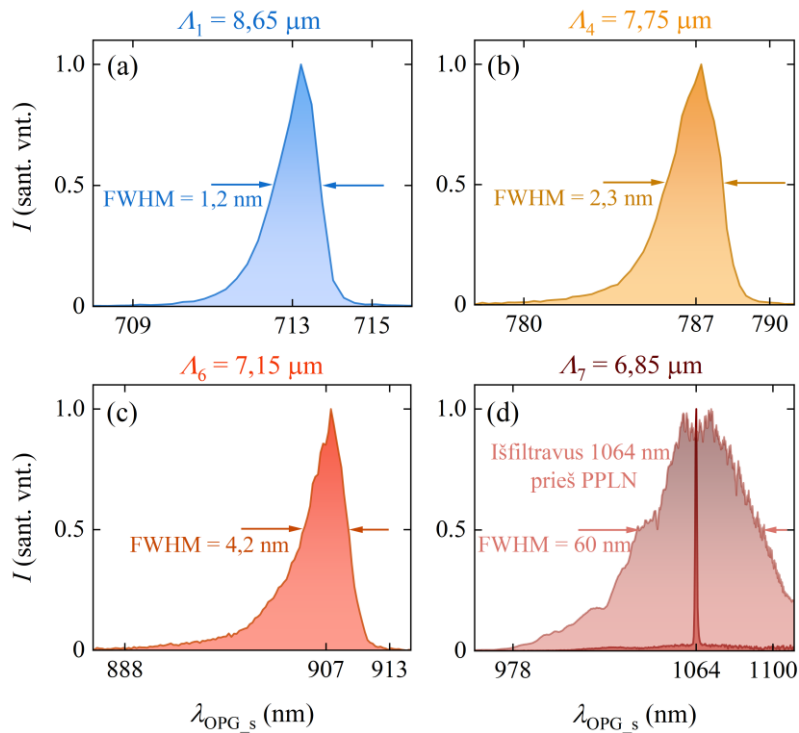
2.2.1.1. OPG bangos ilgio derinimas ir spektrinės savybės

Kadangi galutinis šio baigiamojo darbo tikslas yra mikrolazerio impulsais kaupinama OPA sistema, derinama regimojoje spektro srityje, pirmiausia svarbu aptarti tam reikalingą užkrato signalo bangos ilgio derinimą. Šiame tyrime, OPG signalinės bei šalutinės bangos bus naudojamos kaip užkratas sekančioje OPA pakopoje. Siekiant užtikrinti OPA derinimą visoje regimojoje spektro srityje, užkrato šaltinis (OPG signalinė ir šalutinė bangos) idealiu atveju turi būti derinamas 690 – 3000 nm diapazone. Šiame darbe užkrato šaltinis yra generuojamas kaupinant daugelio gardelių MgO:PPLN kristalą 532 nm spinduliuote bei generuojant signalines ir šalutines bangas. Kaip parodyta 15 pav., keičiant kaupinamą kristalo gardelę Λ_{1-7} bei temperatūrą T_c , pasiekiamas nenutrūkstamas OPG spinduliuotės derinimas 690 – 2300 nm diapazone. Toks OPG išėjimo bangos ilgio derinimas, naudojamas kaip užkrato signalas OPA pakopoje, leistų realizuoti derinimą beveik visoje regimojoje spektro srityje (419 – 690 nm).



15 pav. $\lambda_{532\text{nm}}$ spinduliuote kaupinamas, nenutrūkstamas OPG signalinės ir šalutinės bangų λ_{OPG} derinimas 690 – 2300 nm spektriniame diapazone, pasiektas iš skirtingų periodų MgO:PPLN kristalo gardelių Λ_{1-7} bei keičiant MgO:PPLN temperatūrą T_c .

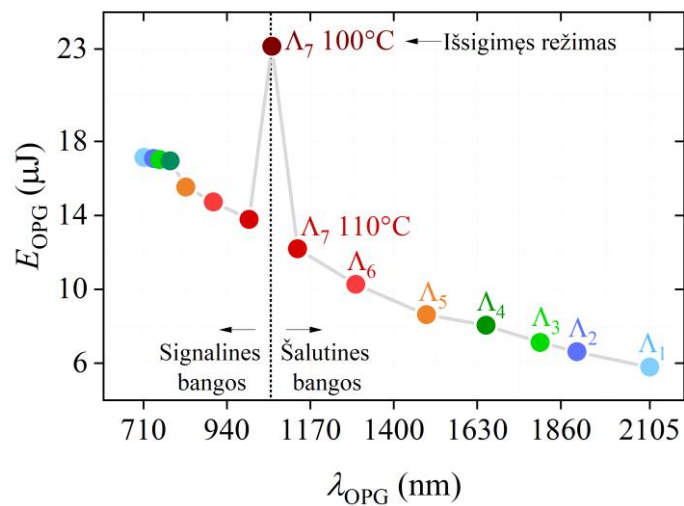
Išmatuoti OPG signalo spektrų pločiai pusės maksimumo (FWHM) lygyje kinta nuo 1,5 iki 4,2 nm (matuojant tik signalines bangas 713 – 907 nm diapazone, atitinkamai Λ_{1-6} gardelėse), žr. pav. 16 (a-c). Tuo tarpu Λ_7 gardelėje, kristalą įkaitintinus iki 100°C, pasiekiamas išsigimęs parametrinės sąveikos režimas, kai signalinės ir šalutinės bangų ilgiai sutampa. 16 pav. (d) ryškiai raudonas spektras atitinka šį režimą. Sistemos schemeje naudojamas dichroinis DV₁ veidrodis neužblokuoja 100% visos pirmosios harmonikos (1064 nm) spinduliuotės. Likusi spinduliuotė, patekusi į MgO:PPLN kristalą, veikia kaip užkratas ir inicijuoja parametrinio stiprinimo sąveiką, dėl kurio generuojamas ypač siauro spektro signalas, neišskiriamas naudojamu spektrometru (grafike stebima ryškiai raudona spektro kreivė yra spektrometro aparatinė funkcija). Šį paaiškinimą patvirtina blankiai raudona 16 pav. (d) kreivė, atitinkanti išsigimusio režimo spektrą, kai prieš MgO:PPLN kristalą įdedamas filtras, pilnai užblokuojantis 1064 nm spinduliuotę. Tokiu atveju kristale vyksta parametrinė šviesos generacija išsigimusiame režime, o pamatuotas spektras išsiplečia iki ~60 nm (FWHM), kadangi FS juosta šiuo atveju yra plačiausia. Visi kiti šiame darbe pateikti rezultatai buvo matuojami be minėto papildomo filtro, blokuojančio 1064 nm spinduliuotę.



16 pav. OPG signalinės bangos λ_{OPG_s} , generuojamos keturių skirtingų periodų MgO:PPLN gardelėse (a-d). Paveiksle (d) matomi spektrai atitinka išsigimusį režimą, kai gardelės temperatūra yra 100 °C: ryškiai raudona kreivė – į MgO:PPLN kristalą patenka likutinės 1064 nm spinduliuotės, praeinančios pro dichroinį veidrodį; blankiai raudona – prieš MgO:PPLN kristalą 1064 nm spinduliuotė pilnai išfiltruota. Čia I – normuotas intensyvumas.

2.2.1.2. OPG energinės ir erdvinės savybės

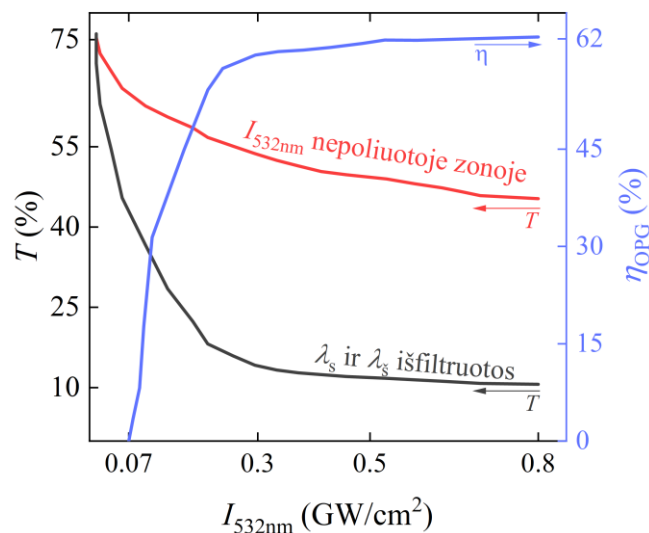
Kadangi šiame darbe generuojamas OPG signalas yra naudojamas kaip užkratas vėlesnėje OPA pakopoje, svarbu įvertinti signalinės ir šalutinės bangų energijų pasiskirstymą per OPG bangos ilgį, žr. 17 pav. Vienodos spalvos taškai atitinka signalinę ir šalutinę bangas, generuojamas toje pačioje MgO:PPLN kristalo gardelėje Λ . Iš pateikto grafiko matyti, kad didėjant OPG bangos ilgiui spinduliuotės energija palaipsniui mažėja. Ši tendencija siejama su mažėjančiu parametrinio stiprinimo koeficientu, kadangi esant pastoviai dažnių sumai ($\omega_s + \omega_{\Sigma} = \omega_k$), signalinės ir šalutinės bangų dažnių sandauga $\omega_s \omega_{\Sigma}$ mažėja tolstant nuo išsigimusio režimo, o kartu mažėja ir stiprinimo koeficientas Γ . Tuo tarpu ties 1064 nm bangos ilgiu stebimas energijos šuolis, atitinkantis išsigimusį parametrinės sąveikos režimą. Energijos šiame taške matome daugiau nei kituose, nes abiejų bangų ilgiai sutampa ($\omega_s = \omega_{\Sigma} = 1064 \text{ nm}$) – t. y. energija nėra pasiskirsčiusi tarp dviejų skirtingų bangos ilgių. Be to, šiame režime signalinės ir šalutinės bangų dažnių sandauga yra didžiausia, todėl didžiausias yra ir parametrinio stiprinimo koeficientas Γ . Svarbu pažymėti, kad bendras antrosios harmonikos keitimo į OPG bangas (signalinę kartu su šalutine) efektyvumas siekia net 57 – 65 %. Tai leidžia generuoti 6 – 23 μJ OPG bangų energijas.



17 pav. OPG išėjimo energijos E_{OPG} priklausomybė nuo bangos ilgio λ_{OPG} . Čia Λ_{1-7} – MgO:PPLN kristalo gardelės. Vienodos spalvos taškai atitinka signalines ir šalutines bangas, generuojamas atitinkamoje gardelėje. Kaupinimo energija $E_{532\text{nm}}$ yra lygi 38 μJ .

Periodiškai poliuotuose kristaluose išnaudojant didžiausius netiesinio jautrio tenzorius elementus bei realizuojant QPM reiškinių galima generuoti didelės (μJ eilės) energijos OPG išėjimo bangų energijas. Nepaisant šio privalumo, tokie kristalai pasižymi ir reikšmingais

ribojimais, kur vienas iš jų yra netiesinė kaupinimo 532 nm spinduliuotės sugertis [19]. Kaip matyti iš 18 pav. (raudona kreivė), didinant 532 nm kaupinimo intensyvumą, spinduliuotės pralaidumas per 4 cm ilgio MgO:PPLN kristalą mažėja ir ties didžiausiu intensyvumu yra apie 45%, kas rodo reikšmingą sugertį kristale. Raudonos kreivės matavimas buvo atliktas nepoliuotoje kristalo zonoje, kurioje nevyksta parametrinė sąveika (panaši tendencija buvo stebima ir poliuotoje zonoje, išsukus $\lambda_{532\text{nm}}$ bangos poliarizaciją iš vertikalios į horizontalią „o“). Nepaisant šios netiesinės kaupinimo spinduliuotės sugerties, OPG keitimo efektyvumas siekia net 62 %, o generacijos slenkstis yra tik 3,7 μJ (0,07 GW/cm^2). Šiame darbe generacijos slenksčiu laikoma minimali kaupinimo energija, kuriai esant OPG signalas tampa detektuojamas naudojamu galios matuokliu. Taip pat, kaip matyti iš juodos kreivės, 532 nm kaupinimo nuskurdinimas yra 82,2 %, kas rodo stiprią sąveiką kristale. Svarbu pažymėti, kad kaupinimo nuskurdinimas apima ne tik parametrinę sąveiką, bet ir netiesinės sugerties bei kitų nuostolių indėlį (sklaida ir parazitiniai atspindžiai).

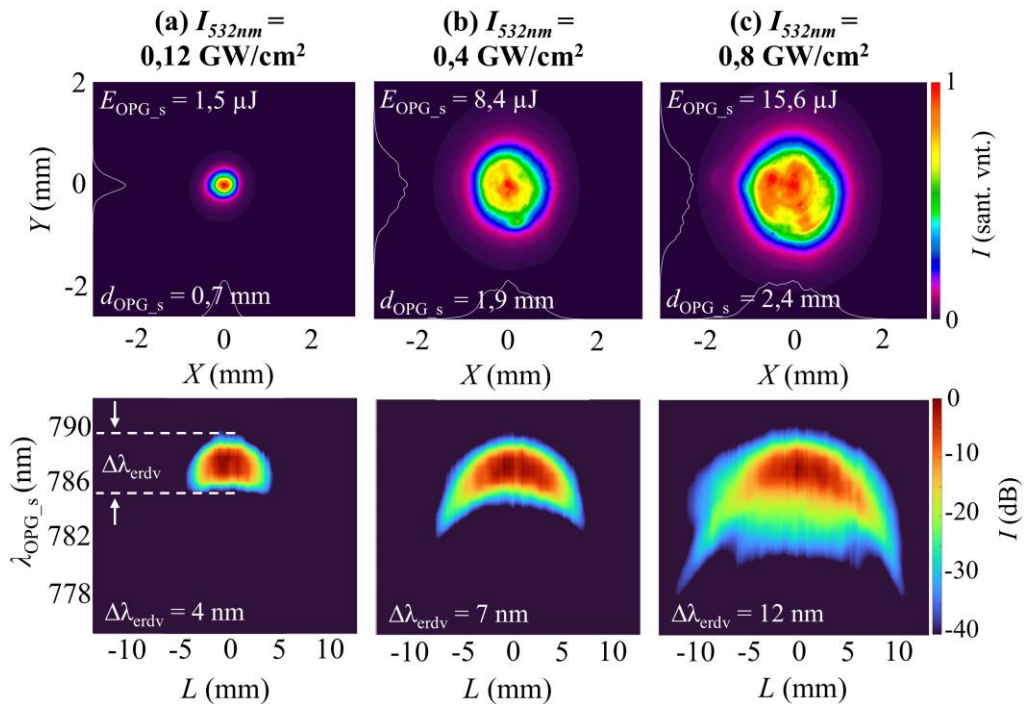


18 pav. Kaupinimo (532 nm) pralaidumo T (juoda ir raudona kreivės) ir OPG signalo bendro keitimo efektyvumo η_{OPG} (mėlyna kreivė) priklausomybė nuo kaupinimo smailinio intensyvumo $I_{532\text{nm}}$. Čia λ_s ir λ_s – atitinkamai signalinė ir šalutinė bangos. Gardelė $\Lambda = 7,75 \mu\text{m}$.

Eksperimentiškai taip pat buvo pastebėta, kad OPG bangų erdvinės savybės priklauso nuo 532 nm kaupinimo intensyvumo, žr. 19 pav. (viršutinė eilė). Esant mažam kaupinimo intensyvumui (0,12 GW/cm^2), generuojamo OPG signalinės bangos pluošto kokybė atitinka kaupinimo pluošto kokybę, tačiau viršijus šį intensyvumą OPG pluošto savybės reikšmingai keičiasi. Esant maksimaliam kaupinimo intensyvumui (0,8 GW/cm^2), generuojamo OPG pluošto dydis bei skėstis padidėja 3,4 karto, vis daugiau energijos atsiranda periferijoje, o pluošto intensyvumo pasiskirstymas centre tampa nehomogenišku. Manome, kad tokie pluošto

iškraipymai gali būti siejami su šviesos sukeltais sugerties bei lūžio rodiklio pokyčio reiškiniiais MgO:PPLN kristale, kurie stiprėja esant dideliems kaupinimo intensyvumams. Ličio niobato (LN) kristalo gardelės priemonės (ypač Fe^{2+} jonai) gali sukelti tiek tiesinę tiek netiesinę sugertį [63]. Esant intensyviui kaupinimui vyksta šviesos sukelta jonizacija, kurios metu susidaro laisvieji krūvininkai. Pastarieji generuoja vidinius elektrinius laukus, kurie per elektrooptinį efektą modifikuoja lūžio rodiklį, formuodami netolygų jo pasiskirstymą kristale [64]. Taip pat, šviesos sukeltos jonizacijos metu susidaro lokalizuoti krūvininkai (polaronai) – kristalo gardelėje „įstrigę“ elektronai arba skylės, deformuojantys aplink esančią gardelę. Pastarieji sukelia papildomą sugertį regimojoje ir artimojoje infraraudonojoje srityse, ypač ties naudojamu kaupinimo bangos ilgiu 532 nm [65].

Kaip matyti 19 pav. (apatinė eilė) OPG signalo spektrinės savybės taip pat priklauso nuo kaupinimo intensyvumo.



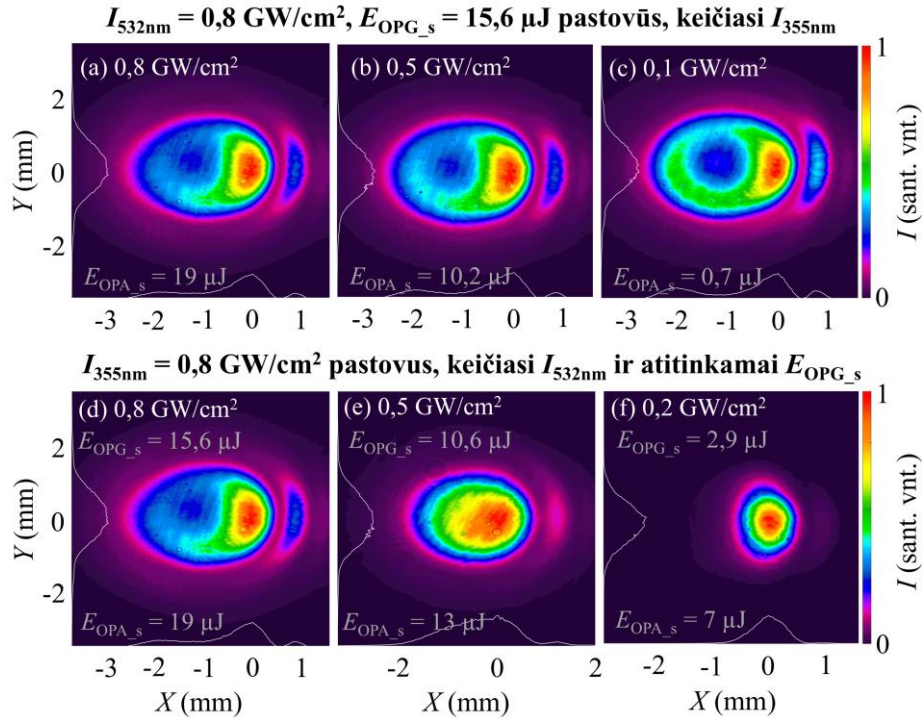
19 pav. MgO:PPLN kristale generuojamos OPG signalinės bangos λ_{OPG_s} pluošto skerspjūvio vaizdo tolimajame lauke (viršuje) ir erdvinio spektro (apačioje) priklausomybė nuo kaupinimo smailinio intensyvumo $I_{532\text{nm}}$. Čia L – skenavimo atstumas, d_{OPG_s} – OPG signalinės bangos pluošto diametras. Gardelė $\Lambda_4 = 7,75 \mu\text{m}$.

Pateikti erdvinio spektro matavimai buvo atlikti skenuojant OPG pluoštą horizontaliai ir statmenai jo sklaidimo kryptčiai bei fiksuojant spektrą skirtinguose skenavimo atstumuose. Idealiu atveju spektras per OPG pluoštą turėtų būti homogeniškas, tačiau iš 19 pav. (apatinė eilė) matyti, kad taip nėra. Iš matavimo rezultatų galima pastebėti, kad didėjant kaupinimo

intensyvumui, erdvinio spektro vaizde ryškėja simetriškas išplitimas (lyginant kraštinius atvejus išplinta 3 kartus – nuo 4 iki 12 nm, matuojant -38 dB lygyje), kuris atitinka parabolinę FS priklausomybę (vyksta nekolinearaus QPM sąveika). Nors MgO:PPLN kristale pasiekiami aukšti OPG bangų keitimo efektyvumai, μJ eilės impulsų energijos bei platus bangos ilgių derinimas, nekolinearaus QPM sąveika esant dideliems kaupinimo intensyvumams tampa reikšmingu ribojančiu veiksniu, lemiančiu plačius (nm eilės) spektrus, jų erdvinį nehomogeniškumą bei didelės skėsties OPG bangų pluoštus.

2.2.2. OPA pluošto kokybę lemiantys veiksniai

Ankstesniame skyriuje aptarti periodiškai poliuotų kristalų ribojimai yra reikšmingi, kadangi OPG išėjimo bangos naudojamos kaip užkratas tiesiogiai lemia ir OPA pakopos efektyvumą, spektrines savybes ir pluošto kokybę. Iš 20 pav. (d) matyti, kad esant maksimaliai OPG signalinės bangos energijai (kas atitinka MgO:PPLN kaupinimą maksimaliu intensyvumu - $0,8 \text{ GW/cm}^2$), generuojamos OPA signalinės bangos pluošto vaizde atsispindi užkrato pluošto skėstis. Dėl to OPA pakopoje atsiranda stiprus sąveikaujančių bangų erdvinis išbėgimas, kuris intensyvumo pasiskirstyme pasireiškia energijos koncentracija vienoje pluošto pusėje. Be to, bendras pluošto profilis įgauna tuščiavidurę (žiedinę) formą. Nagrinėjant 20 pav. (e-f) atvejus, kur OPG signalo energija mažėja (kas atitinka MgO:PPLN kaupinimą mažesniu intensyvumu), pastebime erdvinio išbėgimo sumažėjimą, dėl ko sumažėja ir OPA signalinės bangos pluošto diametras (ir skėstis), o intensyvumo pasiskirstymas tampa Gauso formos. Tam, kad pagrįsti OPG savybių įtaką OPA signalo savybėms, taip pat buvo išmatuota OPA signalo pluošto priklausomybė nuo trečiosios harmonikos 355 nm kaupinimo intensyvumo. Kaip matyti iš 20 pav. (a-c) rezultatų, 355 nm kaupinimo intensyvumas OPA išėjimo modos iš esmės nekeičia, t. y. visais atvejais lieka žiedinis. Taigi, naudojant mažesnės energijos OPG signalą [20 pav. (f)], galima reikšmingai pagerinti OPA pluošto savybes, tačiau prarandame reikšmingą signalo energijos kiekį – nuo 15,6 iki 2,9 μJ . Todėl toks sprendimas, nors ir efektyviai gerina pluošto kokybę, nėra tinkamas siekiant realizuoti didelio efektyvumo subnanosekundinę OPA sistemą, derinamą regimojoje spektro srityje. Pažymėtina, kad pagrindinis šio darbo tikslas nebuvo OPA pluošto kokybės optimizavimas. Vis dėlto svarbu aptarti galimus sprendimus, leidžiančius sukurti sistemą, kuri užtikrintų tiek aukštą efektyvumą, tiek praktiniams taikymams tinkamas pluošto savybes. Taip pat verta paminėti, kad užfiksuoti OPA signalo erdviniai spektrai buvo monotoniški per visą OPA pluoštą, t. y. erdvinio išplitimo nesimatė. To priežastis galėjo būti erdvinis išsifiltravimas per parametrinius reiškinius.



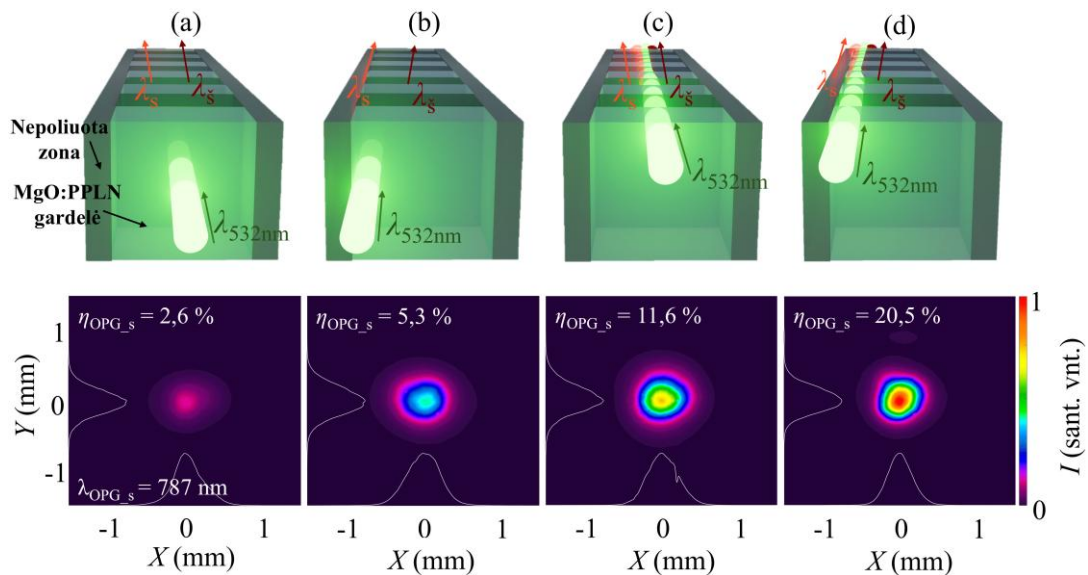
20 pav. OPA pakopos signalinės bangos pluošto tolimajame lauke priklausomybė nuo: viršuje (a-c) – 355 nm kaupinimo intensyvumo $I_{355\text{nm}}$, apačioje (d-f) – nuo OPG signalinės bangos energijos E_{OPG_s} , kuri priklauso nuo 532 nm kaupinimo intensyvumo $I_{532\text{nm}}$. Čia E_{OPA_s} - OPA signalinės bangos (645 nm) energija. Gardelė $\Lambda_4 = 7,75 \mu\text{m}$.

2.2.3. MgO:PPLN kristalo gardelės krašto efektas bei jo taikymas optimizuojant OPA pluošto kokybę

Nagrinėjant PP kristalų literatūrą, buvo pastebėtas įdomus mokslinis straipsnis [62], kuriame yra teoriškai bei eksperimentiškai nagrinėjamas gardelės krašto efektas MgO:PPLN kristale (kur kaupinimo bangos ilgis taip pat yra 532 nm, impulso trukmė 100 ps), leidžiantis sustiprinti generuojamą OPG signalą net kelis kartus. Minėtame straipsnyje aiškinama, kad po kristalo poliavimo proceso, MgO:PPLN kristalo gardelės ir nepoliuotos zonos lūžių rodikliai šiek tiek skiriasi ($\Delta n = 10^{-5}$ lygyje) [62,66]. Taigi, kai kaupinimo spinduliuotė sklinda ties poliuotos ir nepoliuotos zonos riba, vyksta kaupinimo spinduliuotės difrakcija bei interferencija - dalis kaupinimo pluošto dalinai atsispindi nuo nepoliuotos zonos ribos atgal į poliuotą zoną ir interferuoja su savimi. Dėl minėtų tiesinių reiškinių susidaro kaupinimo pluošto intensyvumo persiskirstymas interferencinėmis juostomis, t. y. susidaro lokalus intensyvumo padidėjimas poliuotoje zonoje. Kadangi parametrinio stiprinimo efektyvumas tiesiogiai priklauso nuo kaupinimo intensyvumo, šis efektas lemia padidintą parametrinį

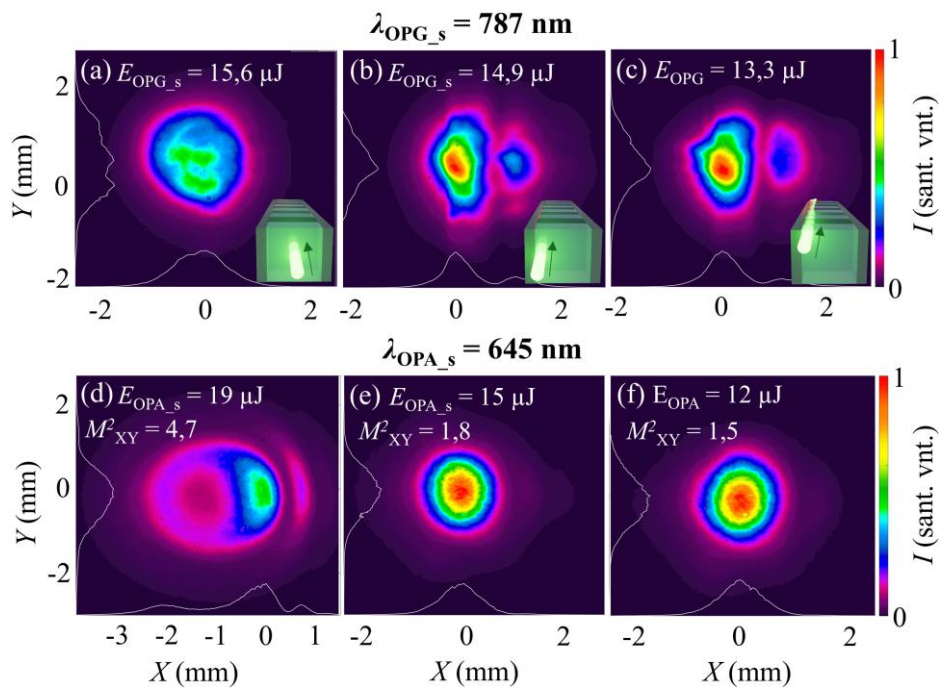
stiprinimą ir efektyvesnę OPG generaciją (~ 2 kartus daugiau nei gardelės viduryje – kas yra laikoma įprastine tokių kristalų kaupinio geometrija). Be to, straipsnyje šis efektas yra nagrinėjamas prie mažų kaupinio galių ($8,1 \text{ mW}$ kas straipsnio atveju atitinka $0,3 \text{ } \mu\text{J}$ energiją bei $0,12 \text{ GW/cm}^2$ smailinį intensyvumą), taigi netiesinėje sąveikoje dominuoja tik intensyviausia kaupinio sritis, dėl ko OPG signalo erdvinis vaizdas lieka neišdarytas. Tai, kad šis reiškinys efektyviausiai pasireiškia tam tikru atstumu nuo nepoliuotos zonos ribos, patvirtina, jog stebimas OPG stiprinimo efektas yra susijęs būtent su krašto efektu.

Toks reiškinys buvo stebimas ir šiame darbe, kai kaupinio energija buvo $2,8 \text{ } \mu\text{J}$ (atitinkanti $0,05 \text{ GW/cm}^2$ smailinį intensyvumą). Kaip matyti iš 21 pav. (a-b), kaupinant gardelės krašte, pasiekiamas ~ 2 kartus didesnis OPG keitimo efektyvumas, lyginant su kaupiniu gardelės viduryje, kas atitinka aptartame straipsnyje pateiktus rezultatus. Šio tyrimo metu, taip pat kilo idėja patikrinti, kas vyksta kristalo gardelės viršuje [21 pav. (c), riba ties oru], kur pastebėtas 4,5 karto didesnis OPG keitimo efektyvumas. Galiausiai, natūraliai kyla klausimas, ar šį efektą galima dar labiau sustiprinti kaupinant gardelės kampe, kur susikerta dvi skirtingo lūžio rodiklio ribos. Rezultatai 21 pav. (d) parodė, kad šioje srityje OPG keitimo efektyvumas padidėja net 7,9 karto - nuo $2,6 \%$ iki $20,5 \%$, lyginant su kaupiniu gardelės viduryje. Šio eksperimento metu, tiriant krašto efektą prie mažų kaupinio energijų, OPG erdviųjų savybių išsidarymas taip pat nepastebėtas.



21 pav. Skirtingos MgO:PPLN kaupinio geometrijos ir generuojamos signalinės bangos λ_s pluoštų profiliai, kai 532 nm kaupinio energija yra šiek tiek didesnė, nei slenkstinė ($2,8 \text{ } \mu\text{J}$). Viršuje – kaupinio pluošto $\lambda_{532\text{nm}}$ padėtis kristalo įėjimo apertūroje, apačioje – atitinkamas OPG signalinės bangos λ_s pluošto skerspjūvio vaizdas tolimajame lauke. Čia λ_s – šalutinė banga, η_{OPG_s} – keitimo į OPG signalinę bangą efektyvumas. Gardelė $\Lambda_4 = 7,75 \text{ } \mu\text{m}$.

Aptartas krašto efektas MgO:PPLN kristale ryškiausiai pasireiškia esant slenkstinėms kaupinimo (532 nm) energijoms. Generuojamos OPG signalinės bangos energijos atitinkamai 21 pav. (a-d) atvejais siekia 0,07, 0,15, 0,33 ir 0,58 μJ . Kadangi šio darbo metu siekėme gauti dešimčių μJ OPA bangų energijas, tokios OPG energijos yra nepakankamos. Dėl šios priežasties buvo ištirta, kaip gardelės krašto efektas pasireiškia esant didelėms 532 nm kaupinimo energijoms (šiuo atveju 38 μJ). Kaip matyti iš 22 pav. (a-b), kaupinant ties gardelės kraštu, generuojamos OPG signalinės bangos intensyvumas išauga dvigubai, lyginant su kaupinimu gardelės centre, tačiau energija išlieka beveik nepakitusi.

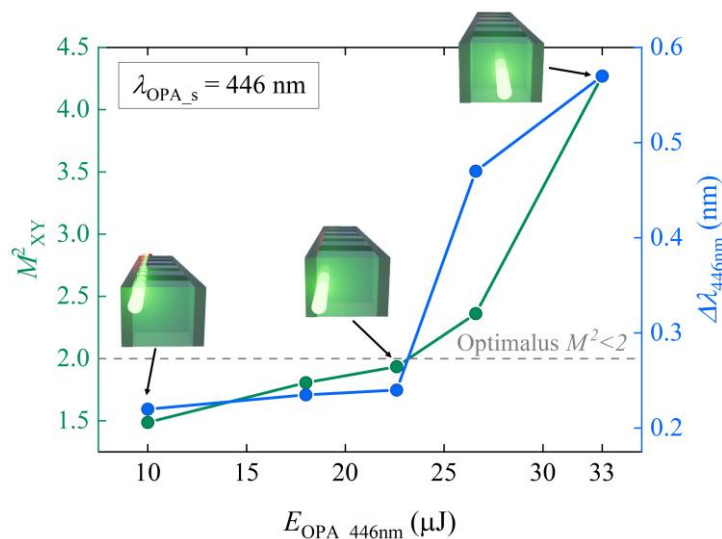


22 pav. Skirtingos MgO:PPLN kaupinimo geometrijos ir generuojamos signalinės bangos λ_s pluoštų profiliai, kai kaupinimo (532 nm) energija yra maksimali (38 μJ). Viršuje – OPG signalinės bangos pluošto skerspjūvio vaizdas tolimajame lauke, kai: (a) kaupinimas PPLN gardelės viduryje, (b) krašte, (c) kampe. Apačioje – atitinkamų OPA signalų ($\lambda_{\text{OPA}_s} = 645 \text{ nm}$) pluošto skerspjūviai (c-e). Čia E_{OPG_s} – OPG signalinės bangos energija ($\lambda_{\text{OPG}_s} = 787 \text{ nm}$), E_{OPA_s} – OPA signalo energija, M^2_{XY} – pluošto kokybės parametro M^2_X ir M^2_Y geometrinis vidurkis.

Be to, OPG signalinės bangos pluoštas įgauna dviejų atskirų intensyvumo maksimumų struktūrą. Kaip buvo aptarta anksčiau, kaupinant ties gardelės kraštu, kaupinimo intensyvumas persiskirsto į interferencines juostas. Toks pluošto pasidalijimas gali būti siejamas su tuo, kad esant didelėms kaupinimo energijoms krašto srityje, šiuo atveju ne tik pagrindinis, bet ir gretimas intensyvumo maksimumas tampa pakankamai intensyvus dalyvauti parametrinėje sąveikoje, todėl generuojamas OPG signalas formuojasi iš kelių erdvinių sričių, kas pasireiškia

pluošto „pasidalijimu“. Gardelės krašto efektas duoda homogeniškesnį, apie dukart mažesnės skėsties bei intensyvesnį OPG išėjimo pluoštą ir tai galima leidžia pagerinti OPA signalo erdvines savybes. Šio darbo metu buvo pasiektas 2,6 karto geresnės kokybės OPA pluoštas [22 pav. (d)] (vertinant pagal parametą M_{XY}^2) lyginant su situacija, kai OPG generacija vyksta kaupinant gardelės viduryje [22 pav. (a) ir (d)]. Pastebima, kad gardelės krašto atveju pasiekiamo ~20 % mažesnę OPA signalinės bangos energiją. Tikėtina, kad tai susiję su daliniu kaupinimo spinduliuotės persidavimu į nepoliuotą MgO:PPLN zoną bei netolygiu OPG pluošto intensyvumo pasiskirstymu – parametrinėje OPA sąveikoje pagrindė dalyvauja tik didžiausio intensyvumo pluošto dalis. Be to, kaip matyti iš 22 pav. (c) ir (f) rezultatų, kurie atitinka kaupinimą gardelės kampe, galima šiek tiek pamažinti OPG pluošto eliptiškumą (priklausomai nuo to, kiek arti viršutinio krašto), kas leidžia pagerinti OPA pluošto kokybę net 3 kartus, tačiau prarandame 32% OPA energijos. Bendru atveju, MgO:PPLN kristalo gardelės krašte generuojamo OPG pluošto intensyvumo pasiskirstymas yra netolygus, kas leidžia manyti, jog OPA pakopoje vyksta selektyvus stiprinimas, t. y. OPA veikia kaip netiesinis erdvinis filtras. Pastarasis reiškinys galėjo prisidėti prie OPA pluošto kokybės pagėrėjimo.

Analogiška pluošto optimizacija buvo atlikta ir naudojant šaltinę OPG bangą (1740 nm) bei generuojant atitinkamą OPA signalinę bangą (446 nm). Šiuo atveju papildomai buvo išmatuotas ir OPA signalinės bangos spektro plotis. OPA signalinės bangos pluošto kokybės parametro M_{XY}^2 bei spektro pločio priklausomybė nuo OPG šaltinės bangos generavimo sąlygų pateikta 23 pav.



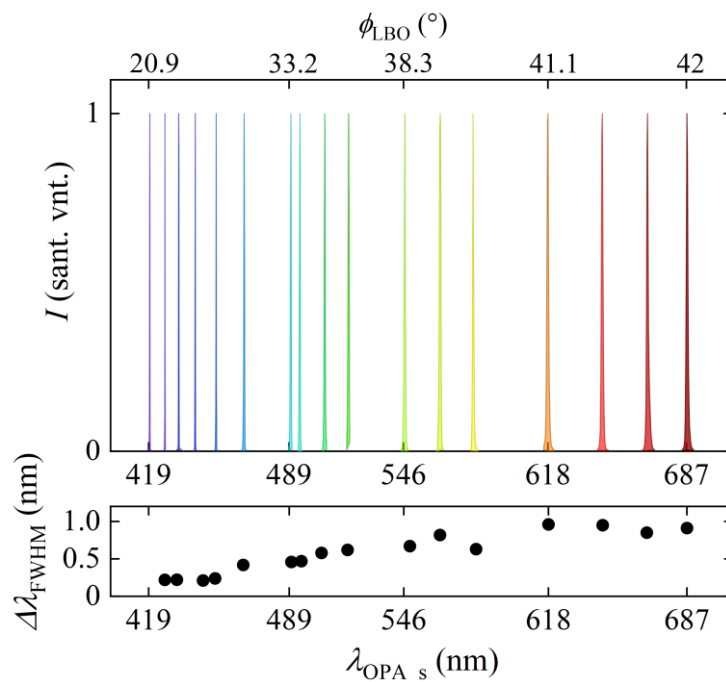
23 pav. Pluošto kokybės parametro M_{XY}^2 ir spektro pločio $\Delta\lambda_{446nm}$ priklausomybė nuo OPA signalo energijos E_{OPA_446nm} . Čia E_{OPA_446nm} mažėja dėl mažėjančios užkrato energijos esant skirtingoms MgO:PPLN kristalo gardelės kaupinimo geometrijoms.

Iš pateiktų rezultatų matyti, kad artinant kaupinimo pluoštą prie gardelės kraštų, OPA pluošto kokybė kraštiniais atvejais pagerėja nuo 4,3 iki 1,5, spektro plotis susiaurėja nuo 0,6 iki 0,2 nm, o OPA energija sumažėja nuo 33 iki 10 μ J. Taip pat matyti, kad kreivė 23 pav. pasižymi staigiu pokyčiu pradžioje, o tolimesnis jos kitimas tampa gerokai lėtesnis. Todėl galime įvertinti, kad optimali OPA signalo kokybės ir energijos kompromiso sritis atitinka vidurinę kreivės tašką, kur pluošto kokybės parametras M_{XY}^2 neviršija 2. Pastaroji M_{XY}^2 parametro vertė du kart viršija pluošto difrakcijos ribą, tačiau šiuo atveju tokia optimizacija yra reikšminga. Be to, šis metodas yra patrauklus praktiniu požiūriu, nes nereikalauja papildomų optinių komponentų ar sudėtingesnės eksperimentinės schemos.

2.2.4. OPA charakterizavimas

Šiame darbe daugelio gardelių MgO:PPLN kristalą kaupinant 532 nm spinduliuote buvo generuojamas OPG signalas, kurio bangos ilgių derinimas galėtų būti tinkamas OPA sistemai, derinamai regimojoje spektro srityje. Toks užkrato šaltinis pasižymi sąlyginai didelėmis (μ J eilės) energijomis, dėl ko buvo tikėtasi pasiekti aukštą OPA pakopos keitimo efektyvumą bei generuoti praktikoje pritaikomus μ J eilės energijos regimosios spinduliuotės impulsus. Dėl šių savybių OPG signalas buvo panaudotas kaip užkratas OPA pakopoje, realizuotoje dviejuose LBO kristaluose, kaupinamuose trečiosios harmonikos 355 nm spinduliuote. OPG bangos atitiko OPA šalutines bangas, kurios buvo parametriškai stiprinamos, o kartu buvo sugeneruota ir skirtuminio dažnio banga, turinti mažesnę bangos ilgį (signalinė λ_{OPA_s}). Tokiu atveju, keičiant OPG bangos ilgį ir atitinkamai LBO kristalų FS kampus, realizuojamas nenutrūkstamas bangos ilgių derinimas regimojoje spektro srityje nuo 419 iki 690 nm, žr. 24 pav., viršutinį grafiką. Siekiant padidinti bendrą sistemos efektyvumą ir pagerinti OPA signalo pluošto kokybę, šioje pakopoje naudojami du nuosekliai, priešingomis optinėmis ašimis išdėstyti LBO kristalai.

Kaip matyti iš 24 pav. (apatinis grafikas), didėjant OPA signalinės bangos ilgiui, didėja ir spektro plotis, kuris FWHM lygyje kinta nuo 0,2 iki 1 nm. Tokią spektro pločio priklausomybę lemia tiek OPG signalo savybės, tiek parametrinio stiprinimo procesą apibrėžiantis LBO kristalo fazinio sinchronizmo juostos plotis (angl. *acceptance bandwidth*) [25]. Šis juostos plotis priklauso nuo sąveikaujančių bangų ilgių bei kristalo ilgio ir nusako bangos ilgių intervalą, kuriame parametrinis stiprinimas išlieka efektyvus, t. y. pakankamai mažas fazinis nederinimas.

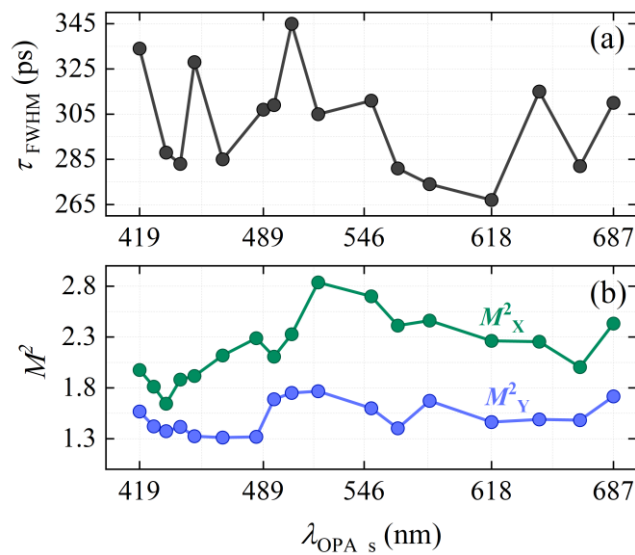


24 pav. Viršuje – subnanosekundinių mikrolazerio impulsų kaupinamo OPA signalų spektrai ties įvairiais FS kampais (ϕ_{LBO}). Apačioje – spektrų pločiai $\Delta\lambda_{FWHM}$ atitinkamoms OPA signalinėms bangoms λ_{OPA_s} . Pateikti duomenys atitinka optimizuoto OPA signalinės bangos M^2 režimą.

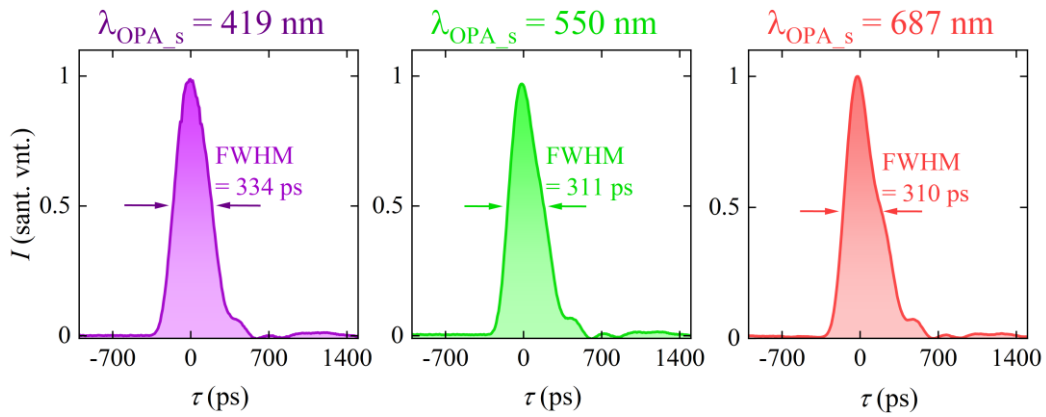
Svarbu paminėti, kad generuojami OPA impulsai yra stipriai nutolę nuo spektriškai ribotų (impulsų trukmės ir spektro pločio sandauga apytiksliai svyruoja tarp 10^2 ir 10^3). Tai siejama su tuo, kad užkrato šaltinis – OPG signalas – MgO:PPLN kristale generuojamas iš kvantinių triukšmų, t. y. parametrinė generacija prasideda nuo spontaniškos parametrinės fluorescencijos (ne nuo vieno konkretaus užkrato bangos ilgio). Tokiu atveju pradinė spinduliuotė susideda iš daugybės silpnų atsitiktinių dažnių bei bangos vektorių komponentių, kur stiprinimas vyksta toms komponentėms, kurios tenkina energijos ir impulso tvermės dėsnius. Vėlesnėje pakopoje šios savybės išlieka ir persiduoda OPA signalinės bangos impulsams.

Taip pat buvo išmatuotos generuojamų OPA impulsų trukmės, kurios kito nuo 265 iki 345 ps [žr. 25 pav. (a) bei 26 pav.]. Išmatuotos trukmės yra maždaug du kartus trumpesnės nei 355 nm kaupinimo trukmė (524 ps). Toks impulsų sutrumpėjimas siejamas su netolygiu parametriniu stiprinimu impulsinio kaupinimo režime. Kadangi impulsas pasižymi Gauso formos laikiniu profiliu, didžiausią stiprinimą patiria ta signalinio impulso dalis, kuri persidengia su intensyviausia kaupinimo impulso sritimi – impulso viršūne. Dėl šios priežasties signalinio impulso centrinė dalis, esanti po kaupinimo impulso viršūne, stiprinama gerokai efektyviau nei impulso kraštai, todėl generuojamas trumpesnės trukmės OPA impulsas [67]. OPA impulsų trukmių priklausomybė nuo bangos ilgio nepasižymėjo aiškia tendencija, nes

keičiant OPA signalinės bangos ilgį kinta LBO kristalų FS sąlygos, fazinio sinchronizmo juostos plotis bei OPG užkrato signalo spektrinės, erdvinės ir energinės savybės. Taip pat, naudojantis pluošto sklaidimo analizatoriumi, kiekvienam signalinės OPA bangos ilgiui buvo išmatuotas pluošto kokybės parametras M^2 [žr. 25 pav. (b)]. Iš pateiktų rezultatų matyti, kad x ašies pluošto kokybės parametras (M_x^2) yra prastesnis, ko priežastis galėtų būti erdvinis sąveikaujančių bangų išbėgimas (dar kitaip vadinamas diafragminis apertūrinis reiškinys). Toks reiškinys atsiranda dėl LBO kristalo dvejetainiškumo savybės, kai nepaprastosios „e“ bangos Poyntingo vektoriaus kryptis nesutampa su banginio vektoriaus kryptimi. Dėl to sąveikaujančios paprastosios „o“ ir nepaprastosios „e“ (šiuo atveju 355 nm kaupinimo ir OPG) bangos sklinda šiek tiek skirtingomis kryptimis, todėl jų erdvinis persidengimas mažėja. Tai lemia netolygų parametrinį stiprinimą ir asimetrišką generuojamo OPA signalo intensyvumo pasiskirstymą. Visi 25-26 pav. pateikti matavimai atitinka optimizuoto OPA signalo ($M_{xy}^2 < 2$) režimą.

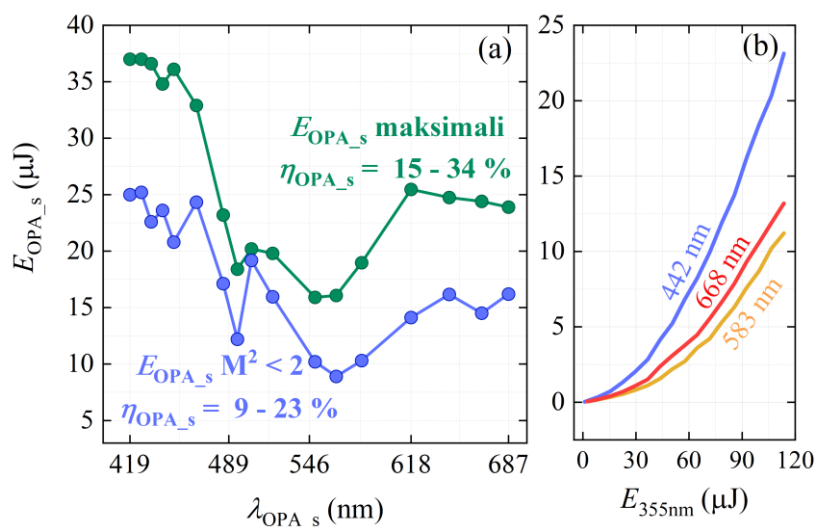


25 pav. (a) Impulso trukmės τ_{FWHM} ir (b) pluošto kokybės parametro M^2 priklausomybė nuo OPA signalinės bangos ilgio λ_{OPA_s} . Čia M_x^2 ir M_y^2 – atitinkamai x ir y ašių pluošto kokybės parametrai. Pateikti duomenys atitinka optimizuoto OPA pluošto M^2 režimą.



26 pav. Trijų skirtingų OPA signalinių bangų λ_{OPA_s} impulsai bei jų trukmės FWHM.

Galiausiai buvo charakterizuotos OPA signalų energinės savybės. Atsižvelgiant į anksčiau aptartas OPA pluošto kokybės optimizavimo galimybes, sistema gali būti suderinta arba maksimaliai OPA energijai [27 pav. (a), žalia kreivė], arba 2-3 kartus geresnei pluošto kokybei [27 pav. (a), mėlyna kreivė]. Šiais atvejais bendras sistemos keitimo efektyvumas iš 355 nm kaupinimo į signalinę OPA bangą siekia atitinkamai 15 – 34 % ir 9 – 23 %. Mėlynosios (trumpesnio bangos ilgio) OPA signalinės bangos pasižymi didesnėmis energijomis, lyginant su raudonosiomis. Tai galima paaiškinti didesniu efektiniu netiesiniu koeficientu (419 nm bangos ilgiui d_{eff} yra ~1,27 karto didesnis nei 690 nm bangos ilgiui) bei mažesniu erdvinio sąveikaujančių bangų išbėgimo kampu (419 nm bangos ilgiui yra 1,48 karto mažesnis nei 690 nm bangos ilgiui). Mažiausios OPA energijos stebimos ~490 – 580 nm spektro srityje. Tai gali būti siejama su žemesniu OPG bangų spektriniu energijos tankiu netoli OPG išsigimusio režimo bei papildomais nuostoliais, atsirandančiais dėl naudojamo filtro, skirto likutinei 532 nm spinduliuotei blokuoti, kuris praleidžia apie 92 % OPG spinduliuotės bei buvo naudojamas tik minėtame spektriniame diapazone. Be to, OPA signalinės bangos energija netiesiškai didėja didėjant 355 nm kaupinimo energijai [žr. 27 pav. (b)]. Šiuo atveju stiprinimo kreivės soties pasiekti nepavyko dėl ribotos 355 nm kaupinimo energijos bei švelnių fokusavimo sąlygų – naudojant du LBO kristalus buvo reikalingas didesnis OPG spinduliuotės Reilėjaus ilgis, o 355 nm fokusuota švelniau dėl modų dydžių sąsmaukoje suderinimo. Tolimesnį OPA pakopos keitimo efektyvumą riboja LIDT antrame LBO kristale – didinant 355 nm kaupinimo intensyvumą galima tikėtis didesnio efektyvumo, tačiau aštresnėmis fokusavimo sąlygomis (~3 GW/cm²) buvo užfiksuotas kristalo pažeidimas.



27 pav. (a) OPA signalo energijos E_{OPA_s} priklausomybė nuo bangos ilgio λ_{OPA_s} : žalia kreivė – maksimalios energijos režimas, mėlyna kreivė – optimizuoto pluošto ($M^2_{XY} < 2$) režimas. Čia η_{OPA_s} – OPA signalinės bangos keitimo efektyvumas. (b) E_{OPA_s} priklausomybė nuo kaupinimo energijos E_{355nm} trims bangos ilgiams [duomenys atitinka optimizuoto OPA pluošto ($M^2_{XY} < 2$) režimą].

Šio tyrimo metu pavyko pasiekti sąlyginai didelius trečios harmonikos į OPA signalines bangas keitimo efektyvumus. Tai yra ypač sudėtinga subnanosekundinėse parametrinėse sistemose, kur impulsų trukmė yra pakankamai ilga (ko pasėkoje efektyvioms netiesinėms sąveikoms trūksta intensyvumo) ir tuo pačiu impulsų energija yra didelė (ko pasėkoje yra žemas LIDT netiesinėse terpėse). Šiuo atveju efektyvų tokios sistemos veikimą galėjome pasiekti dėl naudojamo didelės (μJ eilės) energijos užkrato, generuojamo MgO:PPLN kristale. Lyginant su alternatyviais užkrato šaltiniais, pavyzdžiui, superkontinuumo generacija fotoninių kristalų šviesolaidyje, kur tipinės energijos yra pJ/nm eilės, šiame darbe naudojama OPG pakopa suteikia keliomis eilėmis didesnes spektrines energijas ($\mu J/nm$). Dėl to galima realizuoti žymiai efektyvesnes parametrinio stiprinimo (OPA) sąveikas nei su alternatyviais užkrato šaltiniais [20].

Bendru atveju, regimosios srities bangos ilgiai apima maždaug 380 – 750 nm diapazoną, o šiame darbe pademonstruota OPA sistema leido pasiekti beveik visą šį diapazoną – nuo 419 iki 690 nm. Likusi ilgesniųjų bangų regimosios srities dalis galėtų būti padengta naudojant OPG signalines bangas. Tuo tarpu trumpabangė mėlynoji sritis galėtų būti praplėsta generuojant 2H iš OPG signalinių bangų, tokiu būdu pasiekiant 345 – 418 nm bangos ilgius. Be to, tokios sistemos nenutrūkstamą bangos ilgio derinimą galima išplėsti ir į ultravioletinę sritį – generuojant 2H iš OPA signalinių bangų būtų galima pasiekti 210 – 345 nm diapazoną.

3. Išvados

1. Kaupinant daugelio gardelių MgO:PPLN kristalą mikrolazerio antrosios harmonikos (532 nm) subnanosekundiniais impulsais galima generuoti μJ eilės energijos impulsus, tolygiai derinamus 690 – 2300 nm diapazone.
2. Nustatyta, kad esant šimtų MW/cm^2 eilės kaupinimo intensyvumams MgO:PPLN kristale didėja generuojamo OPG pluošto skėstis ir ryškėja erdvinio spektro išplitimas, kas siejama su tiesine ir netiesine 532 nm kaupinimo spinduliuotės sugertimi bei nekolinearaus QPM sąveika. Šie efektai lemia generuojamo signalo kokybės prastėjimą ir tiesiogiai riboja tolimesnėje OPA pakopoje stiprinamo pluošto savybes.
3. Naudojant didelio ($\mu\text{J}/\text{nm}$ eilės) spektrinio energijos tankio MgO:PPLN OPG signalą kaip užkratą OPA pakopoje, realizuotoje dviejuose nuosekliai išdėstytuose LBO kristaluose ir kaupinamoje mikrolazerio 355 nm spinduliuote, galima generuoti tolygiai derinamus subnanosekundinius impulsus 419 – 690 nm spektro srityje su μJ eilės energija ir iki 34 % siekiančiu keitimo efektyvumu.
4. Kaupinant MgO:PPLN kristalą gardelės krašte galima gauti apie du kartus mažesnės skėsties ir didesnio intensyvumo OPG išėjimo pluoštą nei įprastinėje kaupinimo geometrijoje. Dviejų LBO kristalų OPA pakopoje tai leidžia iki 3 kartų pagerinti OPA signalinės bangos pluošto kokybę reikšmingai neprarandant energijos.

Literatūros sąrašas

- [1] M. Ebrahimzadeh, Parametric light generation, *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, **361**, 2731–2750 (2003).
- [2] J.J. Zayhowski, Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifiers pumped by high-power passively Q-switched microchip lasers, *Optics Letters*, **22**, 169–171 (1997).
- [3] J.J. Zayhowski, Passively Q-switched Nd:YAG microchip lasers and applications, *Journal of Alloys and Compounds*, **303–304**, 393–400 (2000).
- [4] J. Tang, Z. Bai, D. Zhang, Y. Qi, J. Ding, Y. Wang, Z. Lu, Advances in all-solid-state passively Q-switched lasers based on Cr⁴⁺:YAG saturable absorber, *Photonics*, **8**, 93 (2021).
- [5] L.X. Sun, W. Wang, X.Y. Tian, P. Zhang, L.F. Qi, L.M. Zheng, Progress in research and application of micro-laser-induced breakdown spectroscopy, *Chinese Journal of Analytical Chemistry*, **46**, 1518–1527 (2018).
- [6] S. Romppanen, H. Häkkänen, J. Kekkonen, J. Nissinen, I. Nissinen, J. Kostamovaara, S. Kaski, Time-gated Raman and laser-induced breakdown spectroscopy in mapping of eudialyte and catapleiite, *Journal of Raman Spectroscopy*, **51**, 1462–1469 (2020).
- [7] A. Berrou, M. Raybaut, A. Godard, M. Lefebvre, High-resolution photoacoustic and direct absorption spectroscopy of main greenhouse gases by use of a pulsed entangled cavity doubly resonant OPO, *Applied Physics B*, **98**, 217–230 (2010).
- [8] B.M. Shalaby, C. Louot, E. Capitaine, K. Krupa, A. Labruyère, A. Tonello, D. Pagnoux, P. Leproux, V. Couderc, Spectro-temporal shaping of supercontinuum for subnanosecond time-coded M-CARS spectroscopy, *Optics Letters*, **41**, 5007–5010 (2016).
- [9] O. Reiter, L. Atzmony, L. Akerman, A. Levi, R. Kershenovich, M. Lapidot, D. Mimouni, Picosecond lasers for tattoo removal: a systematic review, *Lasers in Medical Science*, **31**, 1397–1405 (2016).
- [10] P. Geiser, U. Willer, D. Walter, W. Schade, A subnanosecond pulsed laser-source for mid-infrared LIDAR, *Applied Physics B*, **83**, 175–179 (2006).
- [11] O.A. Romanovskii, S.A. Sadovnikov, O.V. Kharchenko, S.V. Yakovlev, Development of near/mid IR differential absorption OPO lidar system for sensing of atmospheric gases, *Optics & Laser Technology*, **116**, 43–47 (2019).
- [12] B. Dolasinski, P.E. Powers, J.W. Haus, A. Cooney, Tunable narrow band difference frequency THz wave generation in DAST via dual seed PPLN OPG, *Optics Express*, **23**, 3669–3680 (2015).

- [13] J. Vengelis, V. Jarutis, V. Sirutkaitis, Visible supercontinuum generation in photonic crystal fiber using various harmonics of subnanosecond Q-switched laser, *Optical Engineering*, **55**, 096107 (2016).
- [14] L. Illés, M. Sági-Kazár, F. Steinbach, R. Hembrom, G. Mihailova, K. Georgieva, K. Solymosi, A. Barócsi, I. Solti, S. Lenk, Fluorescence lifetime of plant leaves with sub-nanosecond resolution, *Measurement Science and Technology*, **35**, 085206 (2024).
- [15] B. Lang, S. Mosquera-Vázquez, D. Lovy, P. Sherin, V. Markovic, E. Vauthey, Broadband ultraviolet-visible transient absorption spectroscopy in the nanosecond to microsecond time domain with sub-nanosecond time resolution, *Review of Scientific Instruments*, **84**, 073107 (2013).
- [16] L. Shan, G. Pauliat, G. Vienne, L. Tong, S. Lebrun, Stimulated Raman scattering in the evanescent field of liquid immersed tapered nanofibers, *Applied Physics Letters*, **102**, 201110 (2013).
- [17] D. Yankelevich, J.E. González, R.S. Cudney, L.A. Ríos, L. Marcu, Development of a new pulsed source for photoacoustic imaging based on aperiodically poled lithium niobate, *Biomedical Optics Express*, **5**, 468–478 (2014).
- [18] A. Marianovich, S. Spiekermann, M. Brendel, P. Wessels, J. Neumann, M. Weyers, D. Kracht, Passively Q-switched microchip laser based picosecond light source in the visible-red to near-infrared band for semiconductor excitation, *Optics Express*, **30**, 15428–15435 (2022).
- [19] J. Banys, V. Jarutis, J. Vengelis, Nonlinear absorption and parametric gain interaction in green-pumped subnanosecond MgO:PPLN OPG, *Optics Express*, **33**, 32903–32915 (2025).
- [20] G. Stanionytė, V. Tamulienė, R. Grigonis, J. Vengelis, Investigation of a widely-tunable subnanosecond BBO-based optical parametric amplifier, *Lithuanian Journal of Physics*, **62**, 10–20 (2022).
- [21] G. Stanionytė, E. Vėjalytė, V. Tamulienė, V. Jarutis, J. Vengelis, Subnanosecond widely-tunable in the visible spectrum range LBO based optical parametric amplifier, *Journal of Optics*, **24**, 045506 (2022).
- [22] M. Ebrahimzadeh, M.H. Dunn, *Optical Parametric Oscillators* (Springer, Berlin, 2001).
- [23] J. Banys, S. Armalytė, J. Pimpė, O. Balachninaite, V. Jarutis, J. Vengelis, Subnanosecond microlaser pumped fan-out grating design MgO:PPLN optical parametric generator continuously tunable from near- to mid-infrared, *Optics & Laser Technology*, **171**, 110433 (2024).
- [24] H. Qiao, K. Zhong, F. Li, X. Zhang, S. Wang, Y. Zheng, D. Xu, Q. Sheng, W. Shi, J. Yao, Efficient MW-peak-power kHz-repetition-rate sub-nanosecond optical parametric generator tunable from near- to mid-infrared, *Optics & Laser Technology*, **151**, 108010 (2022).

- [25] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2011).
- [26] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third edition (Academic Press, Inc., USA, 2008).
- [27] D.S. Hum, M.M. Fejer, Quasi-phasematching, *Comptes Rendus Physique*, **8**, 180–198 (2007).
- [28] K.L. Vodopyanov, Pulsed mid-IR optical parametric oscillators, in: *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, Topics in Applied Physics, **89**, 144–183 (Springer, Berlin, 2003).
- [29] K.L. Vodopyanov, Mid-infrared optical parametric generator with extra-wide 3–19 μm tunability: applications for spectroscopy of two-dimensional electrons in quantum wells, *Journal of the Optical Society of America B*, **16**, 1579–1586 (1999).
- [30] I. Pipinytė, “Femtosekundiniai iterbio lazerio impulsais sinchroniškai kaupinamos parametrinės šviesos generacijos tyrimas ir taikymas artimojoje infraraudonojoje srityje,” Doctoral dissertation, Vilnius University, Vilnius (2020).
- [31] M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M.M. Fejer, Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction, *Journal of Applied Physics*, **97**, 044102 (2005).
- [32] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P.S. Pershan, Interactions between light waves in a nonlinear dielectric, *Physical Review*, **127**, 1918–1939 (1962).
- [33] S. Tomaru, T. Watanabe, M. Hikita, M. Amano, Y. Shuto, H. Itoh, I. Yokohama, M. Asobe, Quasi-phase-matched second-harmonic generation in an electro-optic polymer waveguide, *Opt. Lett.*, **20**(6), 638–640 (1995).
- [34] D. Feng, N.B. Ming, J.F. Hong, Y.S. Yang, J.S. Zhu, Z. Yang, Y.N. Wang, Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO_3 crystals with periodic laminar ferroelectric domains, *Applied Physics Letters*, **37**, 607–609 (1980).
- [35] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, J. Hauden, A. Martinez, Ferroelectric domain inversion by electron beam on LiNbO_3 and Ti:LiNbO_3 , *Journal of Applied Physics*, **88**, 6665–6668 (2000).
- [36] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**, 2631–2654 (1992).
- [37] I. Camlibel, Spontaneous polarization measurements in several ferroelectric oxides using a pulsed-field method, *Journal of Applied Physics*, **40**, 1690–1693 (1969).
- [38] R.W. Keys, A. Loni, R.M. De La Rue, C.N. Ironside, J.H. Marsh, P.D. Townsend, Fabrication of domain reversed gratings for SHG in LiNbO_3 by electron beam bombardment, *Electronics Letters*, **26**, 188–190 (1990).

- [39] M.-J. Jin, O.-Y. Jeon, B.-J. Kim, M. Cha, Fabrication of periodically poled lithium niobate crystal and poling-quality evaluation by diffraction measurement, *Journal of the Korean Physical Society*, **47**, 336–339 (2005).
- [40] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe, First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation, *Applied Physics Letters*, **62**, 435–436 (1993).
- [41] B. Chen, L. Hong, C. Hu, C. Zhang, R. Liu, Z. Li, Engineering quadratic nonlinear photonic crystals for frequency conversion of lasers, *Journal of Optics*, **20**, 033001 (2018).
- [42] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe, Nondestructive quality evaluation of periodically poled lithium niobate crystals by diffraction, *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**(1), 40–46 (1993).
- [43] K. Pandiyan, Y.S. Kang, H.H. Lim, B.J. Kim, O. Prakash, M. Cha, Poling quality evaluation of periodically poled lithium niobate using diffraction method, *Journal of the Optical Society of Korea*, **12**, 205–209 (2008).
- [44] M.G. Cain, D.A. Hall, Ferroelectric hysteresis measurement and analysis, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**(17), 207–215 (1999).
- [45] A. Zukauskas, G. Strömquist, V. Pasiskevicius, F. Laurell, M. Fokine, C. Canalias, Fabrication of submicrometer quasi-phase-matched devices in KTP and RKTP, *Optical Materials Express*, **1**, 1319–1325 (2011).
- [46] X. Zou, W. Li, H. Liang, K. Liu, S. Qu, Q.J. Wang, Y. Zhang, 300 μ J, 3 W, few-cycle, 3 μ m OPCPA based on periodically poled stoichiometric lithium tantalate crystals, *Optics Letters*, **44**, 2791–2794 (2019).
- [47] C.E. Minor, R.S. Cudney, Mirrorless optical parametric oscillation in bulk PPLN and PPLT: a feasibility study, *Applied Physics B*, **123**, 38 (2017).
- [48] E. Molva, Microchip lasers and their applications in optical microsystems, *Optical Materials*, **11**, 289–299 (1999).
- [49] J. Banys, “Investigation of optical parametric light sources pumped by the sub-nanosecond microlaser pulses,” Doctoral dissertation, Vilnius University, Vilnius (2025).
- [50] A. Godard, M. Guionie, J.-B. Dherbecourt, J.-M. Melkonian, M. Raybaut, Backward optical parametric oscillator threshold and linewidth studies, *Journal of the Optical Society of America B*, **39**, 408–420 (2022).
- [51] J. Banys, J. Savickytė, O. Balachninaite, S. Armalytė, V. Tamulienė, V. Jarutis, J. Vengelis, Performance investigation of high-efficiency widely tunable subnanosecond optical parametric generator and amplifier based on MgO:PPLN, *Optics Express*, **30**, 23163–23176 (2022).

- [52] A. Dubietis, A. Matijošius, Table-top optical parametric chirped pulse amplifiers: past and present, *Opto-Electronic Advances*, **6**, 220046 (2023).
- [53] H. Ishizuki, T. Taira, High-gain mid-infrared optical-parametric generation pumped by microchip laser, *Optics Express*, **24**, 1046–1052 (2016).
- [54] M.D. Cocuzzi, K.L. Schepler, P.E. Powers, Narrow-bandwidth, subnanosecond, infrared pulse generation in PPLN pumped by a fiber amplifier/microchip oscillator, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**, 372–376 (2009).
- [55] L. Liu, H.Y. Wang, Y. Ning, C. Shen, L. Si, Y. Yang, Q.L. Bao, G. Ren, Sub-nanosecond periodically poled lithium niobate optical parametric generator and amplifier pumped by an actively Q-switched diode-pumped Nd:YAG microlaser, *Laser Physics*, **27**, 055403 (2017).
- [56] K. Zhong, H. Qiao, F. Li, X. Zhang, Y. Zheng, S. Wang, D. Xu, J. Yao, Tunable narrow-linewidth high-peak-power sub-nanosecond optical parametric generator by injection seeding, *Optics Express*, **30**, 16479–16488 (2022).
- [57] G. Marchev, P. Dallochio, F. Pirzio, A. Agnesi, G. Reali, V. Petrov, A. Tyazhev, V. Pasiskevicius, N. Thilmann, F. Laurell, Sub-nanosecond, 1–10 kHz, low-threshold, non-critical OPOs based on periodically poled KTP crystal pumped at 1064 nm, *Applied Physics B*, **109**, 211–214 (2012).
- [58] B. Bruneteau, B. Faure, J. Debray, G. Souhaité, P. Segonds, H. Ishizuki, T. Taira, B. Boulanger, Widely tunable near-infrared optical parametric oscillator based on a 5%MgO:PPLN partial cylinder pumped at 1064 nm by a 1-kHz sub-nanosecond microchip laser, *Optics Letters*, **48**, 3669–3672 (2023).
- [59] Y. Liu, K. Zhong, F. Li, Y. Zheng, J. Chi, K. Chen, J. Li, D. Xu, J. Yao, Widely tunable sub-nanosecond microcavity optical parametric oscillator based on cavity phase matching, *Optics Letters*, **50**, 3620–3623 (2025).
- [60] J.-P. Meyn, J. Bartschke, T. Weber, A. Borsutzky, R. Wallenstein, R.G. Batchko, M.M. Fejer, R.L. Byer, Nanosecond periodically poled lithium niobate optical parametric generator pumped at 532 nm by a single-frequency passively Q-switched Nd:YAG laser, *Applied Physics B*, **73**, 111–114 (2001).
- [61] S. Forget, F. Balembois, G. Lucas-Leclin, P. Georges, Picosecond laser source at 1 MHz with continuous tunability in the visible red band, *Optics Communications*, **220**, 187–192 (2003).
- [62] N.B. Prytz, D. Qvarngård, A. Härkönen, M. Guina, K. Gallo, Edge-enhanced optical parametric generation in periodically poled LiNbO₃, *Optics Express*, **28**, 20879–20888 (2020).
- [63] J. Hirohashi, V. Pasiskevicius, S. Wang, F. Laurell, Picosecond blue-light-induced infrared absorption in single-domain and periodically poled ferroelectrics, *Journal of Applied Physics*, **101**, 033105 (2007).

- [64] F. Kienle, D. Lin, S.-U. Alam, H.S.S. Hung, C.B.E. Gawith, H.E. Major, D.J. Richardson, D.P. Shepherd, Green-pumped, picosecond MgO:PPLN optical parametric oscillator, *Journal of the Optical Society of America B*, **29**, 144–152 (2012).
- [65] M. Imlau, H. Badorreck, C. Merschjann, Optical nonlinearities of small polarons in lithium niobate, *Applied Physics Reviews*, **2**, 040606 (2015).
- [66] Y. Chen, H. Zhan, B. Zhou, Refractive index modulation in periodically poled MgO-doped congruent LiNbO₃ crystal, *Applied Physics Letters*, **93**, 222902 (2008).
- [67] A. P. Stabinis, G. Valiulis, *Ultratrumpučių šviesos impulsų netiesinė optika* (Vilniaus universitetas, 2008).

Santrauka

Ieva Baltrukonytė

Parametrinio šviesos stiprintuvo derinamo regimojoje spektro srityje ir kaupinamo subnanosekundiniais mikrolazerio impulsais tyrimas

Kokybės moduliacijos režimu veikiančiais mikrolazeriais kaupiamos parametrinės sistemos, dirbančios kHz pasikartojimo dažniais, leidžia generuoti μJ - mJ eilės subnanosekundinius impulsus, pasižyminčios konstrukciniu paprastumu, stabilumu, maža kaina ir didele smailine galia [2–4]. Pastaraisiais metais pademonstruotos subnanosekundinės parametrinės sistemos, paremtos periodiškai poliuotais kristalais su fazinio kvazisinchronizmo (QPM) struktūromis, tokiomis kaip kelių gardelių ar vėduoklinės geometrijos [23,24]. Šios sistemos intensyviai vystomos dėl jų potencialo taikymams, kuriems reikalingi plačiai derinami šaltiniai tiek infraraudonosios, tiek regimosios spinduliuočių srityse [5–13,15,16]. Vis dėlto regimosios spektro srities realizacija subnanosekundinėse parametrinėse sistemose išlieka sudėtinga dėl mažesnių LIDT, ribotų QPM struktūrų galimybių bei sugerties ir nekolinearaus QPM sąveikų periodiškai poliuotuose kristaluose [19,64].

Atsižvelgiant į regimosios srities derinamos spinduliuotės praktinę svarbą, technologinius ribojimus bei menką šios srities išvystymą, šio darbo tikslas buvo sukonstruoti efektyviai veikiančią subnanosekundinių impulsų parametrinio stiprinimo sistemą, nenutrūkstamai derinamą regimojoje spektro srityje. Šiame darbe užkrato šaltinis buvo OPG spinduliuotė, generuojama daugelio gardelių MgO:PPLN kristale, kaupinamame 532 nm spinduliuote. Tuo tarpu parametrinio stiprinimo (OPA) pakopa buvo realizuota dviejuose nuosekliai išdėstytuose LBO kristaluose, kaupinamuose 355 nm spinduliuote, generuojant trumpesnį bangos ilgio signalines bangas.

Keičiant gardelę bei MgO:PPLN kristalo temperatūrą, buvo pasiektas signalinių ir šalutinių bangų derinimas 690 – 2300 nm diapazone bei 57 – 65 % keitimo efektyvumas. Šį OPG signalą naudojant kaip užkratą tolimesnėje pakopoje realizuotas nenutrūkstamas derinimas 419 – 690 nm diapazone. Dėl didelės energijos užkrato signalo pavyko realizuoti efektyvią OPA sąveiką, kurios keitimo efektyvumas siekė 15 – 34 % arba 9 – 23 %, optimizuojant sistemą geresnei pluošto kokybei. Generuojamų OPA impulsų trukmės svyravo tarp 265 – 345 ps, o spektro plotis visame derinimo diapazone neviršijo 1 nm (FWHM). Gauti rezultatai parodė, kad mikrolazerių panaudojimas kelių pakopų parametrinėse sistemose leidžia realizuoti kompaktiškas, didelės energijos ir plačiai derinamus šviesos šaltinius, perspektyvius taikymams spektroskopijoje, biomedicinoje, netiesinėje optikoje ir panašiai.

Summary

Ieva Baltrukonytė

Investigation of visible-spectrum tunable optical parametric amplifier pumped by subnanosecond microlaser pulses

Optical parametric systems pumped by passively Q-switched sub-nanosecond microlasers operating at kHz repetition rates enable the generation of high-energy (μJ - mJ) pulses in compact, cost-effective and stable configurations [2–4]. In recent years, sub-nanosecond parametric systems based on periodically poled nonlinear crystals with quasi-phase matching (QPM) structures, such as multi-grating or fan-out geometries, have been demonstrated [23,24]. These systems are actively investigated due to their potential for applications requiring widely tunable sources in both the infrared and visible spectral regions [5–13,15,16]. However, the realization of tunable sources in the sub-nanosecond visible spectral range remains challenging due to lower LIDT, limitations of QPM structures and absorption as well as noncollinear QPM effects in periodically poled crystals [19,64].

Considering the practical importance of tunable radiation in the visible spectral region, technological limitations and relatively low level of development in this field, the aim of this work was to develop an efficient sub-nanosecond optical parametric amplification (OPA) system with continuous tunability in the visible range. In this study, the seed source was optical parametric generation (OPG) radiation produced in multi-grating MgO:PPLN crystal pumped by 532 nm. The OPA stage was realized in two subsequently arranged LBO crystals pumped by 355 nm, enabling the generation of shorter-wavelength signal radiation.

By tuning the grating period and the temperature of MgO:PPLN crystal, continuous tuning of the signal and idler waves in the 690 – 2300 nm range was achieved, with a conversion efficiency of 57 – 65 %. Using this OPG radiation as a seed in the subsequent OPA stage, continuous tuning in the 419 – 690 nm range was realized. Due to the high-energy seed, efficient OPA interaction was achieved, with a conversion efficiency of 15 – 34 %, or 9 – 23 % when optimizing the system for better beam quality. The generated OPA pulse durations were in the sub-nanosecond regime, ranging from 356 to 345 ps, while the spectral bandwidth across the entire tuning range did not exceed 1 nm (FWHM). The obtained results demonstrate that microlaser-pumped multi-stage parametric systems enable the realization of compact, high-energy and widely tunable light sources, which are important for applications in spectroscopy, biomedicine, nonlinear optics etc.

Aprobacija

Studentė pristatė ar yra bendraautorė šiuose pranešimuose:

1. I. Baltrukonytė, J. Pimpė, M. Kuliešaitė, J. Vengelis, Measurement of continuum spatial spectrum generated in various media, 45th Lithuanian National Physics Conference, October 25 – 27, 2023, Vilnius, Lithuania.
2. I. Baltrukonytė, J. Pimpė, J. Vengelis, Investigation of supercontinuum generation in photonic crystal fibers with different characteristics using femtosecond pump pulses, “67th International conference for students of physical and natural sciences Open Readings 2024”, April 23-26, 2024, Vilnius, Lithuania.
3. I. Baltrukonytė, J. Pimpė, J. Vengelis, Evaluation of various periodically poled nonlinear crystals’ poling quality, “68th International conference for students of physical and natural sciences Open Readings 2025”, May 13-16, 2025, Vilnius, Lithuania.
4. I. Baltrukonytė, J. Banys, J. Vengelis, Sub-nanosecond pulse parametric amplification system in the visible spectrum range, “69th International conference for students of physical and natural sciences Open Readings 2026”, April 27-30, 2026, Vilnius, Lithuania.
5. I. Baltrukonytė, J. Banys, J. Vengelis, Regimosios spektro srities subnanosekundinių impulsų parametrinio stiprinimo sistema, Fizinių ir technologijos mokslų tarpdalykiniai tyrimai, April 17, Vilnius, Lithuania.
6. J. Pimpė, I. Baltrukonytė, A. Dubietis, J. Vengelis, High repetition rate DUV-NIR tunable femtosecond laser system, 69th International conference for students of physics and natural sciences “Open Readings 2026”, April 27-30, 2026, Vilnius, Lithuania.

Studentė yra bendraautorė šiame straipsnyje:

1. J. Pimpė, I. Baltrukonytė, L. Rimkus, G. Valiulis, V. Jukna, A. Dubietis, J. Vengelis, High average power second, third and fourth harmonics from amplified femtosecond 76 MHz Yb-laser system, rankraštis išsiųstas ir šiuo metu recenzuojamas žurnale *Applied Physics Letters*.